

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM 25

ZESZYT 5

---

1974

ZARZĄD

Prezes honorowy

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ  
czł. rzecz. PAN

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN  
Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Doc. dr MIECZYŚLAW FRĄCKOWIAK  
Doc. dr WITOLD GIRIAT  
Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK  
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI  
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)  
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)  
Doc. dr ALFONS KAWSKI (*Gdańsk*)  
Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)  
Doc. dr ANDRZEJ PAWLIKOWSKI (*Katowice*)  
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Koszalin*)  
Doc. dr ANDRZEJ OLEŚ (*Kraków*)  
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)  
Doc. dr HENRYK MAŁECKI (*Łódź*)  
Doc. dr JAN MOCHNIAK (*Opole*)  
Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)  
Prof. dr CZESŁAW JANKIEWICZ (*Rzeszów*)  
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)  
Doc. dr hab. STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)  
Doc. dr hab. WACŁAW NAZAREWICZ (*Warszawa*)  
Doc. dr BOLESŁAW MAKIEJ (*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 25, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1974

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa)  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Przemysław Zieliński (Warszawa)

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Przemysław Zieliński (Warszawa)  
*Członkowie Redakcji* — Barbara Wojtowicz (Warszawa), Zygmunt Ajduk (Warszawa)

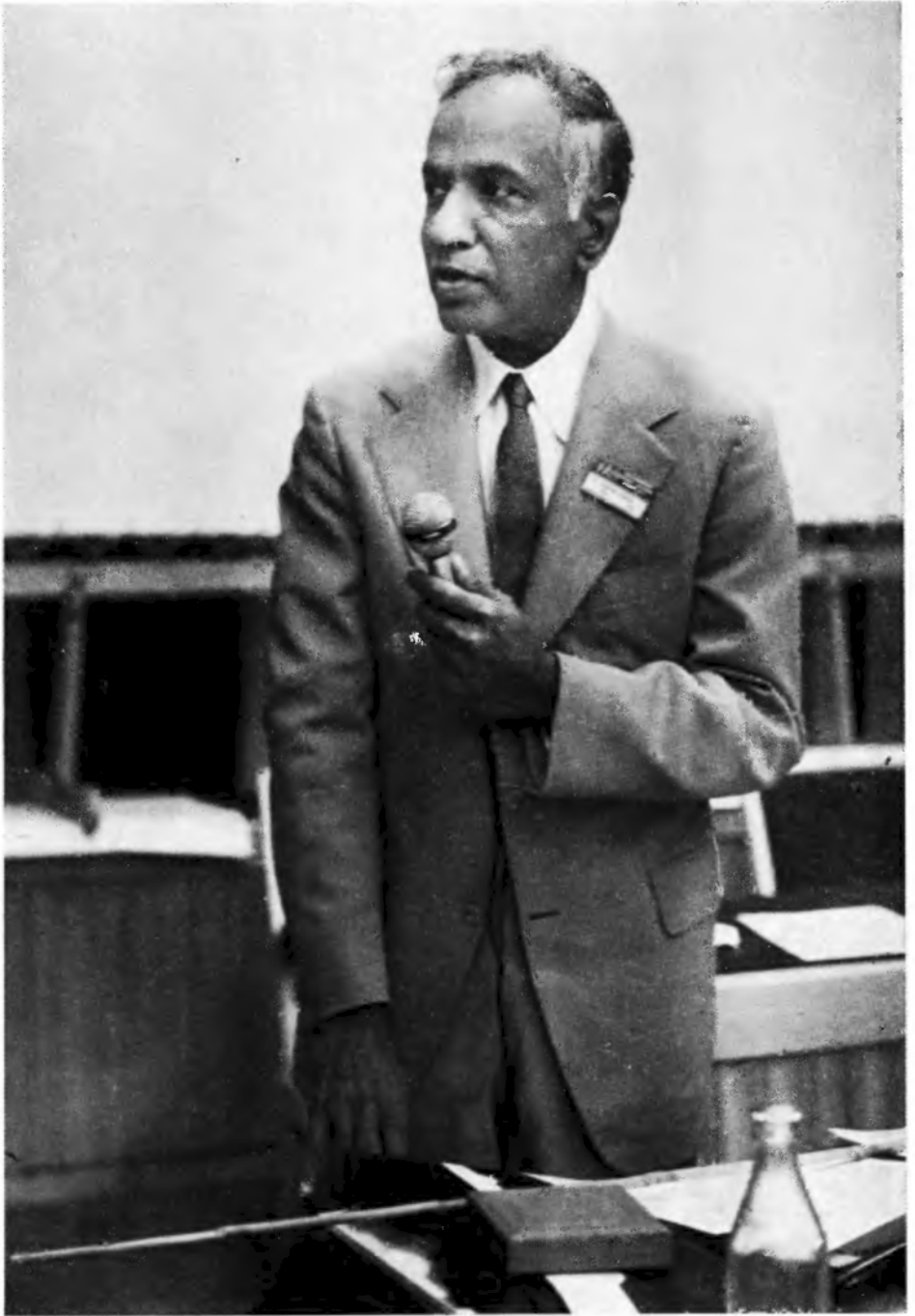
*Adres Redakcji:* ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny

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

Nakład 3034 + 116 egz. Ark. wyd. 10,75. Ark. druk. 9+1 wkł.  
Papier ilustr. sat. kl. III. 70 × 100, 80 g.  
Oddano do składania w czerwcu 1974  
Podpisano do druku w październiku 1974  
Druk ukończono w październiku 1974  
Zam. 612/74. S-54. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13



*Subrahmanyan Chandrasekhar*

*Maciej Suffczyński*

Institut Fizyki PAN  
Warszawa

## Subrahmanyan Chandrasekhar

*Abstract:* Subrahmanyan Chandrasekhar was recipient of the Marian Smoluchowski Medal in 1973.

Subrahmanyan Chandrasekhar jest jednym z najwybitniejszych współczesnych astrofizyków teoretyków.

Urodzony 19 października 1910 roku w Lahore w Indiach uzyskał magisterium w Presidency College w Madras w 1930 roku i w tym roku jako stypendysta rządu indyjskiego wyjechał do Cambridge studiować fizykę teoretyczną.

W 1933 roku został Fellow of Trinity College. W 1937 roku przeniósł się do Stanów Zjednoczonych. Naturalizował się tam w 1953 roku. Pracował w Yerkes Observatory w Williams Bay (Wisconsin), wykładał jednocześnie na University of Chicago, gdzie w 1952 roku otrzymał tytuł Morton D. Hull Distinguished Service Professor.

Zainteresowania Chandrasekhara obejmowały teoretyczne aspekty budowy gwiazd, dynamikę układów gwiazdowych i zagadnienia ewolucji gwiazd.

Szczególne znaczenie mają prace Chandrasekhara na temat równowagi gwiazd o powłokach gazowych.

U podstaw tych rozważań leżą ogólne równania termodynamiki i mechaniki statystycznej układów gazowych w polu siły ciężkości. Rozważania tego rodzaju prowadzili już byli J. H. Lane [1], R. Emden [2], A. Ritter, W. Thomson (Lord Kelvin). Podstawowe równania różniczkowe teorii są nieliniowe, np. równanie Lane-Emdena o wykładniku  $n \neq 1$ :

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\theta_n}{d\xi} \right) = -\theta_n^n \quad (1)$$

oraz

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = e^{-\psi}. \quad (2)$$

Posiadają one specjalne własności współzmienniczości względem transformacji homologicznych, czy jak powiedzielibyśmy dzisiaj, transformacji skalowania argumentów. Rozwiązania równań Lane-Emdena dają stałe uniwersalne, istotne w teorii równowagi układów gazowych, w szczególności równowagi gwiazd. W teorii gwiazd sferycznych  $\xi$  ma znaczenie zredukowanego promienia wodzącego wyrażonego zwykle w ułamkach promienia gwiazdy.

S. Chandrasekhar przebadał wiele równań typu Lane-Emdena, podał i przedyskutował ich rozwiązania i nawet stabelował niektóre w swojej pierwszej monografii poświęconej teorii budowy gwiazd [3].

Warto przypomnieć, że w rozdziale „Zasady fizyczne“ Chandrasekhar cytuje twierdzenie Maurycego Piusa Rudzkiego (1862—1916): „Przy jednorodnym rozszerzaniu albo ściskaniu kuli gazowej gęstość, ciśnienie i temperatura w każdym punkcie zmieniają się odpowiednio odwrotnie proporcjonalnie do trzeciej, czwartej i pierwszej potęgi stosunku początkowego i końcowego promienia kuli“. Twierdzenie to znali już J. H. Lane (1869) i A. Ritter (1878), ale w ogólnej postaci udowodnił je P. Rudzki w 1902 r. [4], który wprowadził ogólne pojęcie „przekształceń homologicznych“.

W rozdziale „Gwiazdy gazowe“ Chandrasekhar przytacza wzór Białobrzeskiego i Eddingtona wyrażający masę  $M$  gwiazdy przez jej masę cząsteczkową  $\mu$ , przez ciśnienie promieniowania i stałe rozwiązania równania Lane-Emdena o wykładniku  $n = 3$ :

$$M = -4\pi \left[ \left( \frac{k}{\mu H} \right)^4 \frac{3(1-\beta)}{\beta^4} \right]^{1/2} \frac{1}{(\pi G)^{3/2}} \left( \xi^2 \frac{d\theta_3}{d\xi} \right)_{\xi=\xi_1} \quad (3)$$

Tu  $1-\beta$  jest ułamkiem ciśnienia promieniowania w całkowitym ciśnieniu,  $k$  jest stałą Boltzmanna,  $a = 8\pi^5 k^4 / 15c^3 h^3$  — stałą Stefana-Boltzmanna,  $G$  — stałą grawitacji,  $H$  — masą protonu.

Chandrasekhar pisze przy tym, iż wzór otrzymali po raz pierwszy niezależnie od siebie Białobrzeski [5] i Eddington [6].

Największe znaczenie mają wyniki Chandrasekhara w teorii białych karłów. Te obiekty o małej jasności (w porównaniu ze średnimi gwiazdami posiadającymi takie same masy), a zarazem o gęstościach miliony razy większych od gęstości materii występujących na Ziemi, stanowią późne stadium ewolucji gwiazd.

Już w latach dwudziestych R. H. Fowler [7] dokonał odkrycia, iż białe karły mają gaz elektronowy całkowicie zdegenerowany w sensie statystyki Fermi-Diraca. Wkrótce E. C. Stoner [8] zastosował statystykę Fermi-Diraca do opisu własności magnetycznych gazów elektronowego. S. Chandrasekhar zapytał o warunki równowagi relatywistycznego gazu elektronowego całkowicie i częściowo zdegenerowanego w polu grawitacyjnym gwiazdy przy uwzględnieniu ciśnienia promieniowania. Zagadnienie to prowadzi do szczególnych równań typu Lane-Emdena. Ze związku między średnią gęstością i gęstością w środku gwiazdy Chandrasekhar [9] wyprowadził wniosek, iż maksymalna masa gwiazdy

$M_3$ , która może być rozpatrywana jako całkowicie zdegenerowana, jest skończona i określona przez jej skład chemiczny:

$$M_3 = -4\pi \left( \frac{2A}{\pi G} \right)^{3/2} \frac{\beta^{-3/2}}{B^2} \left( \xi^2 \frac{d\theta_3}{d\xi} \right)_{\xi=\xi_1(\theta_3)}, \quad (4)$$

gdzie:  $A = \pi m_e^4 c^5 / 3h^3$ , przy czym  $m_e$  jest masą elektronu,  $B = 8\pi m_e^3 c^3 H \mu_e / 3h^3$  jest stałą masową gazu elektronowego,  $\mu_e$  jego masą cząsteczkową zależną od stanu jonizacji atomów.

Każda masa gwiazdy mniejsza od granicznej  $M_3$  ma pewien jednoznacznie określony promień. Graniczna masa białych karłów nazywana jest granicą Chandrasekhara. Jest ona rzędu 1,44 masy Słońca.

Gdy źródło energii stopniowo wyczerpuje się, gwiazda zapada się grawitacyjnie i jej gęstość wzrasta, póki nie zostanie osiągnięte ciśnienie degeneracji. Następnie prędkość stygnięcia staje się stopniowo mniejsza.

Jeżeli masa początkowa gwiazdy przewyższa 1,44 masy Słońca, działająca do wnętrza gwiazdy siła ciężkości wymaga dla zrównoważenia większego ciśnienia zdegenerowanego gazu elektronowego, czyli wyższej temperatury wnętrza. Dzisiaj wiemy, że w różnych temperaturach zapalają się różne reakcje jądrowe. Zapadanie może więc być zatrzymane, nawet kilka razy. Jeżeli wreszcie wyczerpane są już egzotermiczne reakcje jądrowe zdolne do zatrzymania zapadania i jednocześnie masa gwiazdy jeszcze przewyższa granicę Chandrasekhara, zapadanie grawitacyjne postępuje dalej.

W początkach lat czterdziestych Chandrasekhar wspólnie z Johnem von Neumannem pracował nad teorią fluktuacji sił wywieranych na gwiazdę przez otaczające ją gwiazdy. Ze względu na trudność otrzymania funkcji rozkładu sił w jawnej postaci Chandrasekhar i von Neumann obliczali pierwsze i drugie momenty tej funkcji rozkładu, co pozwoliło im otrzymać wyrażenia na średni czas życia fluktuacji, zależny od prędkości gwiazd [10].

Problemy stochastyczne w zagadnieniach dynamiki gwiazd omówione są w drugiej monografii Chandrasekhara [11]. Zainteresowany teorią fluktuacji Chandrasekhar przestudiował prace Mariana Smoluchowskiego. Na tych pracach oparty jest artykuł Chandrasekhara *Problemy stochastyczne w fizyce i astronomii* opublikowany w „Reviews of Modern Physics“ w 1943 roku [12]. W tym obszernym artykule Chandrasekhar dał przystępny wykład teorii błędzenia przypadkowego, teorii ruchów Browna, wyprowadzenia równania Fokkera-Plancka i wreszcie opisał efekty „Wahrscheinlichkeitsnachwirkung“, który to termin Smoluchowskiego przetłumaczył jako „probability after-effects“.

Podstawowe pojęcia wprowadzone przez Smoluchowskiego pozwalają opisać w sposób ilościowy prawa ruchów Browna, podać wyrażenia na czasy powrotu stanu fluktuacji i sprecyzować granice stosowalności drugiej zasady termodynamiki. W szczególności pojęcie korelacji fluktuacji stało się podstawowym narzędziem mechaniki statystycznej.

Smoluchowski podał teorię statystyczną roztworów koloidalnych, którą



sprawdzali doświadczalnie R. Zsigmondy, The Svedberg, J. Perrin i inni. Rozwinięta przez Smoluchowskiego teoria ruchów Browna w polu siły ciężkości pozwoliła mu opisać zjawiska sedimentacji roztworów.

Teoria koloidów, których zachowanie jest określone przez siły dalekiego zasięgu między cząsteczkami, ma wiele wspólnego z teorią układów gwiazd, których dynamika podobnie określona jest przez siły dalekiego zasięgu.

Ciekawy dla nas jest nie tylko fakt, iż swój artykuł na temat procesów stochastycznych Chandrasekhar oparł na pracach Smoluchowskiego, które cytuje przeszło dwadzieścia razy. Warto przytoczyć niektóre z tych cytat w całości:

„Zagadnienie błędzenia przypadkowego między odbijającymi i absorbującymi ściankami było po raz pierwszy rozpatrywane przez Smoluchowskiego [13]“.

„W odczytach *Drei Vorträge über Diffusion, Brownsche Bewegung und Koagulation von Kolloidteilchen* [13] mamy nadzwyczaj wartościowy wykład całego przedmiotu ruchów Browna i fluktuacji molekularnych. Nie istnieje lepsze wprowadzenie do tego przedmiotu niż te wykłady Smoluchowskiego. A. Sommerfeld [14] daje dość obszerną bibliografię pism Smoluchowskiego“.

„Teoria fluktuacji gęstości rozwinięta przez Smoluchowskiego stanowi jedno z najwybitniejszych osiągnięć fizyki molekularnej. Nie tylko ujmuje ilościowo i wyjaśnia szeroki zakres zjawisk fizycznych i fizyko-chemicznych, ale także wprowadza takie podstawowe pojęcia jak „probability after-effect“, które mają ogromne znaczenie w związku z innymi zagadnieniami“.

„Interesujące zastosowanie teorii Smoluchowskiego do zagadnień raczej innego rodzaju dokonane zostało przez Fürtha [15]. Fürth przeprowadził systematyczne liczenie liczby przechodniów na ulicy co pięć sekund. Czas pięciu sekund został wybrany, ponieważ odcinek ulicy był taki, że przechodzień obserwowany na tym odcinku przy jednej okazji ma znaczne prawdopodobieństwo pozostania na tym samym odcinku, gdy następną obserwacja dokonana jest w pięć sekund później.“

Możemy więc zdefiniować wynik efektu opóźnienia  $P = vt/a$ , gdzie  $v$  jest średnią prędkością przechodnia,  $t$  — wybranym przedziałem czasu,  $a$  — długością odcinka ulicy i teoria Smoluchowskiego stosuje się. Analiza statystyczna danych pokazała, że zgodność z teorią jest doskonała“.

W końcu:

„Jest trochę dziwne, iż nowsze dyskusje praw termodynamiki nie zawierają ważnych odnośników do badań Boltzmanna i Smoluchowskiego (np. P. W. Bridgman *The Nature of Thermodynamics*, Harvard University Press, 1941). Brak odnośników, zwłaszcza do Smoluchowskiego, jest godny pożałowania, bo nikt tak jak Smoluchowski nie przyczynił się do prawdziwego wyjaśnienia podstawowych pojęć wchodzących tu w grę“.

Słowa te opublikowane były w 1943 roku, kiedy cytowanie prac Polaków było zupełnie wyjątkowe.

Artykuł S. Chandrasekhara w „Reviews of Modern Physics“ jest powszechnie cytowaną pozycją w literaturze dotyczącej zastosowania procesów stochastycznych w fizyce. Obecnie prace na temat fluktuacji, czasów powrotu i korelacji

fluktuacji, nawet jeśli wymieniają nazwisko M. Smoluchowskiego, często cytują nie bezpośrednio jego prace oryginalne, a właśnie artykuł S. Chandrasekhara [16—20].

S. Chandrasekhar pracował nad najbardziej aktualnymi zagadnieniami astrofizyki. Gdy R. Wildt odkrył istnienie w atmosferze Słońca ujemnego jonu wodoru  $H^-$  [21], Chandrasekhar zasugerował wraz z Wildtem występowanie także ujemnego jonu tlenu  $O^-$  [22, 23] oraz wykonał metodą wariacyjną wiele rachunków stanu podstawowego ujemnych jonów. Przegląd tych prac zawarł w artykule opublikowanym w „Reviews of Modern Physics“ w r. 1944 [24].

Bardzo znana monografia Chandrasekhara *Radiative Transfer* [25] omawia zagadnienia dyfuzyjnego przechodzenia promieniowania przez atmosferę, odbicia i rozpraszania światła częściowego spolaryzowanego w atmosferze, także w atmosferach planet. Monografia ta bywa często cytowana przez fizyków, astrofizyków i geofizyków.

Chandrasekhar opublikował także monograficzny wykład na temat fizyki plazmy [26].

W obszernej monografii na temat stabilności hydrodynamicznej [27], w rozdziale VI omawiającym równowagę kul i powłok i ich możliwe niestabilności termiczne, Chandrasekhar cytuje pracę J. Wasiutyńskiego [28]. W przypisie do rozdziału XIII na temat niestabilności grawitacyjnych cytuje pracę A. G. Pacholczyka i J. S. Stodółkiewicza [29] i podkreśla, że przedstawia krzywe dyspersyjne w sposób przez nich sugerowany.

Chandrasekhar napisał monografię na temat figur równowagi mających szczególne znaczenie w astronomii [30]. Ostatnio zajmuje się wpływem grawitacyjnych efektów pozanewtonowskich na warunki równowagi gwiazd.

Oprócz ogromnej liczby oryginalnych prac naukowych Chandrasekhar napisał wiele esejów typu filozoficznego.

Chandrasekhar redagował przez kilkadziesiąt lat czołowy periodyk astrofizyczny „The Astrophysical Journal“.

Docenianie przez Chandrasekhara wkładu wielu poszczególnych fizyków i astronomów do nauki świadczy o jego wielkiej erudycji i głębokim wnicaniu w rozwój logiczny i historyczny stopniowych etapów poznania.

S. Chandrasekhar jest od 1944 r. Fellow of Royal Society, otrzymał Royal Medal w 1962 roku. Otrzymał także, m. in., złoty medal Królewskiego Towarzystwa Astronomicznego w Londynie w 1953 r., Medal Rumforda Amerykańskiej Akademii Sztuk i Nauk w 1957 r., National Medal of Science Stanów Zjednoczonych w 1966 r.

W związku z przypadającą w 1972 roku setną rocznicą urodzin Mariana Smoluchowskiego Komisja Nagród łącznie z Prezydium Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego postanowiły przyznać S. Chandrasekharowi medal Mariana Smoluchowskiego.

W 1973 roku dla uczczenia pięćsetlecia urodzin Mikołaja Kopernika zebrało się w Warszawie w dniach 4—12 września Nadzwyczajne Ogólne Zgromadzenie Międzynarodowej Unii Astronomicznej. S. Chandrasekhar przybył do Polski

i brał udział w Sympozjum na temat „Promieniowanie grawitacyjne i zapadanie grawitacyjne“. W czasie sesji tego Sympozjum, której przewodniczył Dr G. Contopoulos, Sekretarz Generalny Międzynarodowej Unii Astronomicznej, Prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego Profesor Wojciech Rubinowicz wręczył S. Chandrasekharowi medal Mariana Smoluchowskiego.

#### Literatura

- [1] J. H. Lane, *Amer. Journ. Sci.* **50**, 57 (1869).
- [2] R. Emden, *Gaskugeln*, Verlag B. G. Teubner, Leipzig—Berlin 1907.
- [3] S. Chandrasekhar, *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, University of Chicago Press, Chicago 1939.
- [4] P. Rudzki, *Note sur la loi de la température dans un corps céleste gazeux*, Bulletin Astronomique, Paris, **19**, 134 (1902).
- [5] C. Bialobrzeski, *Bulletin de l'Academie des Sciences*, Cracovie 1913, p. 64.
- [6] A. S. Eddington, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **77**, 596 (1917).
- [7] R. H. Fowler, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* **87**, 114 (1926).
- [8] E. C. Stoner, *Phil. Mag.* **7**, 63 (1929).
- [9] S. Chandrasekhar, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* **95**, 207, 225, 676 (1935).
- [10] S. Chandrasekhar, J. von Neumann, *Astrophys. Journ.* **95**, 489 (1942); **97**, 1 (1943).
- [11] S. Chandrasekhar, *Principles of Stellar Dynamics*, University of Chicago Press 1942.
- [12] S. Chandrasekhar, *Rev. Mod. Phys.* **15**, 1 (1943).
- [13] M. Smoluchowski (a) *Wiener Ber.* **124**, 263 (1915); (b) *Phys. Z.* **17**, 557, 585 (1916).
- [14] A. Sommerfeld, *Phys. Z.* **18**, 533 (1917).
- [15] R. Fürth, *Phys. Z.* **19**, 421 (1918); **20**, 21 (1919).
- [16] *Selected Papers on Noise and Stochastic Processes*, ed. by N. Wax, Dover Publications, New York 1954.
- [17] Elliott Montroll, *Non-Equilibrium Statistical Mechanics*, Lectures in Theoretical Physics, Vol. III pp. 221-325. The Physics Institute, University of Colorado 1960, Interscience Publishers Inc., New York 1961.
- [18] H. Haken, *Laser Theory*, Handbuch der Physik, ed. S. Flügge, XXV/2c, Springer-Verlag, Berlin 1970, p. 36.
- [19] H. Risken, *Stochastic Properties of Laser Light*, Progress in Optics, ed. E. Wolf, North-Holland Publishing Comp., Amsterdam 1970, p. 241.
- [20] G. J. Gabriel, *Phys. Rev.* **A8**, 963 (1973).
- [21] R. Wildt, *Astrophys. Journ.* **89**, 295 (1939); **93**, 47 (1941).
- [22] R. Wildt, S. Chandrasekhar, *Astrophys. Journ.* **100**, 87 (1944).
- [23] S. Chandrasekhar, *Astrophys. Journ.* **100**, 176 (1944).
- [24] S. Chandrasekhar, *Rev. Mod. Phys.* **16**, 301 (1944).
- [25] S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer*, Clarendon Press, Oxford 1950.
- [26] S. Chandrasekhar, *Plasma Physics*, University of Chicago Press, Chicago 1960.
- [27] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Clarendon Press, Oxford 1961.
- [28] J. Wasiutyński, *Astrophysica Norvegica* **4**, 1 (1946).
- [29] A. G. Pacholczyk, J. S. Stodólkiewicz, *Acta Astronomica* **10**, 1 (1960).
- [30] S. Chandrasekhar, *Ellipsoidal Figures of Equilibrium*, Yale University Press, New Haven 1969.

*Fred Hoyle*

California Institute of Technology, Pasadena  
University of Manchester  
Manchester

## Kryzys w astronomii \*

### The Crisis in Astronomy

Wszystkie obiekty astronomiczne, niezależnie od ich rodzaju i odległości widać w postaci rzutowanej na sferę niebieską. Astronom powinien znaleźć metody pozwalające rozstrzygnąć, które z nich znajdują się blisko, a które daleko od nas. W praktyce okazuje się, że określanie odległości do rozmaitych obiektów, które zasiedlają Wszechświat, stanowi jedno z najważniejszych, a czasem również jedno z najtrudniejszych, zadań astronoma.

Odległości do najbliższych ciał, takich jak Słońce, planety czy inne ciała przebywające w rejonie układu słonecznego, można wyznaczyć stosując metodę „dwojga oczu“, stanowiącą analogię stereoskopowego widzenia, z dwoma teleskopami ustawionymi w dwu znacznie od siebie odległych miejscach na powierzchni Ziemi. Tej samej stereoskopowej metody można użyć do określenia odległości do najbliższych gwiazd, z tą jednak różnicą, że zamiast dwu miejsc na powierzchni Ziemi wykonuje się odpowiednie pomiary w dwu różnych położeniach Ziemi na jej orbicie wokółsłonecznej. Lecz jak zmierzyć wielkie odległości, odległości do obiektów znajdujących się daleko poza granicami naszej galaktyki? Tu astronom jest zmuszony użyć tzw. metody przesunięcia ku czerwieni, która pokrótce zostanie omówiona.

Wyobraźmy sobie fortepian nastrojony przy użyciu złego kamertonu, posiadający tę właściwość, że wszystkie jego tony są systematycznie obniżone o tę samą wartość w stosunku do ich normalnej wysokości. Stosując terminologię używaną w astronomii można powiedzieć, że widmo dźwięków naszego

---

\* Artykuł zamieszczony w książce *Physics 50 Years Later*, wydanej pod redakcją Sarnorna B. Browna przez National Academy of Sciences Washington (1973) z okazji pięćdziesięciolecia Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy (Przyp. Red.).

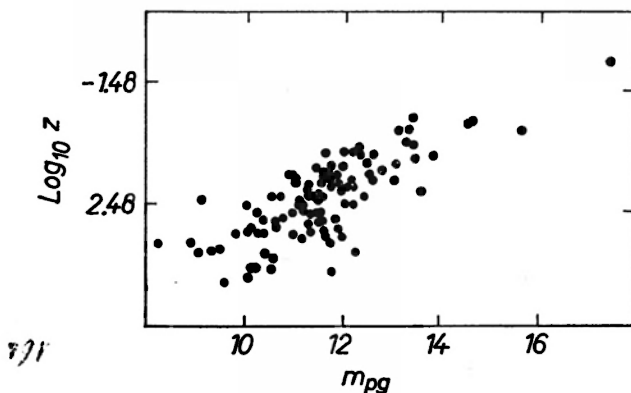
fortepianu zostało „przesunięte ku czerwieni“ w porównaniu z normalnym fortepianem, zaś czynnik, o który została zmniejszona częstotliwość każdego z tonów, można oznaczyć jako  $1+z$ . Pianista, oczywiście, doskonale będzie mógł grać na takim instrumencie, a jeżeli zmiana nie jest rażąco wielka, i pianista w dodatku nie posiada zmysłu słuchu absolutnego, to wówczas niczego po prostu nie zauważy. Jeśli na marginesie tego przykładu sięgnąć do historii muzyki, to okaże się, że zanim ostatecznie ustaliła się używana obecnie skala muzyczna, przez prawie dwa wieki muzycy systematycznie podwyższali wysokość tonów swoich instrumentów i w rezultacie współczesny pianista nie gra klasycznych sonat dokładnie tak, jak grywali je ich twórcy.

Wyjawszy to, że zamiast częstotliwości dźwięku astronomowie interesują się częstotliwością fal świetlnych, wszystko, co zostało powiedziane o fortepianie, można odnieść także do odległych galaktyk. Rolę dźwięków fortepianu będą pełniły tym razem poszczególne linie widmowe, emitowane bądź absorbowane przez rozmaite gatunki atomów, z których galaktyki są zbudowane. Jeśli światło docierające do nas od którejś z galaktyk przepuści się przez spektrograf, to na ogół okaże się, że zaobserwowane w ten sposób częstotliwości poszczególnych linii widmowych są systematycznie obniżone w porównaniu z częstotliwościami tych samych linii zmierzonymi w laboratorium. Stosunek obu częstotliwości oznacza się zwykle jako  $1+z$ , gdzie liczbę  $z$  nazywa się wielkością przesunięcia ku czerwieni (poczerwienieniem). Wartość  $z$  bliska zeru oznacza, że obserwowane częstotliwości poszczególnych linii są bliskie częstościom laboratoryjnym, jeśli natomiast  $z$  jest duże, znaczy to, że obserwowane częstotliwości są znacznie niższe niż laboratoryjne. Największe przesunięcia ku czerwieni znalezione dotychczas przez astronomów osiągają wartości większe niż 3.  $1+z$  wynosi wówczas ponad 4, co oznacza, że, używając z kolei terminologii muzycznej, wszystkie częstotliwości w widmie są obniżone o ponad dwie oktawy.

Najprostszym sposobem oceniania odległości do dalekich galaktyk jest metoda polegająca na powiązaniu skali odległości ze skalą ich jasności. Jeśli weźmiemy zwyczajną świecę, to będzie ona wydawać się tym słabsza, im dalej od nas ją umieścimy. To samo odnosi się także do galaktyk, ale tylko w pierwszym przybliżeniu, bowiem nie wszystkie galaktyki są jednakowe i w rzeczywistości często różnią się pomiędzy sobą o kilka rzędów wielkości zarówno co do mocy produkowanych przez nie energii, jak i co do ich rozmiarów liniowych. Jest jednak dość prawdopodobne, że słaba galaktyka okaże się znacznie bardziej odległa niż galaktyki od niej jaśniejsze.

Hubble odkrył ku swemu zdziwieniu zależność pomiędzy wielkością przesunięcia ku czerwieni a obserwowaną jasnością galaktyk. Rys. 1 stanowi kopię oryginalnego diagramu Hubble'a. ( $m$  oznacza na tym rysunku obserwowaną jasność obiektu, wyrażoną w pewnej standardowo używanej w astronomii, logarytmicznej skali jasności, której źródła sięgają jeszcze czasów greckich,  $m_{pg}$  oznacza, że jest to jasność zmierzona w zakresie długości fal rejestrowanych przez kliszę fotograficzną). Najjaśniejszym gwiazdom przypisywano wówczas

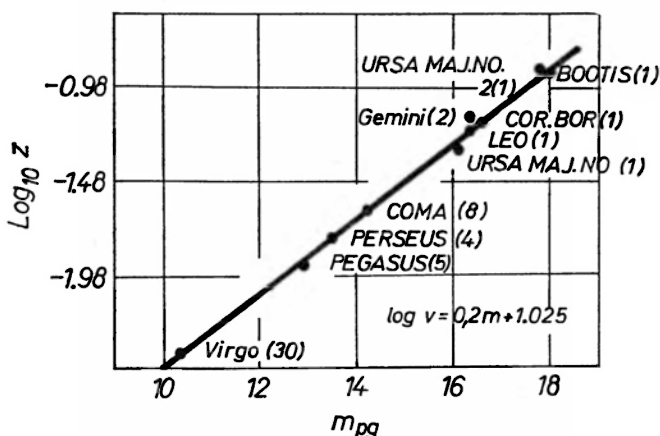
wielkość gwiazdową  $m = 1$ , słabszym  $m = 2$ , itd. Galaktyki posiadające na rys. 1 wielkość gwiazdową  $m = 18$  widać jako 10 000 razy słabsze od galaktyk o jasności gwiazdowej  $m = 8$ . Oznacza to, że galaktyki położone w prawej



Rys. 1. Oryginalny diagram Hubble'a ilustrujący zależność pomiędzy obserwowaną jasnością galaktyk a przesunięciem ku czerwieni ich widm. Dziwne wartości liczbowe na osi pionowej wzięły się stąd, że Hubble odłożył na niej  $\log_{10} cz$ , z prędkością światła  $c$  wyrażoną w kilometrach na sekundę

części diagramu Hubble'a są średnio rzecz biorąc znacznie bardziej odległe niż galaktyki położone w jego lewej części. Diagram Hubble'a pozwala na wyciągnięcie generalnego wniosku, że im galaktyka jest bardziej od nas odległa, tym silniej widmo jej jest przesunięte ku czerwieni.

Na swym odkrywczym rysunku Hubble zaznaczył punkty odpowiadające przypadkowo wybranym galaktykom. Następny jego krok polegał na ujednocnieniu materiału obserwowanego w taki sposób, by ograniczyć się jedynie do

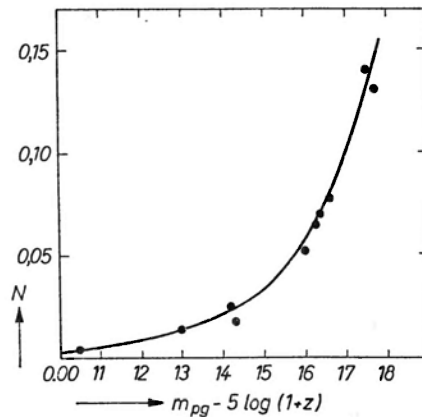


Rys. 2. Zależność pomiędzy obserwowaną jasnością a przesunięciem ku czerwieni dla piątek co do jasności członków gromad galaktyk. Skala na osi pionowej jest taka sama jak na rys. 1. Rysunek został skopiowany z pracy Hubble'a



galaktyk, co do których można mieć nadzieję, że są typowe, jeśli idzie o moc produkowanej przez nie energii świetlnej. W tym celu wybrał na niebie kilka gromad galaktyk o podobnych cechach zewnętrznych i jako reprezentanta każdej gromady wytypował jej piątą co do jasności galaktykę. W wyniku takiego postępowania otrzymał przedstawioną na rys. 2 relację pomiędzy obserwowaną jasnością i przesunięciem widma galaktyki ku czerwieni, charakteryzującą się znacznie mniejszym niż poprzednio rozrzutem punktów obserwacyjnych.

Zależności z rysunku 2 wygodnie będzie użyć w formie przeskalowanej. Rys. 3 stanowi analogię rys. 2, z tym że wzdłuż osi pionowej skala logarytmiczna



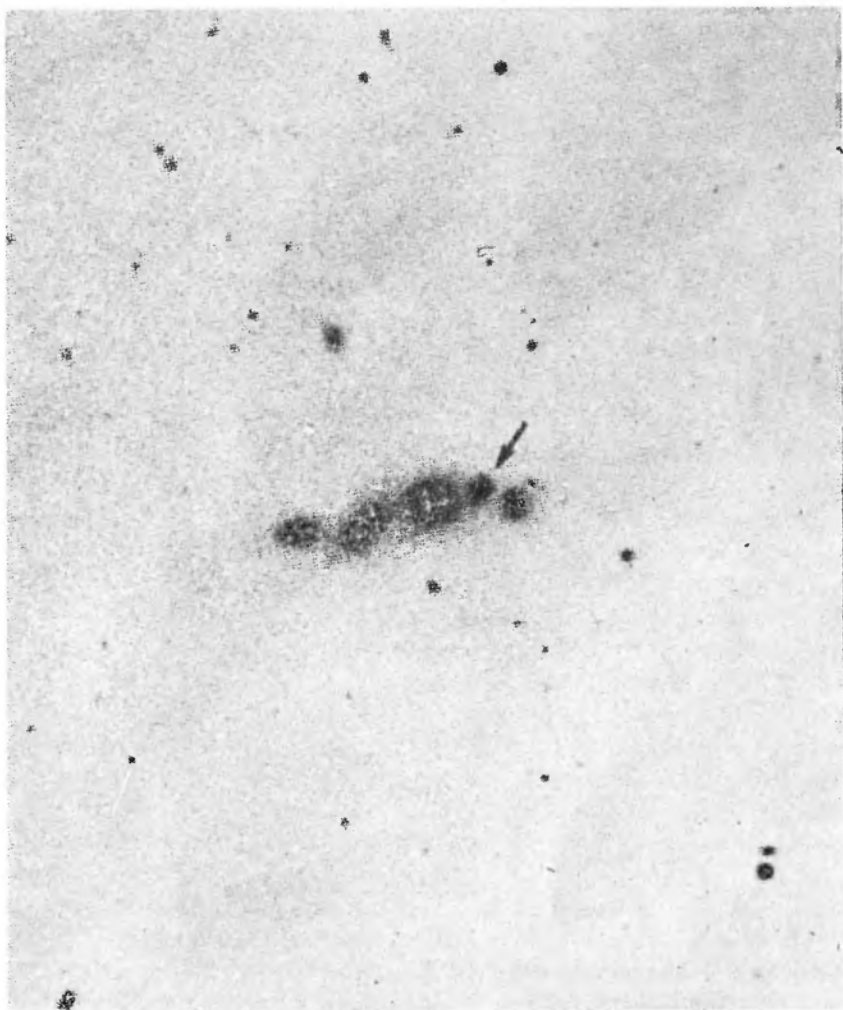
Rys. 3. To samo co na rys. 2 po zmianie skal na osiach. Na osi pionowej skala logarytmiczna została zastąpiona przez liniową. Oś pozioma została również nieco przeskalowana w celu uwzględnienia strat energii spowodowanych przesunięciem widm ku czerwieni. Rysunek ten należy porównać z rys. 7 przedstawiającym analogiczny diagram dla kwazarów

została zastąpiona zwykłą skalą liniową. Skala na osi poziomej również została nieco zmodyfikowana w celu zrekomensowania zmniejszenia energii docierających do obserwatora poszczególnych kwantów świetlnych, których częstotliwości przesunęły się w kierunku fal o większej długości. Poza tym krzywa z rys. 3 w zupełności odpowiada prostej z rys. 2.

Tak więc wyniki obserwacji wykazują, że efekt przesunięcia ku czerwieni ma naturę kosmologiczną, to znaczy, że pomiędzy odległością a poczerwienieniem zachodzi silny związek. Ponieważ wielkości przesunięcia ku czerwieni stosunkowo łatwo dają się mierzyć, zarówno jeśli idzie o galaktyki, jak i o obiekty innego typu, zyskuje się tym samym bardzo użyteczną metodę oceny skrajnie dużych odległości. Przed jej użyciem należało ją jeszcze oczywiście wykalibrować, czyli wyznaczyć przy pomocy innych, bardziej bezpośrednich metod odległości do pewnej ilości niezbyt odległych galaktyk i dopiero do nich nawiązać skalę odległości wzdłuż osi poziomej z rys. 2 i 3. Po pomyślnym wykonaniu tego zadania astronomowie nabrali przekonania, że mają w ręku oręż,

pozwalający nawet na dokonanie oceny rozmiarów geometrycznych Wszechświata.

Rys. 4 stanowi zdjęcie pewnego obszaru nieba, na którym, widać ciasny łańcuch pięciu galaktyk, noszący katalogową nazwę VV 172. Wartość przesun-



Rys. 4. Łańcuch pięciu galaktyk o nazwie katalogowej VV 172. Pomiar W. L. W. Sargenta wykazał, że widmo galaktyki zaznaczonej strzałką jest przesunięte ku czerwieni o  $z = 0,12$ , podczas gdy dla czterech pozostałych galaktyk przesunięcie wynosi  $z = 0,053$ . Jeśli galaktyka ta jest rzeczywiście członkiem układu, będzie oznaczało to załamanie zależności odległość — przesunięcie ku czerwieni (Wszystkie fotografie z wyjątkiem ostatniej pochodzą z Hale Observatories)

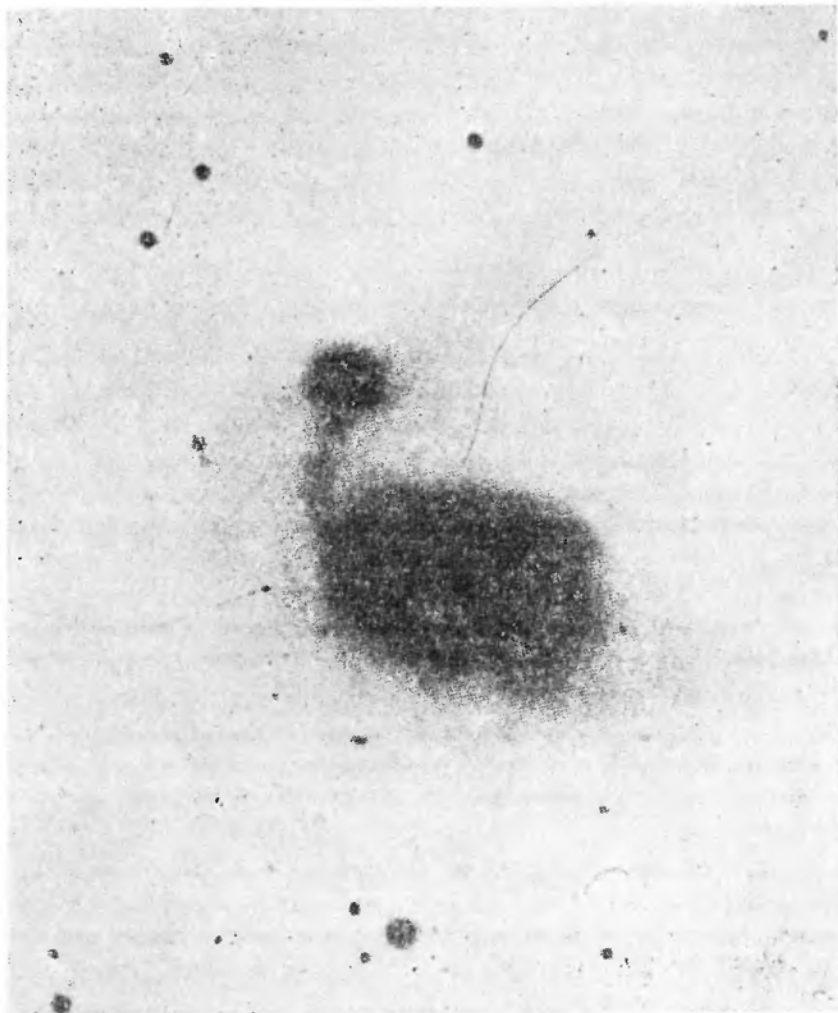
nięcia ku czerwieni zmierzona dla drugiej licząc od prawej strony galaktyki wynosi  $z = 0,12$ , podczas gdy ta sama wielkość zmierzona dla każdego spośród czterech pozostałych obiektów jest bliska wartości  $z = 0,053$ . Jeśli nie pasująca

do kompletu galaktyka jest rzeczywiście związana fizycznie z pozostałymi, jak to sugeruje fotografia, to mielibyśmy tu ewidentny przykład zachwiania ścisłości relacji pomiędzy przesunięciem ku czerwieni a odległością, ponieważ wszystkie pięć galaktyk powinno wówczas znajdować się w tej samej odległości od Ziemi. Nie da się jednak wykluczyć, że jej związek z pozostałymi obiektami jest tylko pozorny, spowodowany zrzutowaniem wszystkich obiektów na tło nieba. Gdyby się jednak wyliczyło, że prawdopodobieństwo takiej losowej koincydencji jest niesłychanie małe, przypadek ten sam w sobie nie byłby w stanie podważyć ogólności prawa poczerwienienia — odległość i zostałaby zakwalifikowany po prostu jako kuriozum.



Rys. 5. Układ sześciu galaktyk, tzw. sekstet Seyferta. W. L. W. Sargent zmierzył dla galaktyki oznaczonej strzałką wartość  $z = 0,066$ , podczas gdy dla pozostałych  $z = 0,015$ . Przynależność tej galaktyki do układu świadczyłaby o niespełnieniu przez nią zależności odległość-przesunięcie ku czerwieni

Rys. 5 przedstawia zwartą gromadę sześciu galaktyk, znaną pod nazwą sekstetu Seyferta. Mała, przypominająca niewielkiego pająka spirala, usytuowana w środku grupy, posiada  $z = 0,066$ , podczas gdy przesunięcia ku czerwieni pozostałych galaktyk wynoszą po  $z = 0,015$ . Czyżby był to przykład następne, przypadkowej koincydencji? Nie można tego wykluczyć, ale jest bardzo dziwnej



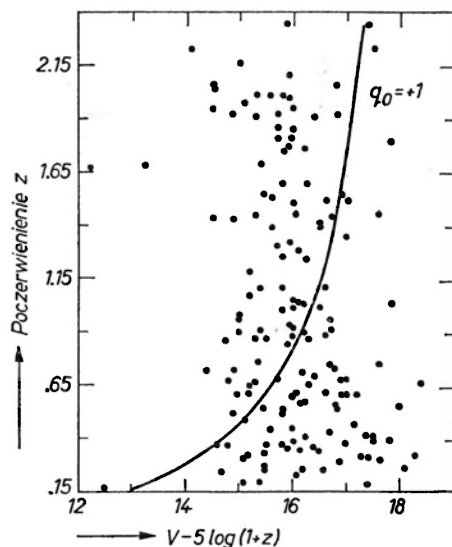
Rys. 6. Zdjęcie to świadczy najdobitniej przeciw powszechności relacji odległość-przesunięcie ku czerwieni. Główna część galaktyki, znanej pod nazwą NGC 7603, posiada  $z = 0,027$ , podczas gdy dla leżącego na zewnątrz niej fragmentu H. C. Arp otrzymał wartość  $z = 0,053$

że podobna sytuacja zdarza się aż w dwu spośród nie więcej niż pół tuzina ciasnych układów wielokrotnych, które zdążono dotychczas pod tym względem sprawdzić.

Rys. 6 demonstruje galaktykę o nazwie katalogowej NGC 7603, która za pomocą jednego ze swych ramion spiralnych jest wyraźnie połączona z leżącym

na zewnątrz niej fragmentem. Na oryginalnym zdjęciu daje się także zauważyć inne niezależne połączenie w postaci wygiętego w kształcie sierpu. Wydaje się być poza wszelką wątpliwością, że oba obiekty są ze sobą rzeczywiście fizycznie związane. Jeśli jednak tak, to trzeba się przygotować na cios zadany przez pomiar przesunięć ku czerwieni, które wynoszą  $z = 0,027$  dla galaktyki i  $z = 0,053$  dla jej zewnętrznego fragmentu. Jeśli połączyć ze sobą wszystkie trzy znalezione dotychczas przypadki, to można już mieć poważną wątpliwość, czy zawsze wielkość przesunięcia widma ku czerwieni można traktować jako miarę odległości obiektu od Ziemi.

Większość astronomów odnosi się raczej z rezerwą do prób osłabienia mocy zależności poczerwienienie — odległość, obawiając się, że spowodowałyby to powstanie zbyt wielkiego zamętu w naszej dotychczasowej wiedzy o kosmosie jako całości. Z drugiej strony trzeba jednak przypuszczać, że zauważone odstępstwa nie mają charakteru powszechnego, przynajmniej jeśli idzie o galaktyki, w przeciwnym bowiem razie nie udało by się Hubble'owi otrzymać tak ostrej zależności poczerwienienie — odległość, jak przedstawiona na rys. 2. Obser-



Rys. 7. Diagram zestawiający obserwowane jasności kwazarów z przesunięciami ich widm ku czerwieni.  $V$  oznacza jasność zmierzoną w widzialnej części widma (w odróżnieniu od jasności fotograficznej z rysunków 1-3). Nie widać żadnej korelacji pomiędzy jasnością a wielkością poczerwienienia

wowane anomalie świadczą raczej o istnieniu jakiegoś nieznanego dotychczas efektu fizycznego dotyczącego świata galaktyk, niż o generalnym załamaniu prawa, któremu przypisuje się podstawową rolę w naszej wiedzy o Wszechświecie.

Wszystko, co zostało dotychczas powiedziane, odnosi się wyłącznie do galaktyk. Sytuacja jednak drastycznie się pogarsza, jeśli weźmie się na warsztat

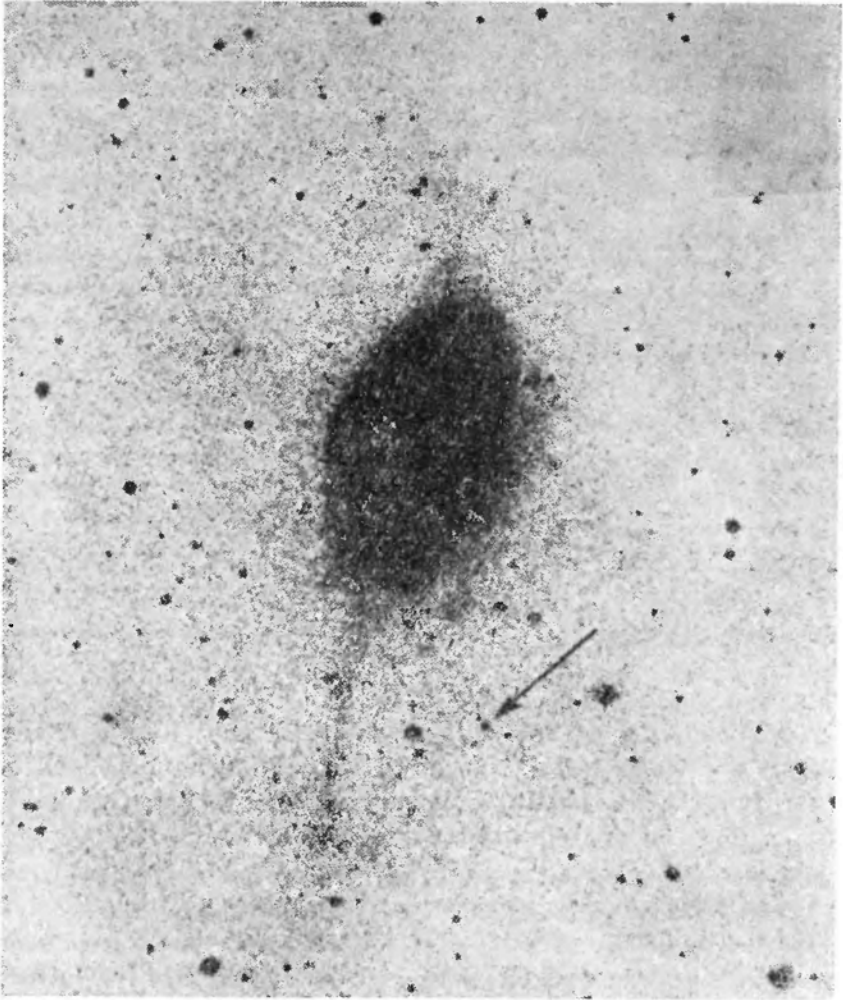
tzw. kwazary (obiekty quasi-gwiazdne, QSO). Kwazary, odkryte około dziesięć lat temu, stanowią nową, nieznaną wcześniej klasę obiektów astronomicznych. Większość z nich wykazuje bardzo duże przesunięcia widma ku czerwieni, znacznie większe niż mierzone dla galaktyk. Wartości  $z$  większe niż 1,0 nie są dla nich rzadkością, podczas gdy dla galaktyk przesunięcia ku czerwieni w zasadzie nigdy nie przekraczają wartości  $z = 0,25$ . W świetle zależności poczerwienienie — odległość należałoby oczekiwać, że większość kwazarów znajduje się znacznie dalej niż najdalsza ze znanych galaktyk. Gdyby jednak okazało się, że z jakichś powodów zależność ta kwazarów nie dotyczy, wówczas nie byłoby podstaw, aby traktować je jako najbardziej od nas odległe obiekty we Wszechświecie. Pierwsze zwątpienie ogarnia nas po sporządzeniu diagramu stanowiącego analogię diagramu Hubble'a. Sytuacja jest przedstawiona na rys. 7. Rzeczywiście, nie da się na nim dopatrzeć jakiegokolwiek korelacji pomiędzy przesunięciem ku czerwieni a jasnością obiektu, nie mówiąc już zupełnie o próbie doszukania się tak pięknej zależności jak demonstrowana na rys. 3. Nie pozostaje nic innego, jak skwitować to stwierdzeniem, że bądź przesunięcia widm kwazarów ku czerwieni nie świadczą o ich kosmologicznych odległościach, bądź też że kwazary charakteryzują się olbrzymim rozrzutem swych rzeczywistych jasności, co powoduje, że zależności tej nie dało się dla nich jeszcze wyłowić. Broniąc tego ostatniego punktu widzenia trzeba podkreślić, że dla kwazarów, w odróżnieniu od galaktyk, nie udało się dotychczas dokonać takiego ujednoczenia materiału obserwacyjnego, by do statystyki wytypować tylko przeciętne obiekty\*.

W ciągu pięciu lat po odkryciu kwazarów nie widać było jakiegoś zasadniczego powodu, świadczącego o ich lokalnym w skali kosmosu położeniu względem Ziemi. Później jednak pojawiło się kilka obserwacji, które wprawiły astronomów w zakłopotanie. Rys. 8 przedstawia fotografię galaktyki, której przed pół wiekiem nadano nazwę NGC 4651. Dziesięć lat temu zidentyfikowano tę galaktykę z radioźródłem 3C 275.1. Później, gdy postęp techniki obserwacyjnej pozwolił na dokładniejsze wyznaczenie pozycji radioźródła, okazało się, że identyfikacja była błędna i że radioźródło trzeba utożsamić z podobnym do słabej gwiazdy obiektem zaznaczonym na rys. 8 przy pomocy strzałki. W dalszej kolejności okazało się, że obiekt ten jest kwazarem, którego widmo jest przesunięte ku czerwieni o  $z = 0,557$ , podczas gdy dla galaktyki wartość ta wynosi  $z = 0,0025$ . Kwazar, naturalnie, można potraktować jako bardzo odległy, znacznie bardziej niż galaktyka, a ich niewielką odległość kątową na niebie można potraktować jako zwykły przypadek. Przy okazji jednak nasuwa się pytanie: jak wielkie jest prawdopodobieństwo takiej losowej koincydencji? Jeśli ograniczyć się tylko do galaktyk zarejestrowanych w „New General Ca-

\* Ostatnio pojawiły się doniesienia, że dla pewnych klas kwazarów, np. dla kwazarów z dwoma towarzyszącymi, symetrycznie ułożonymi radioźródłami, daje się otrzymać wyraźną zależność jasność — przesunięcie ku czerwieni. Świadczyłyby to o kosmologicznej naturze kwazarów. Warto jednak zachować pewną rezerwę wobec rezultatów tych statystyk zwąwszy, że bazują one na bardzo skąnym materiale obserwacyjnym (przyp. tłum.).



talogue“ (NGC) oraz do radioźródeł z listy 3C (Third Cambridge Survey), wówczas teoretyczna szansa napotkania wśród nich jednego takiego przypadku będzie rzędu 0,1. Wzajemne usytuowanie obiektów z rys. 8 jest więc rzeczywiście dość zastanawiające, lecz przypadek ten, gdyby był odosobniony, nie budziłby jeszcze specjalnego niepokoju. Obecnie nie jest jednak aż tak dobrze, jak w roku 1965, gdy układ ten został odkryty. Od tego czasu zdążono bowiem znaleźć na listach obu katalogów cztery dalsze, podobnie zadziwiające przy-



Rys. 8. Galaktyka NGC 4651 identyfikowana przez pewien czas z radioźródłem 3C 275.1. Po dokładniejszym wyznaczeniu pozycji radioźródła okazało się, że należy je utożsamić z obiektem zaznaczonym przy pomocy strzałki. Okazało się wtedy, że obiekt ten jest kwazarem z widmem przesuniętym ku czerwieni o  $z = 0,557$ . Później odkryto następne kwazary znajdujące się w pobliżu jasnych galaktyk. Problem jest następujący: czy kwazary te są rzeczywiście związane z galaktykami? Prawdopodobieństwo takich przypadkowych koincydencji wydaje się bardzo małe

padki. Prawdopodobieństwo pięciu koincydencji należy określić już jako 1:100 000, co wywiera znacznie większe wrażenie. Przed ostatecznym ustosunkowaniem się do tej liczby warto jednak poźongłować jeszcze statystyką.

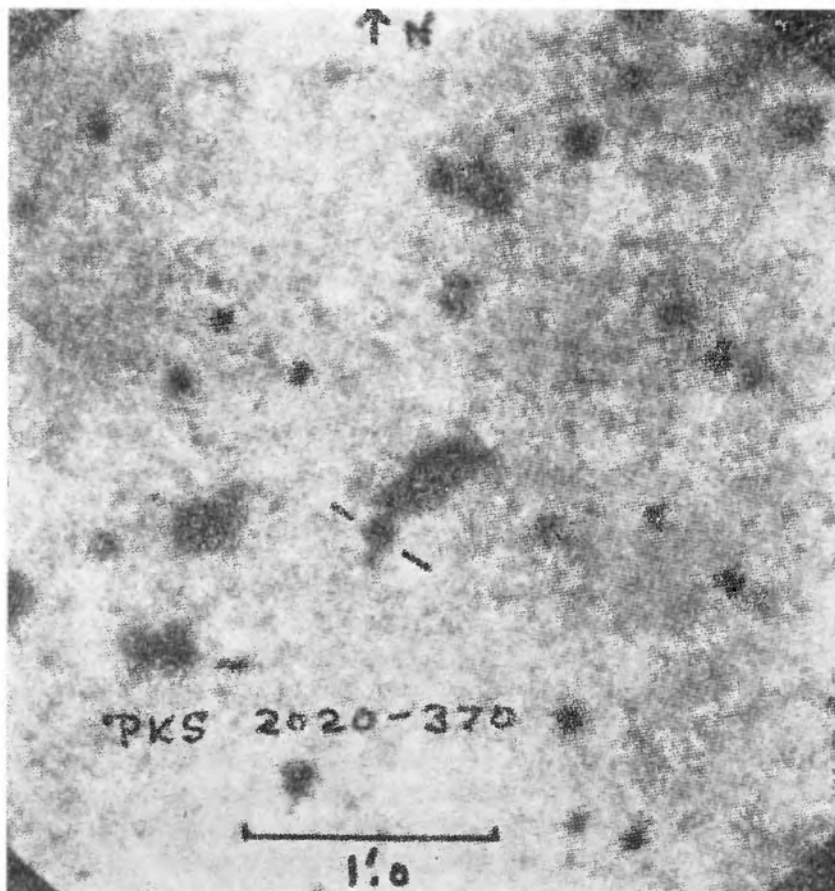
Na liście katalogu 3C znajduje się około 20 procent całkowitej liczby kwazarów, dla których zmierzono dotychczas przesunięcia ku czerwieni. Jeśli jako podstawę do wyliczeń statystycznych wzięć wszystkie z nich, to okaże się,



Rys. 9. Kwazar PHL 1226 (nie jest on obecnie radioźródłem) znajdujący się w pobliżu galaktyki IC 1746. Kątowa odległość pomiędzy nimi wynosi pół minuty

że zamiast prawdopodobieństwa 1:100 000 otrzyma się wartość 1:30, również małą, ale nie aż tak skrajnie. Jeśli do próby ogólnej galaktyk włączyć dodatkowo katalog o nazwie IC, wówczas do wspomnianych pięciu przypadków trzeba będzie dodać jeszcze szósty, przedstawiony na rys. 9. Wyliczone w podobny

sposób prawdopodobieństwo zdarzenia, że koincydencje te są przypadkowe, znajduje wówczas znów do około 1:10 000, a takiej wartości znów niepodobna lekceważyć. Kontynuując zabawę ze statystyką można rozszerzyć wielkość próby ogólnej galaktyk od liczby 10 000 zawartych łącznie w katalogach NGC i IC do np. 100 000 najjaśniejszych galaktyk na niebie. Krok ten na moment zmniejsza wagę statystyczną sześciu interesujących nas par, lecz wówczas do ich kompletu trzeba będzie dodać następną, zademonstrowaną na rys. 10,



Rys. 10. Radioźródło PKS 2020-370, będące kwazarem z widmem przesuniętym ku czerwieni o  $z = 1,11$ , leżące w odległości ćwierć minuty kątowej od galaktyki (Dzięki uprzejmości Peter-sona i Baltona)

co spowoduje, że prawdopodobieństwo siedmiu koincydencji znów okaże się rzędu 1:10 000. Fakt, że jest ono ciągle małe, niezależnie od wielkości zbioru danych, wydaje się w końcu świadczyć o tym, że ciasne pary galaktyka — kwazar rzeczywiście istnieją w przyrodzie.

We wszystkich siedmiu odnotowanych tu przypadkach przesunięcie ku czerwieni w widmie kwazara jest znacznie większe niż przesunięcie w widmie

galaktyki. Na przykład w układzie z rys. 10  $z = 0,023$  dla galaktyki i  $z = 1,11$  dla kwazara. I to jest właśnie najtrudniejsze do interpretacji. Najbardziej naturalnym odruchem powstającym w umysłach astronomów w obliczu takich faktów jest po prostu niedowierzanie faktom. Trudno bowiem zrozumieć, w jaki sposób w widmach sąsiadujących ze sobą obiektów mogłyby powstać aż tak różne przesunięcia ku czerwieni. Wszelkie próby wytłumaczenia tego efektu siłą rzeczy muszą razić swoją sztucznością.

Kwazary, czymkolwiek one są, mogłyby w jakiś sposób zostać wyrzucone z macierzystych galaktyk z prędkościami porównywalnymi z prędkością światła. Za przesunięcia ku czerwieni odpowiedzialny wówczas byłby zwyczajny efekt Dopplera. Lecz jeśli tak, to wyrzuty powinny były nastąpić we wszystkich kierunkach, nie tylko od nas, ale także i w kierunku do nas. Obok przesunięć widm w stronę czerwieni powinno się obserwować także przesunięcia w kierunku niebieskiej części widma, przynajmniej choćby w stosunku do widm macierzystych galaktyk. Tymczasem żaden spośród 200 kwazarów reprezentowanych na rys. 7 nie posiada widma przesuniętego w stronę fal krótszych w porównaniu z widmami otrzymanymi w laboratorium ziemskim. Próbuując ratować dopplerowską interpretację kwazarów trzeba by przypuścić, że zostały one izotropowo wyrzucone z przestrzeń w wyniku gigantycznej eksplozji, która miała miejsce gdzieś w naszej części Wszechświata, na przykład w którejś z niezbyt odległych gromad galaktyk. Przy odrobinie dobrej woli można by sobie dać w ten sposób radę z koincydencjami galaktyka — kwazar, trudno jednak byłoby wytłumaczyć takie przypadki, jak galaktyka NGC 7603 i jej zewnętrzny fragment (rys. 6).

W tym miejscu trzeba zastanowić się, jakie inne, oprócz efektu Dopplera, powody fizyczne mogą być odpowiedzialne za powstanie przesunięć ku czerwieni. Odpowiedź fizyka na to pytanie brzmiałaby: źródeł tego zjawiska należy poszukiwać w dziedzinie geometrii. Według ogólnej teorii względności we Wszechświecie, jeśli myśli się o nim w kategoriach wielkoskalowych, obowiązują reguły geometrii Riemanna, które w tych skalach bardzo odbiegają od prawideł geometrii Euklidesa. Okazuje się, że geometria Riemanna sama z siebie może implikować przesunięcia ku czerwieni, gdy światło ma dotrzeć do nas po przebyciu wielkiej drogi. Im większa odległość tym większy jest łączny efekt odchylenia geometrii Riemanna od euklidesowej i tym większe przesunięcie ku czerwieni.

Możliwe jest takie uogólnienie teorii względności, aby pozbyć się komplikacji z geometrią i by można było używać geometrii Euklidesa nawet wtedy, gdy ma się na myśli wielkie obszary Wszechświata. Czy przy takim podejściu da się wytłumaczyć przesunięcia ku czerwieni? Otóż tak i to nawet opierając się na dość fizycznych przesłankach. Częstotliwości linii widmowych emitowanych przez poszczególne atomy zależą między innymi od masy elektronu. Gdyby elektrony miały inną masę niż ta którą posiadają, wówczas atomy produkowałyby linie widmowe o innych częstotliwościach. Przypuśćmy teraz, że w skali kosmosu masa elektronu rośnie powoli wraz z upływem czasu. Wówczas okaże

się, że światło odległych galaktyk będzie obarczone efektem przesunięcia ku czerwieni, przy czym im większa odległość, tym przesunięcie będzie większe. Przyczyna byłaby prosta: docierające do nas z wielkich odległości światło zostało wyemitowane dawniej niż produkowane przez bliższe obiekty. Różnicę wieku docierającego do nas światła można nazwać opóźnieniem czasu. Im większa odległość, tym większe opóźnienie czasu, mniejsza masa elektronu, niższe częstotliwości emitowanych fal świetlnych, i co za tym idzie, większe przesunięcie widma ku czerwieni. W taki to prosty sposób można by interpretować zależność pomiędzy wielkością przesunięcia ku czerwieni a odległością, demonstrowaną na rys. 2.

Gdyby dodatkowo założyć, że masa elektronu może zmieniać się nie tylko w czasie, ale także i w przestrzeni, przybierając z jakichś powodów różne wartości w różnych jej miejscach, wówczas, być może, znaleźlibyśmy się u źródeł interpretacji omawianych tu dziwnych obserwacji. Taka hipoteza przy próbach jej dokładniejszego sformułowania napotyka z miejsca duże trudności, nie dlatego wprawdzie, aby miała być ona wewnątrz sprzeczna, lecz dlatego, że musiałaby zburzyć zbyt wiele głęboko w nas zakorzenionych wyobrażeń naukowych. Zmuszeni byłibyśmy porzucić dla niej bezpieczny obszar dobrze ugruntowanych teorii fizycznych i wypuścić się na lodowate wody niepewności. Z tym jednak nikt łatwo się nie pogodzi. Większość fizyków i astronomów oczekuje, że da się znaleźć jakieś rozsadne wyjście z kłopotliwej sytuacji, w której znalazła się astronomia. Być może. Trzeba jednak powiedzieć, że jakiś rok temu można go było oczekiwać z większą nadzieją niż dziś. Dziś tempo dokonywania nowych zadziwiających odkryć w astronomii rośnie coraz szybciej i coraz trudniej będzie o komfort pogodzenia ich ze sobą w ramach naszej dotychczasowej wiedzy fizycznej.

Artykuł ten warto byłoby zamknąć propozycją wytyczenia kierunku, w którym mogłyby się rozwijać idee fizyczne inspirowane przez narastający kryzys w astronomii. W historii nauki mieliśmy do czynienia z dwoma różnymi podejściami do rozwijania podstaw fizyki. Za każdym z nich kryją się wielkie nazwiska: Newtona i Gaussa jako orędowników teorii bezpośredniego oddziaływania cząstek materii, oraz Maxwella i Einsteina związane z wprowadzeniem do fizyki teorii pola. We wcześniejszych stadiach rozwoju fizyki królowało podejście bezpośrednich oddziaływań, zaś w ciągu obecnego wieku palmę pierwszeństwa przejęła stopniowo teoria pola, która wydawała się prowadzić do bardziej owocnych odkryć. Zwykle jednak okazywało się, że te same sukcesy można było odnieść stosując podejście właściwe teorii bezpośrednich oddziaływań, jedynie tylko nie w tak elegancki sposób. Lecz teoria bezpośrednich oddziaływań nigdy nie była ani niezgrabna, ani nieestetyczna pod względem właściwego sobie aparatu matematycznego. Trudności fizyki leżały raczej w sferze koncepcji niż w sferze matematyki.

Dobrze będzie posłużyć się następującym przykładem: codzienny świat naszych doznań przekonuje nas o istnieniu pomiędzy nimi związków przyczynowych. W jaki sposób każde z obu podejść traktuje związki przyczynowe?

Teoria pola postawiła przyczynowość u swoich podstaw pozwalając tym samym na rozwiązywanie wszystkich lokalnych dla laboratorium problemów bez odwoływania się do istnienia świata zewnętrznego. W przeciwieństwie do niej teoria bezpośrednich oddziaływań nie ma wbudowanej przyczynowości, zakłada ona, że czysto lokalne sytuacje nie mają swoich przyczyn. Ale jak przy tym podejściu powiązać ze sobą nasze codzienne doznania? Otóż przez uświadomienie sobie, że świat codziennych doświadczeń nie jest lokalny, naprawdę bowiem nie jesteśmy odseparowani od świata zewnętrznego. Przyczynowość powstaje nie lokalnie, lecz rodzi się w oddziaływaniu z całym Wszechświatem, istnieje pewien świat zewnętrzny, który narzuca przyczynowość naszemu światu. Tak wygląda sytuacja w teorii bezpośrednich oddziaływań. W teorii pola, traktując ją bardzo ogólnie, światem zewnętrznym rządzą prawa znalezione lokalnie. W teorii bezpośrednich oddziaływań dzieje się akurat odwrotnie — lokalna sytuacja jest kontrolowana częściowo przez lokalne prawa (bezprzyczynowe), częściowo zaś przez strukturę wszechświata zewnętrznego.

Podsumowując dzisiejszy kryzys w astronomii należałoby postawić pytanie: czy dane obserwacyjne naprawdę zmuszają nas do dokonania stwierdzenia, że zależność przesunięcie ku czerwieni — odległość w pewnych przypadkach bywa drastycznie naruszana? Jeśli tak, to niezbędne są nowe idee fizyczne, które z kolei prawdopodobnie niełatwo będzie znaleźć. Wydaje się, że w procesie ich kształtowania dużą rolę może odegrać walka teorii opierających się na bezpośrednim podejściu fizycznym z teoriami opierającymi się na aparacie matematycznym właściwym teorii pola. Ponieważ konsekwencje takiej walki mogą okazać się przełomowe dla metodologii rozwoju fizyki, możliwie największą uwagę trzeba poświęcić ocenie danych obserwacyjnych. Dla mnie osobiście dokładny stan danych w danym momencie jest mniej ważny niż trend rozwoju zbioru danych. Czy tego chcemy, czy też nie, trend ten wydaje się zmuszać nas do przekroczenia pomostu ku nowej, całkowicie nieznannej Ziemi. Albo most ten trzeba będzie przekroczyć, albo trzeba osądzić dane obserwacyjne, które napływały w ciągu ostatnich pięciu lat, jako skrajny wybryk natury.

*Tłumaczył Maciej Kozłowski*



*Bronisław Kuchowicz*

Wydział Chemii  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

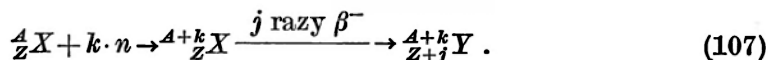
**Problemy i osiągnięcia astrofizyki jądrowej.  
Część IV. Szybki wychwyt neutronów i procesy trzeciorzędowe  
nukleosyntezy \***

**Problems and Achievements of Nuclear Astrophysics.  
Part IV. Rapid Neutron Capture and Tertiary Processes of Nucleosynthesis**

*Abstract:* A brief outline of the rapid neutron capture process is given; this process is responsible for the synthesis of heavy nuclides (up to the superheavy ones), and is usually located in supernovae. Two tertiary processes of nucleosynthesis: the *p*-process (regarded as being responsible for the production of rare, neutron-deficient species of heavy nuclides), and the *l*-process (responsible for the production of the Li-Be-B group) are surveyed. Secondary changes of elemental and isotopic composition in synthesized matter may originate also from alpha-decay and spontaneous fission following the *r*-process. Finally, some general conclusions from our study of the nucleosynthesis process are presented, with a brief list of related problems of nuclear astrophysics, which could be touched only very briefly in this series of reviews.

**12. Szybki wychwyt neutronów i wybuchy gwiazd supernowych**

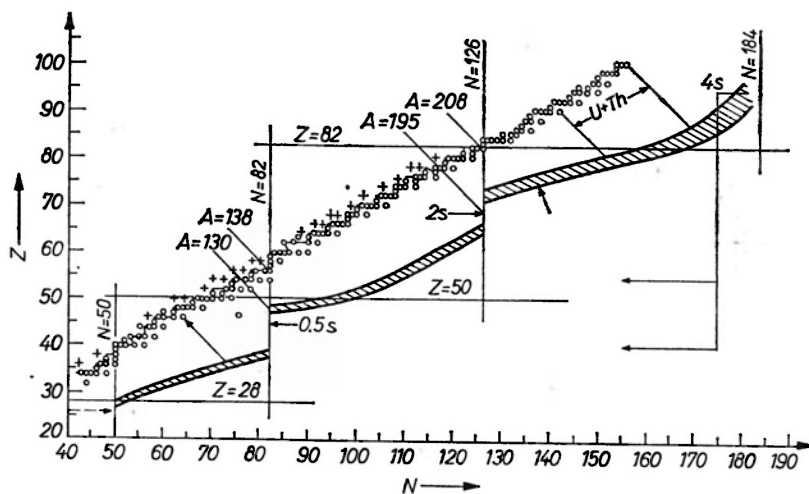
Na istnienie procesu wychwytu neutronów, odmiennego w swym charakterze od omówionego w poprzedniej części naszego przeglądu powolnego wychwytu neutronów, wskazały próbne wybuchy termonuklearne, prowadzone na początku lat pięćdziesiątych na Pacyfiku. W wybuchach takich tworzy się silny strumień neutronów, pod działaniem tych neutronów przebiegać mogą reakcje typu następującego:



\* Kolejność numeracji rozdziałów, wzorów, tablic i rysunków jest kontynuacją Części I, II i III (*Postępy Fizyki*, 22, 495, 601 (1971); 24, 669 (1973)).

Końcowym produktem reakcji przyłączenia kilkunastu neutronów przez jądro uranu mogą być w tym przypadku jądra pierwiastków transuranowych. W produktach wybuchów termonulekarnych w 1952 r. odkryto wytworzone w ten sposób izotopy nietrwałych pierwiastków nr 99 (einstein) i nr 100 (ferm). W cztery lata później zwrócono uwagę [135] na zbieżność pomiędzy półokresem (ze względu na samorzutne rozszczepienie) kalifornu  $^{254}_{98}\text{Cf}$ , a charakterystycznym półokresem spadku jasności na krzywej blasku gwiazd supernowych typu I. Zgodność owych półokresów zdawała się wskazywać na to, że w eksplozji gwiazdy supernowej typu I tworzą się spore ilości  $^{254}\text{Cf}$ , samorzutne zaś rozszczepienie wytworzonego kalifornu stanowi zanikające w czasie w sposób wykładniczy źródło blasku gwiazdy supernowej.

Hipoteza kalifornowa odegrała w swoim czasie doniosłą rolę poprzez zwrócenie uwagi na możliwość procesów eksplozyjnej nukleosyntezy w pojedynczych obiektach. W miarę przeprowadzania dokładniejszej analizy zjawiska pojawiały się argumenty przeciwko hipotezie kalifornowej, związane np. z niejasną kwestią zamiany energii kinetycznej produktów rozszczepienia  $^{254}\text{Cf}$  na energię świetlną, wypromieniowywaną przez gwiazdę. Choć dziś już tłumaczenie przebiegu krzywej blasku gwiazd supernowych typu I za pomocą hipotezy kalifornowej wydaje się nie do przyjęcia [136], nikt nie neguje roli procesów szybkiego wychwytu neutronów w nukleosyntezie pierwiastków chemicznych. W procesie tym mogą bowiem powstać takie nuklidy, których ani rusz nie da się wytworzyć w procesie *s*. Zwróćmy np. uwagę na rys. 15 (w III części artykułu). Najcięższe izotopy samaru i gadolinu:  $^{154}\text{Sm}$  i  $^{160}\text{Gd}$  osłonięte są przed procesem *s* przez lżejsze izotopy tychże pierwiastków ( $^{153}\text{Sm}$  i  $^{159}\text{Gd}$ ), których szybka przemiana beta daje zwiększenie ładunku jądra o jedność i uniemożliwia powstanie kolejnego izotopu tego samego pierwiastka. Analogiczna sytuacja powtarzać się może w wielu innych miejscach tablicy nuklidów i zawsze dotyczyć będzie jednego czy też paru najcięższych izotopów określonego pierwiastka; owe izotopy są osłonięte przed procesem *s*. Sytuację powyższą ilustruje schematycznie rysunek 21, zaczerpnięty z pracy [118]. Przy schematycznym przedstawieniu ścieżki procesu *s* uwzględniono tylko nuklidy trwałe, gdyby przeprowadzić tę ścieżkę, podobnie jak na rys. 15, także przez wszystkie nuklidy nietrwałe, przybrałaby ona kształt zygzaka ( $\nabla$ ) zamiast schodków ( $\sqcap$ ), co uczyniłoby schemat nieprzejrzystym. Nuklidy trwałe zaznaczono kółkami, jedynie w przypadku pierwiastków pozabizmutowych zaznaczono nietrwałe nuklidy, chcąc by było widoczne, w jakim kierunku nastąpi przemiana beta produktów procesu *r*. Do rysunku powyższego nieraz jeszcze wrócimy, obecnie pragniemy jeszcze wskazać na nim nuklidy związane z procesem *r*. Są to te nuklidy, zaznaczone kółkami, które znajdują się na prawo od ścieżki procesu *s*. Krótkożyciowy (w porównaniu ze skalą czasu dla procesu *s*) prekursor  $\beta^-$ -promieniotwórczy znajdujący się pomiędzy szlakiem procesu *s* a tymi nuklidami „osłoniętymi“ przed procesem *s* uniemożliwia ich wytworzenie poprzez powolny wychwyt neutronów. Ale przecież te nuklidy występują w przyrodzie, a więc jakoś musiały powstać. Zwróćmy wreszcie uwagę na omawiany już poprzednio



Rys. 21. Schemat przebiegu procesów  $s$  i  $r$ . Zaznaczono magiczne liczby nukleonów. Kółkom oznaczono trwale nuklidy, powstające w procesach  $s$  i  $r$ , krzyżykami — tworzące się w procesie  $p$ . Jedynie w przypadku pierwiastków pozabismutowych zaznaczono nietrwale nuklidy, występujące na przedłużeniu ścieżki stabilności, chcąc, by było widoczne, w jakim kierunku nastąpi przemiana beta produktów procesu  $r$ . Kółka z prawej strony schodkowej ścieżki procesu  $s$  oznaczają nuklidy, które mogą powstać tylko w procesie  $r$ , kółka z lewej strony tej ścieżki oznaczają nuklidy, powstające w rozgałęzieniach procesu  $s$ . Dalsze objaśnienia — w tekście

(na str. 680-681 w części poprzedniej artykułu) przebieg końcowej części procesu  $s$ , nie dający żadnej możliwości przeskoku przez obszar bardzo nietrwałych nuklidów pomiędzy bizmutem a torem. Tymczasem tor, uran, a nawet i pluton [137] występują w materii ziemskiej. Trzeba więc wytłumaczyć ich powstanie.

W tym miejscu trzeba uczciwie przyznać, że zagadnienie procesu  $r$  nie jest jeszcze w pełni rozwiązane i aczkolwiek jest pewne, że szybki wychwyt neutronów musiał kiedyś zachodzić, nie da się przedstawić równie pełną i pewną zarazem teorię jak w przypadku procesu  $s$ . Nie oznacza to bynajmniej, by od czasu głośnej pracy B<sup>2</sup>FH [57], zawierającej podstawowe idee i rachunki dotyczące tego procesu, nie było żadnego postępu. Wprost przeciwnie, postęp był, ale w tyłu kierunkach jednocześnie i związany z tylu innymi zagadnieniami, które też nie są dopracowane do końca (wystarczy wspomnieć o wybuchach gwiazd supernowych, teorii materii nadgęstej, roli neutrina w późnych stadiach ewolucji gwiazd, a nawet o zapaści grawitacyjnej), że trudno będzie w tym rozdziale przedstawić jakąś ostateczną, jedyną wersję procesu  $r$ , która by się mogła oprzeć próbie czasu. Nie będziemy więc przedstawiać równie szczegółowo naszych wyobrażeń o procesie  $r$ , jak to czyniliśmy w rozdziale 10 z teorią procesu  $s$ . Ograniczymy się do uwypuklenia zasadniczych koncepcji, które mają szanse na przetrwanie, nawet gdyby szczegółowe modele nukleosyntezy w procesie  $r$  musiały ustąpić miejsca nowym.

### A. Mechanizm procesu $r$

Ograniczmy się najpierw do modelu procesu  $r$ , związanego z koncepcjami pracy B<sup>2</sup>FH [57] i rozwijanego przede wszystkim w dalszych pracach grupy kalifornijskiej [118, 122, 138, 139]. W myśl tego modelu w ciągu bardzo krót-

kiego przedziału czasu pojawia się duży strumień neutronów, które mogą być dołączone do pierwiastków lżejszych, np. do  $^{56}\text{Fe}$  lub już istniejących produktów procesu  $s$ . Dodawanie kolejnych neutronów nie może się ciągnąć w nieskończoność, nawet gdybyśmy mieli bardzo silny strumień neutronów. Nie można przedostać się poza linię zerowej energii wiązania ostatniego neutronu (patrz rys. 13 w poprzedniej części artykułu). Kładzie to górną granicę możliwości dołączania neutronów przy ustalonym  $Z$ . Granicy tej jednak i tak nie da się w praktyce osiągnąć, w wysokich bowiem temperaturach ( $> 10^8$  °K), przy jakich proces  $r$  może przebiegać, wytwarzają się także fotony wysokiej energii, a wywoływane przez nie reakcje ( $\gamma, n$ ) niszczyć będą jądra o dużym nadmiarze neutronów. W końcu osiągnięta zostanie równowaga pomiędzy procesami ( $n, \gamma$ ) i ( $\gamma, n$ ) i nastąpi przemiana  $\beta^-$  wytworzonego nuklidu, znajdującego się w pobliżu linii  $B_n = 0$ . Produkt przemiany znów będzie w stanie wchłonąć jeden lub więcej neutronów, potem znów nastąpi przemiana  $\beta^-$  i tak dalej. Przebieg procesu zbliżony jest do przebiegu procesu  $s$ , z tą istotną różnicą, że odbywa się on nie w pobliżu ścieżki stabilności, a w pobliżu linii  $B_n = 0$ . Na rysunku 21 zaznaczono szlak procesu  $r$  (obliczony dla konkretnej wartości temperatury i stężenia swobodnych neutronów) jako kreskowane pasmo, biegnące w przybliżeniu równoległe do szlaku procesu  $s$ . Z chwilą zakończenia procesu  $r$  następuje przemiana  $\beta^-$  nuklidów, znajdujących się w owym pasmie, co doprowadza je w kierunku ścieżki stabilności, a konkretnie daje wspomniane już jądra, zaznaczone kółkami po prawej stronie szlaku procesu  $s$ . Warto zwrócić uwagę na to, że w terminologii użytej na str. 675 poprzedniej części artykułu są to izobary osłaniające. Jak widać jednak z rys. 21, nie zawsze zachodzi osłanianie jąder znajdujących się na szlaku procesu  $s$  przed wkładem z procesu  $r$ . I tak np. przedstawione na rys. 15 cięższe izotopy gadolinu (od 155 do 158) mogą się tworzyć zarówno w procesie  $s$ , jak i w procesie  $r$ , a najcięższy:  $^{160}\text{Gd}$  — już tylko w zasadzie w procesie  $r$ .

Dla procesu  $r$  można prowadzić rachunki podobne do przedstawionych w rozdziale 10. W analogii do równania kinetycznego (88) z owego rozdziału możemy wypisać obecnie równanie dla stężenia nuklidu o liczbie masowej  $A$  i liczbie porządkowej  $Z$ :

$$\begin{aligned} \frac{dN(A, Z)}{dt} = & -\lambda_{n\gamma}(A, Z)N(A, Z) + \lambda_{n\gamma}(A-1, Z)N(A-1, Z) \\ & + \lambda_{\gamma n}(A+1, Z)N(A+1, Z) - \lambda_{\gamma n}(A, Z)N(A, Z) \\ & + \lambda_{\beta}(A, Z-1)N(A, Z-1) - \lambda_{\beta}(A, Z)N(A, Z), \end{aligned} \quad (108)$$

gdzie  $\lambda_{n\gamma}$  oznacza szybkość wychwytu neutronu,  $\lambda_{\gamma n}$  — szybkość fotoprodukcji neutronu, a  $\lambda_{\beta}$  — szybkość przemiany beta. Obliczenia są dość kłopotliwe, obejmują bowiem znacznie więcej nuklidów niż w procesie  $s$  (jako że proces  $r$  sięga w obszary znacznie odległe od ścieżki stabilności), a ponadto nie znamy z doświadczenia półokresów przemiany  $\beta^-$  dla większości jąder, przez które

przebiega proces  $r$ , są to bowiem jądra z tak wielkim nadmiarem neutronów, że nie umiemy ich jeszcze wytworzyć w sposób sztuczny. Można sądzić, że pewne jądra z tej grupy powstają w rozszczepieniu pierwiastków ciężkich, jednakże z uwagi na bardzo krótkie półokresy życia nie zostały jeszcze zbadane. Z uwagi na nieznaną wartość półokresów beta, w obliczeniach korzystać trzeba z eskstrapolacji wzorów Fermiego, zakładając różne wartości  $ft$ . Zakres przeciętnych wartości  $ft$  sięga od  $10^5$  w pracy [118] do  $10^{6.5}$  w pracy [140].

O odpowiednich półokresach przemiany beta można powiedzieć z grubsza, że będą z pewnością znacznie mniejsze od sekundy. Uwagi te nie stoją w sprzeczności z warunkiem (69), jaki musi obowiązywać dla procesu  $r$ . Chodzi o to, że i tak wszystkie jądra, przez które przechodzi szlak procesu  $r$ , są silnie nietrwałe, tylko średni odstęp czasu  $t_{n,\gamma}$  pomiędzy kolejnymi wychwytnami neutronu przez to samo jądro jest na ogół tak krótki, że promieniotwórczość beta tworzących się jąder nie gra roli w czasie procesu  $r$ , choć jest nader istotna tuż po jego zakończeniu, gdyż sprowadza jego produkty w kierunku ku ścieżce stabilności. Jedyne wyjątek, kiedy to przemiana  $\beta^-$  już w trakcie procesu  $r$  jest istotna, stanowią jądra, dla których  $t_{n,\gamma} \simeq t_{\gamma,n}$ , a więc położone maksymalnie blisko linii  $B_n = 0$ . Dla jąder takich przyłączenie kolejnego neutronu jest niemożliwe; dopiero po przemianie beta mogą one kolejny neutron pochłonąć. W każdym miejscu, w którym znajdzie się takie jądro, możemy mieć do czynienia ze spowolnieniem procesu  $r$ , o tempie jego bowiem decydować będzie nie czas charakterystyczny  $t_{n,\gamma}$ , który przy odpowiednim strumieniu neutronów może być wystarczająco krótki, a właściwy dla danego jądra półokres przemiany beta, który niekiedy może być o rząd większy od  $t_{n,\gamma}$ . Szczególnie niekorzystnie (z punktu widzenia nukleosyntezy coraz to cięższych jąder) przedstawia się sprawa, gdy dojdziemy w procesie  $r$  do zamkniętej powłoki neutronowej.

Weźmy przykład z rys. 21. Gdy proces  $r$ , biegnący na dole pasmem zakreślowanym od strony lewej do prawej, dojdzie do jądra o magicznej liczbie neutronów  $N = 82$ , wtedy nastąpią trudności z dołączeniem 83 neutronu. Energia wiązania tego nukleonu będzie znacznie mniejsza niż przeciętnie, co oznacza, że szczególnie łatwo ów 83 neutron ulegnie odłączeniu pod działaniem kwantu. Będzie zatem spełniony warunek  $t_{n,\gamma} \simeq t_{\gamma,n}$ , i w tym miejscu dojdzie do przemiany  $\beta^-$ , ale i nowo powstały nuklid ma zapełnioną powłokę neutronową, więc też będzie z trudem przyłączał kolejny neutron, a po jego przyłączeniu ulegnie przemianie  $\beta^-$ . Sytuacja ta parę razy się w tym miejscu powtórzy, i w efekcie kolejny wychwyt neutronów doprowadzi w tym miejscu do powstawania coraz to cięższych izotonów o liczbie magicznej  $N = 82$ . Szlak procesu  $r$  biegnie w tym miejscu niemal równoległe do osi  $Z$  (rys. 21), by dopiero po wielu kolejnych przemianach  $\beta^-$  przeplatanych pojedynczymi wychwytnami neutronu przybrać na powrót kierunek równoległy do ścieżki stabilności. Zjawisko to nie ogranicza się oczywiście do liczby magicznej  $N = 82$ , zachodzi ono w podobny sposób w pobliżu innych liczb magicznych (dla neutronów! bo liczby magiczne protonów nie grają tu żadnej roli).

Zastosujmy obecnie do procesu  $r$  znaną już analogię hydrodynamiczną (patrz str. 681 w poprzedniej części artykułu). Liczba nuklidów wytworzonych wzdłuż szlaku procesu  $r$  jest proporcjonalna do szybkości przepływu. W pobliżu zamkniętych powłok neutronowych o szybkości przepływu decyduje czas  $t_p$ , a nie  $t_{n,r}$ , ponieważ zaś w tych miejscach półokresy przemiany  $\beta^-$  będą wzrastać ze wzrostem  $Z$ , w miarę zbliżania się ku ścieżce stabilności, sprawiać to będzie, że nuklidy umieszczone w „punktach wyczekiwania“ (jak się obrazowo nazywa miejsca na pionowych odcinkach szlaku procesu  $r$ ) wykazywać będą podwyższone rozpowszechnienie. W dwóch miejscach wyczekiwania na rys. 21 podano szacunkowe wartości „czasu wyczekiwania“, zużytego na przebycie odpowiednich odcinków pionowych szlaku procesu  $r$ .

Po zakończeniu właściwego procesu  $r$  następują kolejne przemiany beta jego produktów, zaznaczone w kilku miejscach na rys. 21. Lokalne maksima rozpowszechnienia w procesie  $r$  dla nuklidów z „punktów wyczekiwania“ prowadzą do zaznaczonych na rysunku maksimów obfitości pomiędzy  $A = 130$  i 138, oraz  $A = 195$  i 208 (także do trzeciego, nie zaznaczonego tamże maksimum wokół  $A = 80$ ). Zwróćmy uwagę na to, że wszystkie te maksima leżą na lewo od maksimów rozpowszechnienia związanych z procesem  $s$ . Można to przypisać temu faktowi, że liczby masowe nuklidów znajdujących się w „punktach wyczekiwania“ są mniejsze od liczb masowych nuklidów trwałych, mających tę samą liczbę neutronów. Przemiana  $\beta^-$  nuklidów pochodzących z „punktów wyczekiwania“ prowadzi do tego, że nuklidy te przestają być magicznymi; świadectwem ich „magicznej przeszłości“ są tylko lokalne maksima ich rozpowszechnienia.

Jak się kończy proces  $r$ ? Zakończenie jego wygląda bardziej dramatycznie od zakończenia procesu  $s$ . Niepodobna tworzyć coraz to cięższe jądra z uwagi na szybki wzrost energii kulombowskiej (proporcjonalnej do  $Z^2$ ) i prawdopodobieństwa rozszczepienia jądra. Ostatni pochyły fragment szlaku procesu  $r$  na rys. 21 przedzielony jest w pobliżu  $N = 175$  kreską pionową. Na prawo od niej znajdują się nuklidy odznaczające się dużym prawdopodobieństwem samorzutnego rozszczepienia. W wyniku tego rozszczepienia powstaje w procesie  $r$  odpowiednik pętli, znanej z zakończenia procesu  $s$ : fragmenty rozszczepienia zwracają w środkowy obszar tablicy nuklidów. Na rys. 21 zaznaczono strzałkami poziomymi kierunki ku tym wartościom  $Z$ , które tworzą się z największą wydajnością w rozszczepieniu lekkich aktynowców.

Rysunek 21 zaczerpnięty jest ze starszej pracy, kiedy mało było jeszcze danych po temu, by w poważny sposób zająć się możliwością powstawania pierwiastków superciężkich z hipotetycznej wyspy stabilności wokół  $Z = 114$ ,  $N = 184$ . W sprawie właściwości tych jeszcze nie odkrytych pierwiastków (patrz artykuł Sobieczewskiego [141]). Od dłuższego już czasu trwają poszukiwania ich w przyrodzie [63, 64, 65, 66, 142, 143, 144, 145], jak na razie, bez pozytywnego rezultatu. Schrammowi i Fowlerowi udało się [146] przedłużyć szlak procesu  $r$  aż do  $Z_{\max} \simeq 104$  i  $A_{\max} \simeq 307$ . Wynik ten został w zasadzie potwierdzony w dokładniejszych obliczeniach [147], przy czym okazało się,



że możliwość przedłużenia procesu  $r$  dla  $A > 290$  bardzo wyraźnie zależy od stałej jądrowej  $\kappa^*$ .

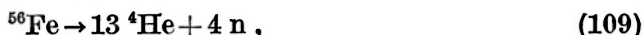
W zasadzie dla  $\kappa \lesssim 2,3$  dopuszczalne jest powstanie jąder o  $A > 290$ . Duża wartość  $\kappa$  powoduje spadek efektywnego napięcia powierzchniowego ze wzrostem nadmiaru neutronów, a co za tym idzie, obniżenie bariery dla rozszczepienia. Przez długi czas przedstawiano sprzeczne nieraz z sobą wyniki rachunków dotyczących możliwości otrzymania pierwiastków superciężkich z procesu  $r$  [146, 147, 148, 149, 150, 151, 152, 153, 154]; sprawy tej nie można uważać za całkowicie rozstrzygniętą i warto się nią zająć dokładniej w innym miejscu. W tym miejscu wspomnimy tylko, że otrzymanie dużej wartości  $\kappa$  w ramach poprawionego modelu kropkowego przyczyniło się do odrzucenia przez Howarda i Nixa [154] możliwości tworzenia się pierwiastków superciężkich w procesie  $r$ . Zasadniczą trudność stanowi tu ma konkurująca z wychwytem radiacyjnym neutronu reakcja rozszczepienia spowodowanego przez neutron. To rozszczepienie „obcina“ niewątpliwie szlak procesu  $r$  przy dużym  $A$  i  $Z$ . Niepewność w ulokowaniu tego „obcięcia“ nie pozwala nam na jednoznaczne rozstrzygnięcie sporu czy pierwiastki superciężkie mogą powstać w procesie  $r$ , czy też nie.

Jeżeli jednak hipotetyczna wyspa stabilności pierwiastków superciężkich istnieje, wtedy da się ona osiągnąć i w inny sposób, możliwy do zrealizowania podczas eksplozji gwiazd [102]. Jak już wspominaliśmy w rozdziale 7C, w warunkach równowagi ustala się, w zależności od temperatury i gęstości materii, skład chemiczny i izotopowy znacznie odbiegający od składu znanego nam z codziennego doświadczenia. Na rys. 11 (część II artykułu) przedstawiliśmy obfitości nuklidów dla temperatury  $5 \cdot 10^9$  °K i energii Fermiego elektronów 20 MeV. Najbardziej rozpowszechnione jest wtedy podwójnie magiczne jądro  ${}^{78}_{28}\text{Ni}$  [98, 101]. Mówi się wtedy o procesie  $e$  dla silnie zneutronizowanej materii w zagęszczonym i rozżarzonej jądrze gwiazdy presupernowej. Proces ten łączy się niemal w sposób ciągły z eksplozją gwiazdy (patrz np. mechanizm przedstawiony w pracy [155]), kiedy to część materii z wnętrza gwiazdy wyrzucona zostaje w przestrzeń i przebiega proces  $r$ , obecny jest bowiem spory strumień neutronów [97, 101, 156, 157]. Obok tego możliwe są reakcje ciężkojonowe pomiędzy silnie przyspieszonymi jądrami wyrzucenymi z obszarów centralnych gwiazdy, a jądrami pierwiastków ciężkich z otoczki gwiazdy (jeśli jest to gwiazda co najmniej drugiego pokolenia). I tak np. w reakcji jądra  ${}^{78}_{28}\text{Ni}$  (zanim się rozpadnie) z zawartym w otoczce (i dość rozpowszechnionym) jądrem  ${}^{208}\text{Pb}$  powstać może w zasadzie nawet silnie neutrono-deficytowy izotop pierwiastka 110. W podobnych reakcjach mogą powstać inne neutrono-deficytowe jądra o wartościach  $Z$  w pobliżu 110. Wychwyt neutronów (co jest nader prawdopodobne w tych warunkach) przybliży te jądra do wyspy stabilności, aż wreszcie osiągnięta zostanie jako taka trwałość (po odpowiedniej serii przemian  $\beta^-$ ). Przedstawiony tu sposób osiągnięcia wyspy stabilności wokół  $Z = 114$  jest niewątpliwie mało wydajny, może mieć jednak znaczenie w sytuacji, gdy duża wartość parametru jądrowego  $\kappa$  uniemożliwia osiągnięcie tej wyspy w normalnym procesie  $r$ . Przy dość pesymistycznych założeniach odnośnie do stężeń jąder reagujących otrzymuje się dolną granicę  $3 \cdot 10^{-20}$  jąder pierwiastka nr 110 w  $1 \text{ cm}^3$  przestrzeni międzygwiazdowej w naszej Galaktyce, jeśli tylko eksplozje gwiazd supernowych (w których pierwiastek ten w powyższy sposób powstaje) odbywają się średnio raz na 50 lat. Gdyby się więc stwierdziło obecność pierwiastków superciężkich w promieniowaniu kosmicznym, wtedy nawet w razie słuszności rozumowania Howarda i Nixa [154] o niemożliwości powstawania tychże pierwiastków w procesie  $r$ , mielibyśmy gotowy mechanizm ich syntezy poprzez reakcje ciężkich jonów w środowisku neutronowym.

Przedstawiając proces  $r$  interesowaliśmy się przede wszystkim nukleosyntezą, nie wnikając głębiej w charakter źródła neutronów. Warunki procesu  $r$

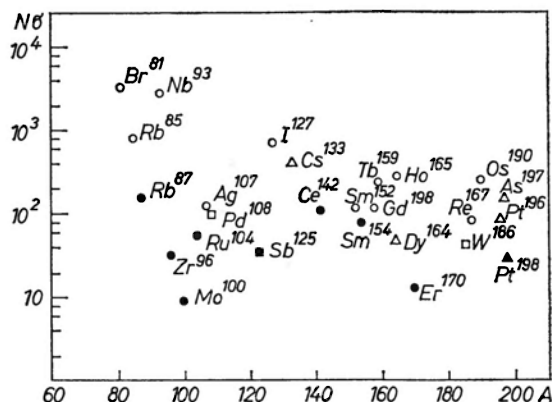
\* Jest to stała występująca np. w wyrażeniu na energię powierzchniową jądra o kształcie sferycznym:  $E_s = a_s \left[ 1 - \kappa \left( \frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3}$ .

spełnia każde źródło, które jest w stanie dostarczyć duży strumień neutronów w ciągu krótkiego czasu, rzędu najwyżej setek sekund. Proces  $r$  umieszcza się zwykle w gwiazdach supernowych, o których, mimo ogromnej liczby prac, mało jeszcze wiemy. Neutrony w tych gwiazdach mogą pochodzić np. z katastrofalnej endotermicznej przemiany fazowej żelaza w hel:



która nastąpi po procesie  $e$ , jeśli tylko temperatura odpowiednio wzrośnie [138].

W przedstawionym przez nas modelu procesu  $r$  położyliśmy nacisk na procesy wychwyty kolejnych neutronów, nie zastanawiając się głębiej nad dynamiką ośrodka, w którym proces ten zachodzi. A przecież podczas wybuchu gwiazdy supernowej zachodzi adiabatyczna ekspansja wyrzuconej materii, spadek gęstości i temperatury. Materia, wyrzucona z centralnych, silnie zneutronizowanych obszarów, odznaczać się może dość specyficznym składem (patrz rys. 11), zależnym od temperatury i gęstości w tych obszarach. Powstaje pytanie, czy



Rys. 22. Iloczyn  $\sigma_A N_A$  dla nuklidów powstających w procesie  $r$ . Wartości  $N_A$  — z tablic [17], dla unormowania  $N(\text{Si}) = 10^6$ ,  $\sigma_A$  przy 25 keV — w mb. Kółka, trójkąty, kwadraty — oznaczają dane z różnych źródeł; gdy są niezacernione — odnoszą się do nuklidu, tworzącego się także w procesie  $s$

skład ten ulegnie „zamrożeniu“ przy spadku gęstości i temperatury, z odpowiednim przesunięciem wartości  $Z$  w wyniku przemian beta, czy też w miarę zmniejszania się gęstości dojdzie do przesunięcia maksimum rozpowszechnienia w kierunku liczby masowej  $A = 56$ . Wszak jednocześnie przebiega wychwyty neutronów, a powstające kwanty  $\gamma$  mogą usuwać z jąder nadmiar neutronów. Wszystko to wskazuje na konieczność traktowania procesu  $r$  jako procesu dynamicznego, przebiegającego nie przy stałej temperaturze i stałym strumieniu neutronów, jak to przyjmowano w pierwszych obliczeniach [118], a w warunkach silnej zmiany temperatury i gęstości z upływem czasu. Dynamiczne ujęcie procesu  $r$  stanowi dorobek ostatnich paru lat [156, 157, 158, 159, 160], podsumowany ostatnio przez Schramma [161].



W rozdziale 10 przedstawiliśmy charakterystyczny przebieg zależności iloczynu  $\sigma_A N_A$  od liczby masowej  $A$  dla produktów procesu  $s$  w materii układu słonecznego (rys. 19). Regularny przebieg zależności na rys. 19 kontrastuje wyraźnie z dużymi fluktuacjami na rys. 22, gdzie trudno zauważyć jakiegokolwiek korelacje pomiędzy rozpowszechnieniem a neutronowym przekrojem czynnym. Nie ma w tym nic dziwnego. Wszak proces  $r$  biegnie z dala od ścieżki stabilności, w obszarze zakreskowanym na rys. 21, trudno zatem wymagać, by neutronowe przekroje czynne nuklidów, które są dopiero ostatecznymi produktami tego procesu, w jakikolwiek sposób miały rzutować na ich rozpowszechnienie. Warto natomiast zwrócić uwagę na inną korelację: między maksimami rozpowszechnienia a liczbami magicznymi. Krawędzie spadku na rys. 19 wiążą się z drugimi kolejnymi maksimami rozpowszechnienia w parach na rys. 2 (w części I artykułu), oznaczonych symbolami liczb magicznych  $N = 50$ ,  $N = 82$  i  $N = 126$ . Pierwsze zaś maksima w tych parach wiążą się z „punktami wyczekiwania“ na szlaku procesu  $r$  (rys. 21).

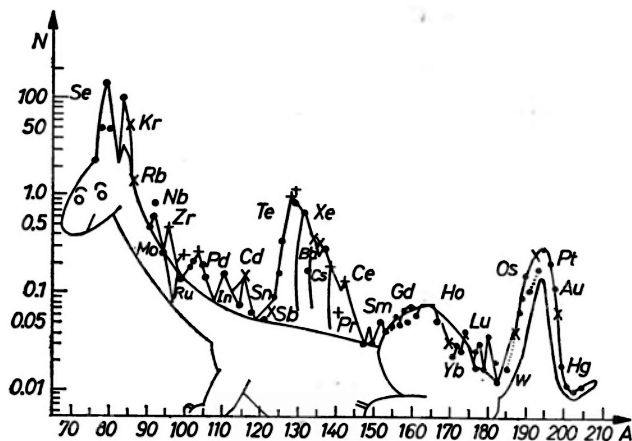
Na zakończenie tego rozdziału zwróćmy uwagę na podejście Amieta i Zeha [162, 163] do problemu powstawania najcięższych izotopów poszczególnych pierwiastków. Zdaniem ich, przy odpowiednio wysokiej gęstości materii ścieżka stabilności przesuwa się w kierunku nuklidów o wyższej zawartości neutronów. Jeśli popatrzeć na rys. 21, będzie to przesunięcie od strony lewej (zygzakowata ścieżka procesu  $s$ ) ku prawej. Nawet powolny wychwyty neutronów, który będzie się odbywał w takich warunkach, doprowadzi w efekcie do wytworzenia tych nuklidów, które się zwykle uważały za produkty procesu  $r$ . Zasadniczy kłopot związany z przedstawionym tu mechanizmem syntezy spowodowany jest tym, że przecież wytworzone jądra muszą być wyrzucone w przestrzeń kosmiczną. Czy skład wyrzuconej materii ulegnie „zamrożeniu“, jeśli wiadomo, że ścieżka stabilności powędruje na swe normalne miejsce? Gdyby proces ten był możliwy, wtedy pozwoliłoby na wytworzenie nawet najcięższych jąder [164], z ominięciem obszarów, w których groziłaby przemiana  $\alpha$  i samorzutne rozszczepienie; naturalną granicę stanowiłaby nietrwałość względem emisji neutronu przy liczbie magicznej  $N = 184$  albo dalej. Gdzie jednak proces ten ulokować? Można by traktować go jako proces nukleosyntezy w skali galaktyki, zgodnie z sugestiami Unsölda [72, 73], brak na to jednak przekonującego uzasadnienia.

## B. Dane obserwacyjne

Warto jednakże zauważyć, że i standardowe nasze wyobrażenia o procesie  $r$ , rozwijane w ramach podejścia zapoczątkowanego pracą B<sup>2</sup>FH [57], nie są zbyt pewnie podbudowane. Sytuacja w tym zakresie przedstawia się nieporównanie gorzej niż dla procesu  $s$ . Pewne światło rzucają tu wyniki obserwacji promieniowania kosmicznego i gwiazd Ap (gwiazdy osobliwe klasy A). Jeśli przyjąć, że promieniowanie kosmiczne powstaje podczas wybuchów gwiazd (gwiazdy supernowe, nowe, rozbłysk helowy), wtedy nie budzi wątpliwości fakt wzbogacenia wyrzuconej w przestrzeń materii w produkty eksplozyjnej nukleosyntezy (zwłaszcza procesu  $e$  i  $r$ ). Badania nad składem chemicznym pierwotnego promieniowania kosmicznego wskazują na znacznie większy udział pierwiastków ciężkich, niż by to wynikało z uniwersalnej krzywej rozpowszechnienia (rys. 2). Szczególnie doniosłe znaczenie dla podbudowania materiałem empirycznym

naszej wiedzy o procesie  $r$  ma przy tym dokładne badanie bardzo ciężkiej ( $Z \gtrsim 30$ ) składowej jądrowej promieniowania kosmicznego [165]. Być może, uda się w nim nawet wykryć jądra pierwiastków superciężkich. O wykryciu śladów jąder dalekich transuranów w emulsjach jądrowych, wzniesionych na dużą wysokość, donoszono już parokrotnie [166, 167]; brak wprawdzie nadal pewności co do istnienia jąder o  $Z > 100$  w promieniowaniu kosmicznym, niewątpliwie jednak w promieniowaniu tym występuje sporo produktów procesu  $r$ . Podsumowanie stanu badań nad ultracieżką składową jądrową promieniowania kosmicznego znaleźć można w referatach z dwóch kolejnych konferencji międzynarodowych, poświęconych promieniowaniu kosmicznemu [165, 168]; aspektami związanymi z nukleosyntezą zajęli się Blake i Schramm [169].

Gwiazdy Ap charakteryzują się anomaliami obfitości o dużym znaczeniu dla rozumienia procesu  $r$ : spora nadwyżka obfitości lantanowców, wyraźne linie wielu pierwiastków ciężkich aż do takich transuranów jak ameryk i kiur włącznie [170]. Wydaje się, jak gdyby warstwy powierzchniowe tych gwiazd zawierały szczególnie wiele produktów procesu  $r$ , a także produktów rozpadu tychże produktów, jak np. promet [171, 172, 173] — powstający w samorzutnym rozszczepieniu ciężkich produktów procesu  $r$  [174, 175]. Do tej ostatniej kwestii



Rys. 23. Obfitości produktów procesu  $r$  w materii układu słonecznego — skamielina dawnego procesu nukleosyntezy

powrócimy jeszcze w rozdziale 13. C. W tym miejscu ograniczymy się do stwierdzenia, że najprawdopodobniej owe obserwowane na powierzchni gwiazd Ap pierwiastki ciężkie powstały w procesie  $r$  nie na gwiazdzie obserwowanej, a na jej sąsiadce, z którą tworzyła w przeszłości układ podwójny [176, 177, 178]. Problematyce gwiazd Ap z punktu widzenia nukleosyntezy poświęcone są prace [179, 169], w których znaleźć można dalsze odnośniki związane z tym tematem.

Wywody o procesie  $r$  pozwolę sobie zakończyć przytoczeniem, w ślad za pracą [180], rysunku przedstawiającego rozpowszechnienie produktów pro-

cesu  $r$  w układzie słonecznym. W tekście tej pracy uzasadniono następująco dorysowanie dinozaura: „...była to bardzo sprawna bestia, zdolna utrzymać kontrolę nad ogromnym cielskiem przy użyciu małego mózdzku. Miała ona oczywiście dodatkowy ośrodek sterujący ruchami tylnych kończyn, tak więc na jej zachowanie wpływać mogły aż dwa różne otoczenia“ (dodajmy, że ów dodatkowy ośrodek sterujący miałby się znajdować w otoczeniu lantanowców na rysunku). Argument powyższy wydaje się wiązać z tym, że dla wytłumaczenia charakterystycznych cech rozpowszechnienia produktów procesu  $r$  nie wystarcza przyjęcie nukleosyntezy w jakimś jednym rodzaju źródeł. A obecne obfitości pierwiastków, świadczące o przebiegu minionego procesu nukleosyntezy, traktować można na wzór skamielin dinozaura — świadka odległych epok geologicznych.

### 13. Trzeciorzędowe procesy nukleosyntezy

Na zakończenie zajmiemy się dwoma procesami ( $l$  i  $p$ ), wyjaśniającymi powstanie dwóch nielicznych grup nuklidów o niewielkim rozpowszechnieniu. W ostatnim punkcie tego rozdziału omówimy krótko kwestię wtórnej zmiany składu chemicznego materii, która przeszła już przez jeden z zasadniczych procesów nukleosyntezy; owa wtórna zmiana składu — to naturalne przemiany promieniotwórcze powstałych uprzednio, nietrwałych nuklidów.

Wszystkie procesy rozważane w tym rozdziale wnoszą łącznie niewielki ilościowo wkład do nukleosyntezy. Przez długi też czas procesy  $p$  i  $l$  (zwany procesem  $x$  od symbolu niewiadomej, jako że niewiele o nim wiadano) stanowiły najslabsze i najmniej znane ogniwa schematu nukleosyntezy gwiazdnej według teorii B<sup>2</sup>FH. Dopiero od niedawna dokonał się spory postęp w rozumieniu procesu  $l$ ; sporo do zrobienia pozostaje jeszcze, jeśli chodzi o proces  $p$ .

#### A. Proces $l$

Pod nazwą procesu  $l$  rozumiemy mechanizm powstawania trzech pierwiastków lekkich: litu, berylu i boru, dla których obserwujemy charakterystyczne załamanie uniwersalnej krzywej obfitości — spadek rozpowszechnienia o ok. 6 rzędów w porównaniu z pierwiastkami sąsiednimi. Widać to wyraźnie na rys. 2. Zazwyczaj włącza się tu także mechanizm powstawania dwóch stosunkowo mało rozpowszechnionych nuklidów lekkich: deuteru  $^2\text{H}$  i lekkiego izotopu helu  $^3\text{He}$ .

Wprawdzie pewne nuklidy z tej grupy tworzą się w cyklu  $p$ - $p$  (reakcje (1), (2), (5)), jednakże ulegają jednocześnie wypaleniu. Ogólnie można stwierdzić, że gdyby jakikolwiek z rozważanych nuklidów: D,  $^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$  występował nawet w znaczniejszej ilości we wnętrzu gwiazdy przed rozpoczęciem reakcji spalania termonuklearnego, i tak uległby wypaleniu, i to już na etapie spalania wodoru. W świetle tego dziwne okazuje się nie tyle niskie rozpowszechnienie średnie jąder omawianej grupy, ile to, że rozpowszechnienie ich jest jeszcze zbyt wielkie czy to w pewnych typach gwiazd, czy też w docierającym do nas promieniowaniu kosmicznym. Charakterystyczne jest zwłaszcza to, że jądra grupy  $L$  (jak nazwiemy krótko jądra tu rozważane) występują w docierającym do Ziemi promieniowaniu kosmicznym równie często co jądra są-

siednich pierwiastków: węgla czy azotu, podczas gdy według uniwersalnej krzywej rozpowszechnienia powinno ich być ok.  $10^6$  razy mniej.

Przy omawianiu procesów nukleosyntezy w gwiazdach, zwłaszcza eksplozyjnej (procesy  $e$ ,  $r$ , eksplozyjne spalanie węgla lub pierwiastków cięższych), nie natrafiamy na reakcje powstawania jąder grupy  $L$ . Mogą one tworzyć się w reakcjach jądrowych w środowisku dostatecznie chłodnym, tak by po swym wytworzeniu nie uległy zniszczeniu. Wysuwano różne teorie powstawania jąder grupy  $L$ ; znaczna ich część, zwłaszcza jeśli chodzi o umiejscowienie procesu  $l$  w różnych obiektach, ma już chyba tylko znaczenie historyczne [181, 182, 183, 184, 185, 186]. Z wieloma dawniejszymi teoriami oraz ich podbudową eksperymentalno-obszaryjną zaznajomić się można w artykułach umieszczonych w zbiorze [187]. Wspólną cechą większości zarówno dawnych, jak i nowszych ujęć procesu  $l$  jest przypisanie dominującej roli procesom kruszenia jąder cięższych, zwłaszcza obficie występujących jąder  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{N}$  i  $^{20}\text{Ne}$ . W takich procesach ze szczególnie dużą wydajnością tworzyć się mogą jądra grupy  $L$ . Sugestia ta wsparta została wynikami z laboratorium cyklotronowego w Orsay, w którym wyznaczano obfitości różnych produktów kruszenia wymienionych wyżej jąder wysokoenergetycznymi protonami, co stanowiłoby laboratoryjną symulację procesów przebiegających w przestrzeni kosmicznej. Obecnie bowiem sądzi się [188, 189, 190, 191, 192], że zasadniczą rolę w produkcji większości nuklidów grupy  $L$  odgrywają reakcje kruszenia jąder atomowych w ośrodku międzygwiazdowym przez wysokoenergetyczne protony, ewentualnie i przez cząstki  $\alpha$ . Dawniej, gdy główny mechanizm produkcji tych nuklidów upatrywano w reakcjach kruszenia na powierzchni gwiazd, np. typu T Tauri [185], wynikały stąd potworne wymagania energetyczne, nie do pogodzenia z wyobrażeniami o strukturze i ewolucji gwiazd [186]. Obecnie wydaje się, że bombardowanie ośrodka międzygwiazdowego wysokoenergetycznymi promieniami kosmicznymi odpowiada za wytworzenie niemal całej ilości  $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$ , jak również pewnej części (ok. 10% według pracy [191])  $^5\text{Li}$ ; duża ilość  $^7\text{Li}$  mogłaby powstawać podczas rozbłysku helowego w olbrzymach [193]. Zauważmy, że pod działaniem promieni kosmicznych w przestrzeni kosmicznej tworzyć się mogą wydajnie te właśnie nuklidy z grupy  $L$ , które praktycznie nie mają szans na powstanie w procesie syntezy pierwotnej we wczesnej fazie ewolucji rozszerzającego się Wszechświata [44]. W syntezie tej powstały przede wszystkim D i  $^4\text{He}$ , także  $^3\text{He}$  i być może pewne ilości  $^3\text{Li}$ .

Do wytworzenia niektórych jąder grupy  $L$  dojść może także pod działaniem fali uderzeniowej w eksplodujących otoczkach gwiazd supernowych [194, 195, 196]. W szczególnych warunkach bardzo niskiej gęstości, gdy temperatura za czołem fali spada poniżej  $3 \cdot 10^7 \text{ K}$ , dojść może do rozbijania jąder helu na neutrony i protony, następnie protony wychwytyują neutrony, ale wytworzony w ten sposób deuter nie zdąży się już wypalić [195, 196]. Mechanizm ten wydaje się mieć pierwszorzędne znaczenie dla wytłumaczenia pochodzenia deuteru, który uważa się zwykle za pozostałość po pierwotnej syntezie kosmicznej.

## Możliwe procesy syntezy jąder lekkich

Nuklid	Pierwotna synteza kosmiczna („big bang“)	Eksplozje gwiazd supermasywnych	Synteza w skali galaktyki		
			supernowe	czerwone olbrzymy itp.	promieniowanie kosmiczne
D	tak	tak(?)	tak	nie	nie
<sup>3</sup> He	tak	?	mało prawd.	tak	nie
<sup>4</sup> He	tak	tak	nie	tak	nie
<sup>6</sup> Li	nie	?	mało prawd.	nie	tak
<sup>7</sup> Li	dopuszcz.	?	tak	tak	mało prawd.
<sup>9</sup> Be	nie	?	mało prawd.(?)	nie	tak
<sup>10</sup> B	nie	?	tak	nie	tak
<sup>11</sup> B	nie	?	tak	nie	tak

Uwagi: „tak“ — oznacza, że przeprowadzono pewne obliczenia i udało się osiągnąć przynajmniej w pewnym stopniu zgodność obliczeń z danymi obserwacyjnymi, bądź też istnieje nadzieja na osiągnięcie tej zgodności; „nie“ — oznacza, że wyniki obliczeń wskazują na wydatność procesu syntezy znacznie poniżej danych obs.

W tablicy V, która jest oparta na analogicznych tablicach z prac [191, 192], zestawiliśmy proponowane dziś wyjaśnienia syntezy jąder lekkich (do liczby masowej 11 włącznie). Dla pełności włączyliśmy <sup>4</sup>He, którego większa część powstała prawdopodobnie w syntezie pierwotnej, a który tworzy się nadal podczas quasi-statycznego spalania wodoru we wnętrzu gwiazd. W trzeciej kolumnie uwzględniono możliwość pregalaktycznej syntezy w tzw. gwiazdach supermasywnych, o masie powyżej 10<sup>5</sup> M<sub>☉</sub> („little bang“ w terminologii pracy [44]), których krótkotrwałe istnienie mogło poprzedzić obecną fazę ewolucji materii galaktycznej. Wiele wniosków odnoszących się do nukleosyntezy w wybuchu pierwotnym przenosi się na procesy syntezy w tego typu obiektach (wytworzenie w zasadzie tylko <sup>4</sup>He i D, także <sup>3</sup>He i <sup>7</sup>Li).

Jak widać z powyższego, proces *l* (zdefiniowany jako proces, w którym tworzą się nuklidy z grupy *L*) stanowi właściwie tylko zbiorczą nazwę dla kilku odmiennych procesów fizycznych, przebiegających w odmiennych warunkach fizycznych (gęstość, temperatura itp.) i z odmiennymi skalami czasu. Charakterystyczne dla większości spośród tych procesów jest jednak kruszenie jąder cięższych, zwłaszcza węgla, azotu i tlenu, jako najbardziej rozpowszechnionych w przyrodzie po wodorze i helu — 4. Podkreślić trzeba jednocześnie to, że w modelu Meneguzziego, Audouze'a i Reevesa [190] gwiazdy tworzą się z gazu międzygwiazdowego, który uprzednio poddany był bombardowaniu ciągłemu przez promieniowanie kosmiczne, w wyniku czego gromadziły się w nim produkty kruszenia jąder cięższych — nuklidy grupy *L*. Obfitości tych nuklidów w gazie międzygwiazdowym i na powierzchni gwiazd stanowią więc subtelny i nie w pełni dotąd wykorzystany wskaźnik ewolucji Galaktyki [192, 197].

Z uwagi na brak miejsca ograniczyłem się do pobieżnego tylko przeglądu problematyki procesu  $l$ ; obszerniej zagadnienia te są potraktowane w innym artykule [198].

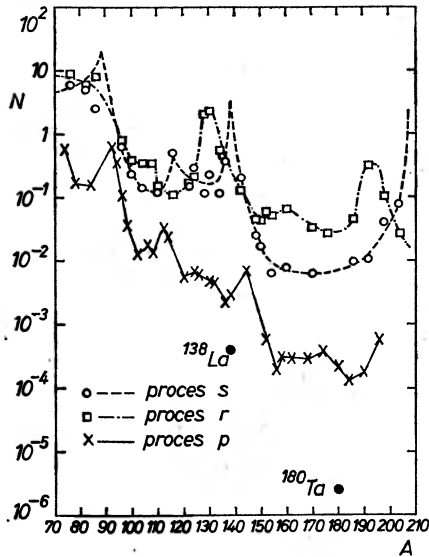
## B. Proces $p$

Jest to chyba najslabiej poznany spośród procesów nukleosyntezy zaproponowanych w fundamentalnej pracy B<sup>2</sup>FH [57]. Tworzy się w nim niewielka liczba jąder ciężkich (o  $A > 60$ ). Nazywamy je „jądrami pominiętymi“, jako że ani nie znajdują się one na szlaku procesu  $s$ , ani też nie są końcowymi produktami łańcucha przemian beta nietrwałych jąder neutrono-nadmiarowych, wytworzonych w procesie  $r$ . Na rys. 15 (część III artykułu) są to jądra, położone na lewo od szlaku procesu  $s$ , a więc najlżejsze izotopy odpowiednich pierwiastków. Zwróćmy uwagę na ich niewielkie rozpowszechnienie: <sup>152</sup>Gd stanowi 0,20% wszystkich atomów gadolinu, <sup>156</sup>Dy i <sup>158</sup>Dy — odpowiednio 0,0524 i 0,0902% wszystkich atomów dysprozu itd. Na rys. 14. IV i 14. V „jądra pominięte“ znajdują się całkiem na prawo; widać, że są one osłonięte przed procesem  $s$  (a więc tym bardziej przed procesem  $r$ ).

Jak widać na rys. 21, niewiele jest w ogóle „jąder pominiętych“; usytuowanie ich wskazuje na możliwość powstania ich w reakcjach ( $p, \gamma$ ) i ( $\gamma, n$ ) z jądrami wytworzonymi już uprzednio w procesie  $s$  albo  $r$ . Reakcje takie mogłyby przebiegać [57] przy gęstości nie mniejszej niż 100 g/cm<sup>3</sup> i temperaturze rzędu  $3 \cdot 10^9$  K. Mogłyby to być warunki w otoczce gwiazdy supernowej. Zdaniem Frank-Kamienieckiego [199] natomiast, za powstanie jąder pominiętych odpowiadać mają ( $p, n$ ) i ( $p, 2n$ ), pod działaniem protonów o energii co najmniej kilku MeV, przyspieszonych w zmiennych polach magnetycznych na powierzchni gwiazd. Ławruchina [200] z kolei zwróciła uwagę na reakcje kruszenia jąder pierwiastków średnich i ciężkich wysokoenergetycznymi protonami; wyniki doświadczeń wskazują na możliwość powstawania jąder „pominiętych“ w tych reakcjach. Rozważano wychwyt pozytonów z gęstej plazmy przez produkty procesu  $s$  [201, 202], i rozszczepienie wysoko wzbudzonych jąder ciężkich w supernowych [203], kiedy przy silnym wzbudzeniu aż do dwudziestu neutronów wyparowuje z jądra przed rozszczepieniem, więc produkty rozszczepienia będą zawierały dużo protonów.

Jeśli przyjąć, że jądra pominięte powstają w wyniku dwóch kolejnych reakcji wychwytu radiacyjnego protonu przez produkt procesu  $s$ , wtedy zrozumiałą się staje zauważony [204] spadek wykładniczy stosunku obfitości jąder pominiętych do ich prekursorów:  $N(Z, A)/N(Z-2, A-2)$ . Zaobserwowano także korelację [205] wskazującą na powstawanie jąder pominiętych w reakcjach ( $\gamma, n$ ). Wypada sądzić, że reakcje ( $p, \gamma$ ) i ( $\gamma, n$ ) odgrywają największą rolę w syntezie jąder pominiętych [206, 207]. Jeśli proces  $p$  przebiega z hydrodynamiczną skalą czasu (10 do 100 s), wtedy uwzględnienie dokładnych wartości dla szybkości odpowiednich reakcji prowadzi [206] do tych samych w zasadzie warunków dla gęstości i temperatury co w pracy B<sup>2</sup>FH [57]. Najtrudniej znaleźć jest

w obiektach kosmicznych taką fazę ewolucji, w której wspomniane reakcje mogłyby stosunkowo wydajnie przebiegać. Wydaje się [207], że proces  $p$  przebiegać może w zawierających dużo wodoru otoczkach gwiazd supernowych, po przejściu fali uderzeniowej. Możliwy wydaje się także mechanizm związany z przechodzeniem czoła fali uderzeniowej — jak w omawianym w związku z procesem  $l$  modelu Colgate'a [196]. Powyżej progu ( $\sim 4-10$  MeV) reakcje  $(p, n)$  dominowałyby w tych warunkach nad reakcjami  $(p, \gamma)$ . Jak można dziś sądzić, zarówno wychwyty pozytonów, jak i przemiana beta indukowana przez



Rys. 24. Rozpowszechnienie jąder ciężkich powstałych w procesach  $s$  ( $\circ$ ),  $r$  ( $\square$ ) i  $p$  ( $\times$ ) według Truran [207]. Podobieństwo kształtu krzywej obfitości produktów procesu  $p$  do dwóch pozostałych krzywych wskazuje na zależność tego procesu od procesów  $s$  i  $r$

foton [201, 202, 208, 209, 210, 211] mogą wnieść co najwyżej pewne lokalne poprawki do naszkicowanego wyżej przebiegu procesu  $p$  — głównie z udziałem reakcji  $(p, \gamma)$ ,  $(\gamma, n)$  i  $(p, n)$ .

### C. Naturalne przemiany promieniotwórcze

W różnych rodzajach procesów nukleosyntezy tworzą się radionuklidy; jest rzeczą oczywistą, że ulegają one następnie naturalnym przemianom promieniotwórczym, z charakterystycznymi dla siebie półokresami zaniku. W rozdziale 10 zwróciliśmy uwagę na to, w jaki sposób rozpad promieniotwórczy pierwiastków pozabizmutowych kończy pętlą zamkniętą proces  $s$ . Wyrzucone w przestrzeń produkty procesu  $r$  ulegają łańcuchowi przemian  $\beta^-$ , zbliżając się z wolna do ścieżki stabilności. Jeśli jednak w miejscu, do którego ten łańcuch przemian



prowadzi, nie ma trwałego nuklidu (a taka sytuacja zachodzi zawsze dla  $A > 209$ ), wtedy i na długo po zakończeniu procesu  $r$  promieniotwórczość nie wygasa. Nie musi to być oczywiście tylko promieniotwórczość beta, wszak uran, tor i pluton, trzy występujące do dziś na Ziemi charakterystyczne produkty procesu  $r$ , odznaczają się promieniotwórczością alfa, a niektóre ich izotopy mogą się samorzutnie rozszczepiać. W wyniku rozpadu promieniotwórczego radionuklidów, zawartych w jakimś obiekcie, zmienia się nieustannie jego skład chemiczny i izotopowy. Zmiany te są dla materii ziemskiej istotne jedynie w skali geologicznej, nie w skali życia ludzkiego. Tkwią one u podstaw geochronologii czy kosmochronologii, którymi tu się zajmować nie będziemy, odsyłając czytelnika do dwóch ostatnio opublikowanych artykułów przeglądowych Schramma [212, 213]. Zwrócimy natomiast uwagę na to, że rozpad promieniotwórczy uranu wpływa nie tylko na stosunki obfitości pierwiastków o  $Z \geq 82$  (i helu oczywiście!). Pewna, nawet niewielka część uranu ulega samorzutnemu rozszczepieniu, a produkty rozszczepienia modyfikują (dziś — w sposób niezauważalny) obfitości innych pierwiastków z układu okresowego (mniej więcej od  $Z = 32$  do 66).

Modyfikacja obfitości w środku układu okresowego, spowodowana samorzutnym rozszczepieniem pierwiastków ciężkich, może być jednak znaczna, jeśli sporo jąder tych rozszczepialnych pierwiastków powstało w procesie  $r$ . Mówiąc o modyfikacji obfitości mamy tutaj na myśli takie anomalie rozpowszechnienia odpowiednich nuklidów, wytwarzanych w procesie  $r$ , których nie da się przy użyciu samego tylko procesu  $r$ , nawet traktowanego dynamicznie jak np. w pracy [161], wytłumaczyć. Już przed wielu laty Selinow [214, 215] zwrócił uwagę na anomalnie wysokie obfitości tych izotopów lantanowców, które mogłyby się tworzyć ze sporą wydajnością w samorzutnym rozszczepieniu pierwiastków transuranowych. W chwili obecnej wydaje się [179], że na rzecz hipotezy o istotnej roli samorzutnego rozszczepienia jako wtórnego, czy nawet właściwiej, trzeciorzędowego procesu nukleosyntezy świadczą wyniki obserwacji gwiazd Ap, z ich charakterystycznymi anomaliami obfitości, których nie da się wytłumaczyć za pomocą procesów  $s$  czy też  $r$  [216]. Chodzi tu zwłaszcza o nadmierne obfitości lantanowców, czy też o obserwacje pierwiastków transuranowych [170] lub nietrwałego prometu [171, 172, 173]. Zwłaszcza ten ostatni fakt wydaje się co najmniej zastanawiający.

Pod koniec rozdziału 12 wspominaliśmy o hipotezie, według której pierwiastki ciężkie obserwowane na powierzchni gwiazdy Ap powstać miały na wybuchającej w bezpośrednim sąsiedztwie gwiazdzie supernowej [178]. Hipoteza ta nadałaby się do wytłumaczenia obserwacji prometu na powierzchni gwiazdy osobliwej HR 465. Dwa najbardziej długożyciowe izotopy tego pierwiastka są to  $^{145}\text{Pm}$  ( $T_{1/2} = 17,7$  lat) i  $^{146}\text{Pm}$  ( $T_{1/2} = 5,53$  lata); oba nie mają jednak szans na powstanie w procesach  $s$  ani w  $r$ , przed którymi są osłonięte przez odpowiednie izotopy neodymu. W procesach wychwytu neutronów mógłby powstać dopiero trzeci z kolei co do półokresu zaniku izotop tego pierwiastka:  $^{147}\text{Pm}$  ( $T_{1/2} = 2,62$  lata). Znikomy jednak jego półokres sprawiłby, że już w kilkadziesiąt

lat po zakończeniu procesu nukleosyntezy nuklid ten praktycznie nie byłby obserwowalny. Czy nie jest rzeczą znacznie prostszą przypuścić, że odtwarza się on wciąż w atmosferze gwiazdy z samorzutnego rozszczepienia ciężkich produktów procesu  $r$  [174, 175]? Wydajność tworzenia  $^{147}\text{Pm}$  w rozszczepieniu, wynosząca ok. 2,16% w przypadku uranu, może dochodzić aż do 5% dla pierwiastków superciężkich. Jeśli promet powstał w jednorazowym akcie nukleosyntezy, wtedy powinno się dostrzec zauważalny jego ubytek już w ciągu paru lat obserwacji widma HR 465, jeśli natomiast tworzy się wciąż w rozszczepianiu ciężkich transuranów (czy może nawet pierwiastków superciężkich) na powierzchni, wtedy ubytek stałby się dostrzegalny dopiero po upływie co najmniej stuleci. Śledzenie linii prometu w czasie pozwoli niewątpliwie w ciągu najbliższych lat na rozstrzygnięcie tego dylematu. Obserwacje prometu wydają się korelować z innymi obserwacjami świadczącymi o obecności w obszarach powierzchniowych gwiazd Ap anomalnie dużych ilości produktów procesu  $r$ :

a) nadmiar (o kilka rzędów wielkości) lantanowców, które przynajmniej w części mogą powstawać wtórnie w rozszczepieniu jak promet;

b) obfite występowanie pierwiastków ciężkich, zwłaszcza platyny, rtęci, toru i uranu, oraz przesunięcia izotopowe linii pierwiastków wieloizotopowych, świadczące o dominującym wkładzie produktów procesu  $r$ .

Szczegółowo na ten temat pisałem w pracy [179], do której odsyłam zainteresowanych. Problem gwiazd Ap wydaje się drugim kluczem (obok problemu bardzo ciężkich promieni kosmicznych) do uzyskania odpowiedzi na pytanie, czy pierwiastki superciężkie mogą powstać w przyrodzie. „Jeśli można je gdzieś znaleźć, to przede wszystkim w gwiazdach Ap“ [67].

Obszernie wspominaliśmy tu o samorzutnym rozszczepieniu, związanym z wcześniej zakończonym procesem  $r$ . Można także wspomnieć o innym rodzaju rozpadu promieniotwórczego, który da się obserwować nawet bezpośrednio. Mam tu na myśli przemianę  $\gamma$  nietrwałych produktów eksplozyjnej nukleosyntezy, zwłaszcza procesów  $e$  i  $r$ . Przemiana ta łączy się oczywiście z przemianą beta, jednakże kwanty  $\gamma$  o charakterystycznej energii są tym właśnie, co łańcuch obu tych przemian potwierdza. Istnieje już pewna liczba prac oryginalnych analizujących możliwości badania widm gamma z pozostałości po wybuchach supernowych [217, 218], a nawet zaczęto już obserwacje przy użyciu teleskopów promieniowania gamma. Możliwe stanie się obserwacyjne potwierdzenie procesów  $e$  i  $r$ , wyznaczenie wydajności nukleosyntezy w wybuchach gwiazd supernowych itp. Przegląd tych i innych jeszcze możliwości astronomii gamma zawiera artykuł [219].

#### 14. Inne problemy astrofizyki jądrowej

Przykro autorowi, gdy pod koniec pisania artykułu dochodzi do wniosku, że nie udało mu się wykonać w pełni zadania, jakie przed sobą na początku postawił. Zasiadając przed paru laty do pisania niniejszego cyklu artykułów pragnąłem przedstawić całą problematykę astrofizyki jądrowej. Czytelnik

zauważy, że ograniczyłem się do dwóch tylko zagadnień: rozpowszechnienia nuklidów oraz wytłumaczenia owego rozpowszechnienia różnymi procesami nukleosyntezy. Kwestia nukleosyntezy wiąże się z ewolucją gwiazd, ewolucją Wszechświata (zwłaszcza jej wczesnymi fazami), pochodzeniem promieniowania kosmicznego, kosmo- (i geo-) chronologią, astronomią gamma, a także z laboratoryjną astrofizyką jądrową, tj. badaniem w laboratorium tych właśnie reakcji, które mają znaczenie dla astrofizyki. Wszystkie te dalsze zagadnienia potraktowaliśmy bardzo pobieżnie (lub wcale), o tyle o ile wiązały się z wytłumaczeniem pochodzenia pierwiastków chemicznych. Niepodobna postąpić inaczej, jeśli przegląd nie ma się zamienić w grubą monografię. Każde z pominiętych tu zagadnień zasługuje na oddzielny przegląd, niemal równy objętością temu, który właśnie się kończy. W tekście odsyłałem w odpowiednich miejscach do aktualnych artykułów przeglądowych, przede wszystkim w języku polskim (jeśli takowe istnieją). Warto jednak wymienić krąg zagadnień, które zwykło się zaliczać do astrofizyki jądrowej, a które nie zostały tu poruszone wcale, jako że dość luźno łączą się z kwestią nukleosyntezy pierwiastków:

1) Astrofizyka jądrowa wysokiej gęstości: problematyka materii jądrowej w przyrodzie (gwiazdy neutronowe, pulsary).

2) Astrofizyka jądrowa wysokich energii: radioźródła, kwazary, eksplozje w jądrach galaktyk, pochodzenie promieniowania kosmicznego.

3) Astrofizyka neutrinowa: zagadka neutrin słonecznych, rola neutrin w końcowych fazach ewolucji gwiazd (presupernowa, zapas grawitacyjna spowodowana dużą jasnością neutrinową).

Problematyka z punktu 1 dość ściśle splata się z astrofizyką relatywistyczną; poszczególne zagadnienia omawiane są w monografii Zeldowicza i Nowikowa [77], a także w nowym wydaniu pierwszej jej części [220]. W języku polskim zagadnienia materii jądrowej w silnym polu grawitacyjnym we wnętrzu gwiazd neutronowych omawiano w artykułach [221, 78].

Przegląd zagadnień astrofizyki wysokich energii zawiera książka Weekesa [7], dostępna również w tłumaczeniu rosyjskim.

Astrofizyce neutrinowej poświęcona jest połowa książki [222], a także broszura [223]. Zagadnienie neutrin słonecznych omówiono niedawno w cyklu artykułów [83]; stan aktualny tej problematyki przedstawiony jest wyczerpująco w [224, 225].

Niewątpliwie niektóre spośród pominiętych czy też mimochodem poruszonych tu zagadnień zostaną jeszcze w przyszłości poruszone na łamach „Postępów Fizyki“.

#### Literatura

Pozycje [1]-[134] znajdują się w zestawieniach literatury do części poprzednich (*Postępy Fizyki* 22, 495 i 601 (1971); 24, 669 (1973)). Pozycjom cytowanym po raz pierwszy w niniejszej części artykułu nadajemy dalsze numery.

[135] G. R. Burbidge, F. Hoyle, E. M. Burbidge, R. F. Christy, W. A. Fowler, *Phys. Rev.* 103, 1145 (1956).

[136] P. Morrison, L. Sartori, *Phys. Rev. Letters*, 16, 414 (1966).

- [137] D. C. Hoffman, F. D. Lawrence, J. L. Mewherter, F. M. Rourke, *Nature* **234**, 132 (1971).
- [138] F. Hoyle, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **132**, 565 (1960).
- [139] P. A. Seeger, W. A. Fowler, D. D. Clayton, w *Nucleosynthesis*, Proc. of a Conference held Jan. 25-26 (1965) at the Institute for Space Studies, Goddard Space Flight Center, NASA, New York, Gordon and Breach, New York—London—Paris 1968, str. 241.
- [140] E. O. Fiset, J. R. Nix, *Nucl. Phys.* **A193**, 647 (1972).
- [141] A. Sobiczewski, *Postepy Fizyki* **22**, 573 (1971).
- [142] N. Bhandari, S. G. Bhat, D. Lal, G. Rajagopalan, A. S. Tamhane, V. S. Venkataravan, *Nature* **230**, 219 (1971).
- [143] G. Flerov, *Proc. Internat. Conf. on Properties of Nuclear States*, Montreal 1969, str. 175.
- [144] W. Grimm, G. Herrmann, H. D. Schüssler, *Phys. Rev. Letters* **26**, 1040 (1971).
- [145] E. Cheifetz, E. R. Giusti, H. R. Bowman, R. D. Jared, J. B. Hunter, S. G. Thompson, w *Proc. Internat. Conf. on the Properties of Nuclei Far from the Region of Beta-Stability*, raport CERN — 70-30 (1970), str. 709.
- [146] D. N. Schramm, W. A. Fowler, *Nature* **231**, 103 (1971).
- [147] D. N. Schramm, E. O. Fiset, *Astrophys. J.* **180**, 551 (1973).
- [148] T. Ohnishi, *Prog. Theor. Phys.* **47**, 845 (1972).
- [149] V. E. Viola, *Nucl. Phys.* **A139**, 188 (1969).
- [150] E. E. Berłowicz, Ju. N. Nowikow, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma* **9**, 708 (1969).
- [151] G. A. Cowan, w *Proc. Robert A. Welch Foundation Conferences on Chemical Research*, XIII. The Transuranium Elements — The Mendeleev Centennial, Houston, Texas, Nov. 1969, wyd. Welch Found., Houston 1970, str. 291.
- [152] R. Boleu, S. G. Nilsson, R. K. Sheline, K. Takahashi, *Phys. Letters* **40B**, 517 (1972).
- [153] K. A. Brueckner, J. H. Chirico, S. Jorna, H. W. Meldner, D. N. Schramm, P. A. Seeger, *Phys. Rev. C7*, 2123 (1973).
- [154] W. M. Howard, J. R. Nix, Los Alamos preprint LA-UR-73-1486; *Nature*, w druku.
- [155] S. A. Colgate, R. H. White, *Astrophys. J.* **143**, 626 (1966).
- [156] W. D. Arnett, J. W. Truran, *Astrophys. J.* **160**, 959 (1970).
- [157] M. D. Delano, A. G. W. Cameron, *Astrophys. Space Sci.* **10**, 203 (1971).
- [158] A. G. W. Cameron, M. D. Delano, J. W. Truran, w *Proc. Internat. Conf. on the Properties of Nuclei Far from the Region of Beta Stability*, raport CERN 70-30 (1970), str. 735.
- [159] D. N. Schramm, *Bull. Amer. Astron. Soc.* **5**, 27 (1973).
- [160] J. B. Blake, D. N. Schramm, *Astrophys. Lett.*, w druku.
- [161] D. N. Schramm, w *Explosive Nucleosynthesis*, Proc. of Conf., Austin, Texas, April 2-3, 1973, Univ. of Texas Press 1973, str. 84.
- [162] J. P. Amiet, H. D. Zeh, *Phys. Letters* **25B**, 305 (1967).
- [163] J. P. Amiet, H. D. Zeh, *Z. Phys.* **217**, 485 (1968).
- [164] B. Kuchowicz, *Nature* **225**, 440 (1970).
- [165] P. B. Price, *Ultra-Heavy Cosmic Rays*, referat wygłoszony na 12 Międzynar. Konfer. Prom. Kosm., Hobart, Tasmania 1971.
- [166] P. H. Fowler, J. M. Kidd, R. T. Moses, *Proc. Roy. Soc.* **318A**, 1 (1970).
- [167] P. B. Price, P. H. Fowler, J. M. Kidd, E. J. Kobetich, R. L. Fleischer, G. E. Nichols, *Phys. Rev. D3*, 815 (1971).
- [168] P. H. Fowler, referat wygłoszony na 13 Międzynar. Konfer. Prom. Kosm., Denver 1973.
- [169] J. B. Blake, D. N. Schramm, *Astrophys. Space Sci.*, w druku (1974).
- [170] M. Jasehek, E. Brandi, *Astron. and Astrophys.* **20**, 233 (1972).
- [171] M. F. Aller, C. R. Cowley, *Astrophys. J. Lett.* **162**, L 145 (1970).
- [172] M. F. Aller, *Sky and Telescope* **41**, 220 (1971).
- [173] M. R. Hartoog, C. R. Cowley, A. P. Cowley, *Astrophys. J.* **182**, 847 (1973).
- [174] B. Kuchowicz, *Nature* **232**, 552 (1971).
- [175] B. Kuchowicz, *Astrophys. Letters* **9**, 85 (1971).

- [176] E. P. J. van den Heuvel, *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **19**, 11 (1967).
- [177] E. P. J. van den Heuvel, *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **19**, 309 (1968).
- [178] B. N. G. Guthrie, *Publ. Roy. Obs. Edinburgh* **6**, 145 (1968).
- [179] B. Kuchowicz, *Quart. Journ. Roy. Astron. Soc.* **14**, 121 (1973).
- [180] P. A. Seeger, w *Proc. Internat. Conf. on the Properties of Nuclei Far from the Region of Beta-Stability*, raport CERN 70-30 (1970), str. 217.
- [181] W. A. Fowler, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Astrophys. J.* **122**, 271 (1955).
- [182] W. A. Fowler, J. L. Greenstein, F. Hoyle, *Geophys. J.* **6**, 148 (1932).
- [183] H. E. Mitler, *Phys. Rev.* **136B**, 298 (1964).
- [184] D. S. Burnett, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Geochim. Cosmochim. Acta* **29**, 1209 (1965); tłum. polskie jako rozdział 6 w wydawnictwie pt. *Astrofizyka jądrowa*. Tom I. Kosmochemia jądrowa meteorytów. Dodatek *Postępów Techniki Jądr.*, Seria: *Fizyka Jądrowa* Nr 46 (335), 1967.
- [185] R. Bernas, E. Gradsztajn, H. Reeves, E. Schatzman, *Ann. Phys. (USA)* **44**, 426 (1967).
- [186] C. Ryter, H. Reeves, E. Gradsztajn, J. Audouze, *Astron. and Astrophys.* **8**, 389 (1970).
- [187] *High-Energy Nuclear Reactions in Astrophysics*. B. S. P. Shen red., W. A. Benjamin, New York—Amsterdam 1967.
- [188] H. Reeves, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Nature* **226**, 727 (1970).
- [189] H. E. Mitler, *Smithsonian Astrophys. Observ. Special Report No. 330* (1970).
- [190] M. Meneguzzi, J. Audouze, H. Reeves, *Astron. and Astrophys.* **15**, 337 (1971).
- [191] H. Reeves, J. Audouze, W. A. Fowler, D. N. Schramm, *Astrophys. J.* **179**, 909 (1973).
- [192] J. Audouze, B. M. Tinsley, *Galactic evolution and the formation of the light elements*, raport OAP-342 (XI 1973).
- [193] A. G. W. Cameron, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **167**, 111 (1971).
- [194] S. A. Colgate, *Astrophys. J. Letters* **181**, L 53 (1973).
- [195] F. Hoyle, W. A. Fowler, *Nature* **241**, 384 (1973).
- [196] S. A. Colgate, *Astrophys. J.* **187**, 321 (1974).
- [197] J. W. Truran, A. G. W. Cameron, *Astrophys. Space Sci.* **14**, 179 (1971).
- [198] M. Kowalski, B. Kuchowicz, *Postępy Astronomii* **22**, (1974).
- [199] D. A. Frank-Kamieniecki, *Astron. Zh.* **38**, 91 (1961).
- [200] A. K. Ławruchina, *Uspekhi Chimii*, **28**, 1310 (1959); tłum. pol.: *Postępy Techn. Jądr.* **4**, 1293 (1960).
- [201] H. Reeves, P. Stewart, *Astrophys. J.* **141**, 1432 (1965).
- [202] M. Scotto, G. Paoli, A. Wataghin, *Nuovo Cimento* **B48**, 119 (1967).
- [203] H. L. Duorah, *Nature* **232**, 247 (1971).
- [204] M. Taube, *Nukleonika* **5**, 821 (1960).
- [205] R. L. Macklin, *Astrophys. J.* **162**, 353 (1970).
- [206] J. W. Truran, A. G. W. Cameron, *Astrophys. J.* **171**, 89 (1972).
- [207] J. W. Truran, w *Explosive Nucleosynthesis*, Proc. of Conf., Austin, Texas, April 2-, 3, 1973, Univ. of Texas Press 1973, str. 102.
- [208] M. Arnould, *Nucl. Phys. A100*, 657 (1967).
- [209] M. Arnould, C. Brihaye, *Astron. and Astrophys.* **1**, 193 (1969).
- [210] A. Agnese, M. La Camera, A. Wataghin, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **146**, 57 (1969).
- [211] A. A. Joukoff, *Astron. and Astrophys.* **3**, 186 (1969).
- [212] D. N. Schramm, *Space Sci. Rev.* **15**, 51 (1973).
- [213] D. N. Schramm, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **12**, w druku.
- [214] I. P. Selinow, w *Proceedings Second UN Internat. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 30, United Nations, Geneva, str. 307.
- [215] I. P. Selinow, *Nowyje izotopy i sistematika nuklidow*, referat Nr P/583, III Międzynar. Konfer. ONZ Zastos. Pokoj. Energii Jądr. 1964.

- [216] B. N. G. Guthrie, *Astrophys. Space Sci.* **3**, 542 (1969).
- [217] D. D. Clayton, W. Craddock, *Astrophys. J.* **142**, 189 (1965).
- [218] D. D. Clayton, w *Explosive Nucleosynthesis*, Proc. of Conf., Austin, Texas, April 2-3, 1973, Univ. of Texas Press 1973, str. 264.
- [219] B. Kuchowicz, *Postępy Astronaut.* 1974 (w druku).
- [220] Ja. B. Zeldowicz, I. D. Nowikow, *Tieorija tiagotienija i ewolucija zwiezd*, Izd. Nauka, Moskwa 1971.
- [221] J. P. Lasota, *Postępy Fizyki* **17**, 281 (1966).
- [222] E. W. Bugajew, Ju. D. Kotow, I. L. Rozentel, *Kosmiczeskije miuony i nejtrino*, Atomizdat, Moskwa 1970.
- [223] J. Jateczak, *Neutrina kosmiczne*, Bibl. Wiedzy Współczesnej Omega, Nr 199, Wiedza Powszechna, Warszawa 1971.
- [224] J. N. Bahcall, R. L. Sears, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **10**, 25 (1972).
- [225] B. Kuchowicz, V *Leningradskij Międzynarodnyj Seminar: Solniecznyje kosmiczeskije łuczi i ich proniknowienije w magnitosfieru Ziemi*, 26-29 ijunija, Leningrad 1973, str. 147.

*Aleksandra Kopystyńska*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Optyczne metody wyznaczania parametrów jądrowych

### Optical Methods in Determination of Nuclear Parameters

*Abstract:* Application of optical methods to determination of nuclear spin, magnetic dipole moment, electric quadrupole moment and deformation parameter  $\beta$  is presented. General information about optical pumping and description of the experiment on optical pumping of neutron deficient isotopes of mercury is reported.

#### 1. Wstęp

Powiązania między badaniami w dziedzinie fizyki atomowej i fizyki jądrowej datują się od bardzo dawna. Nie byłoby przesadą twierdzenie, że fizyka jądrowa wyłoniła się z fizyki atomowej jako naturalna konsekwencja rozwoju wiedzy i technik badawczych. Dla ilustracji tego stwierdzenia, przytoczę kilka faktów z historii fizyki.

Gdyby powstanie fizyki jądrowej datować od odkrycia w roku 1896 przez H. Becquerela naturalnej promieniotwórczości, należałoby zwrócić uwagę na fakt, że odkrycie to zostało dokonane przy okazji badania luminiscencji soli uranu.

Jądro atomu zostało odkryte w roku 1911 przez E. Rutherforda w doświadczeniu przeprowadzonym nad rozpraszaniem cząstek  $\alpha$  przy przechodzeniu ich przez cienkie folie metali. Celem doświadczenia było znalezienie modelu budowy atomu, wyjaśniającego regularności występujące w budowie serii widm atomowych. Dotychczasowy model atomu zaproponowany przez J. J. Thomsona został dzięki temu zastąpiony modelem planetarnym wprowadzonym przez E. Rutherforda.

Spin jądra, jego dipolowy moment magnetyczny oraz kwadrupolowy moment elektryczny zostały odkryte w konsekwencji rozwoju techniki badań spektroskopowych. Zastosowanie przyrządów o dużej zdolności rozdzielczej



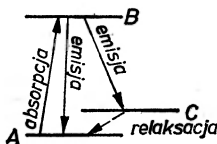
pozwoili zaobserwować nadsubtelną strukturę linii widmowych. Dodatkowe rozszczepienie poziomów energetycznych atomu przypisano oddziaływaniu między własnym momentem pędu jądra (W. Pauli 1924 r.) i momentem pędu powłoki elektronowej atomu poprzez towarzyszące im dipolowe momenty magnetyczne. Obserwowane względne przesunięcia poziomów energetycznych struktury nadsubtelnej zostały przypisane wpływowi kwadrupolowego momentu elektrycznego jądra (H. Schüller i T. Schmidt 1935 r.). Natomiast przesunięcie środka ciężkości składowych rozszczepienia nadsubtelnego lub subtelnego obserwowane dla różnych izotopów tego samego pierwiastka nasunęło przypuszczenie, że również masa jądra, jego objętość i kształt wywierają wpływ na powłokę elektronową atomu. Jest to tak zwane przesunięcie izotopowe. Różne izotopy tego samego pierwiastka mają więc różne struktury poziomów energetycznych, a tym samym różne układy linii widmowych. Badając te struktury można wyciągać wnioski co do wartości parametrów opisujących jądro w stanie podstawowym. Nowoczesne, optyczne metody ich pomiaru zostaną opisane w dalszej części tego artykułu.

## 2. Pompowanie optyczne

Wyznaczanie spinów oraz momentów jądrowych dla jąder w stanie podstawowym metodami pompowania optycznego jest na tyle wyeksploatowane, że istnieją prawie kompletne dane dotyczące tych wielkości dla izotopów stabilnych. Aktualnie, wysiłki fizyków zmierzają więc w trzech kierunkach:

- 1) zwiększenia dokładności pomiarów,
- 2) ilościowej, teoretycznej analizy danych, oraz
- 3) rozszerzenia stosowanych metod na izotopy niestabilne, krótkożyciowe.

Pompowanie optyczne, szeroko opisane w wielu artykułach przeglądowych [1—5], jest sposobem wytwarzania zmian w rozkładzie obsadzeń poziomów energetycznych w zbiorze atomów, jonów czy cząsteczek. W interesującym nas przypadku atomów, mogą to być poziomy struktury subtelnej, poziomy struktury nadsubtelnej lub też poziomy struktury zeemanowskiej.



Rys. 1. Schemat pompowania optycznego

Idea pompowania optycznego przedstawiona jest na rys. 1. Proces pompowania przebiega w sposób następujący. Komórka rezonansowa zawierająca badane atomy oświetlana jest promieniowaniem o częstotliwości  $\nu = (E_B - E_A)/h$ , gdzie  $E_A$  i  $E_B$  oznaczają energię poziomów A i B,  $h$  oznacza stałą Plancka.

Atomy w stanie  $A$  absorbują fotony o częstotliwości rezonansowej  $\nu$  przechodząc do stanu  $B$ , skąd po czasach, których średnia wartość nazywa się średnim czasem życia stanu  $B$ , wskutek emisji spontanicznej powracają, z różnymi prawdopodobieństwami, do niższych stanów energetycznych  $A$  i  $C$ . Przejście promieniste ze stanu  $C$  do stanu  $A$  jest wzbronione przez reguły wyboru dla promieniowania elektrycznego dipolowego ( $E1$ ). Możliwy jest jedynie znacznie powolniejszy w czasie proces relaksacji w wyniku zderzeń. Jeżeli w chwili rozpoczęcia pompowania wszystkie atomy znajdowały się w stanie  $A$ , po pewnym czasie część z nich będzie się znajdowała w stanie  $C$ . Będzie o tym świadczyć wzrastające natężenie światła przechodzącego przez komórkę, ponieważ absorbują je jedynie atomy znajdujące się w stanie  $A$ . Efektywność pompowania do stanu  $C$  można również obserwować poprzez fluorescencję ze stanu  $B$ . Stopień zmiany obsadzeń zależy od natężenia promieniowania pompującego i od szybkości relaksacji. Ostatecznie, gdy wszystkie atomy znajdują się w stanie  $C$ , będziemy obserwowali maksymalne natężenie światła przechodzącego lub całkowity zanik fluorescencji.

Sytuacja taka jest możliwa tylko wówczas, gdy można zaniedbać relaksację. Uzyskana inwersja obsadzeń między poziomami  $A$  i  $C$ , w przypadku gdy są to poziomy struktury subtelnej lub nadsubtelnej, prowadzi zarówno do zmiany energii, jak i do pewnej zmiany momentu pędu \* dla zespołu atomów. Jeżeli natomiast, nasz układ atomów znajduje się w stałym i jednorodnym polu magnetycznym  $\vec{H}$ , a światło pompujące rozchodzi się wzdłuż kierunku tego pola i jest kołowo spolaryzowane, proces pompowania powoduje zmianę obsadzeń między poziomami magnetycznymi, a układ atomów uzyskuje orientację, zwaną również polaryzacją.

Atom umieszczony w zewnętrznym polu magnetycznym  $\vec{H}$  oddziałuje z tym polem poprzez swój dipolowy moment magnetyczny  $\vec{\mu}$  [7—9]. Energia tego oddziaływania jest miarą przesunięcia poziomów, dla których to zewnętrzne pole zniosło degenerację:

$$\Delta E = -\vec{\mu}\vec{H}. \quad (1)$$

Jest to tak zwane zjawisko Zeemana. Magnetyczny moment dipolowy atomu ma wartość:

$$\mu_J = g_J \mu_B J \quad \text{lub} \quad \mu_F = g_F \mu_B F \quad (2)$$

w zależności od tego czy całkowity moment pędu atomu wynosi  $\vec{J}$  (dla  $I = 0$ ), czy  $\vec{F}$  (dla  $I \neq 0$ ), przy czym:

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}. \quad (3)$$

$J$ ,  $F$  i  $I$  są liczbami kwantowymi całkowitych momentów pędu atomu i jądra. Występujące w związkach (2) wielkości  $g_J$  i  $g_F$  oznaczają czynniki Landégo

\* Zasada zachowania momentu pędu przy oddziaływaniu światła z materią została wprowadzona do fizyki przez W. Rubinowicza [6]. Moment pędu fotonu jest równy co do wartości  $h/2\pi = \hbar$ . A więc zgodnie z zasadą zachowania dla układu atom-foton, emisji i absorpcji jednego fotonu towarzyszy zmiana momentu pędu atomu o  $\pm \hbar$ .

dla poziomu struktury subtelnej o liczbie kwantowej  $J$  i poziomu struktury nadsubtelnej o liczbie kwantowej  $F$ ,  $\mu_B$  oznacza magneton Bohra.

Dipolowy moment magnetyczny jądra  $\mu_I$  ma kierunek oraz najczęściej zwrot zgodny z kierunkiem i zwrotem spinu jądra  $\vec{I}$ . Jego wartość wynosi:

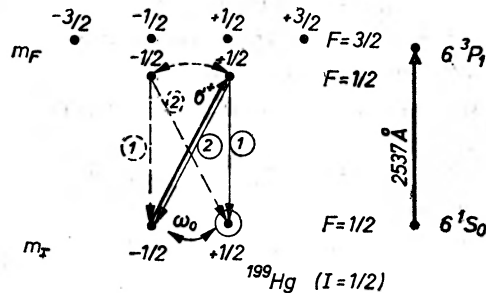
$$\mu_I = g_I \mu_N I, \quad (4)$$

gdzie  $g_I$  jest jądrowym czynnikiem Landégo, a  $\mu_N$  jest magnetonem jądrowym, jednostką dipolowego momentu magnetycznego jądra.

Zeemanowskie pompowanie optyczne może wprowadzić do układu atomów orientację czysto jądrową, gdy wytworzymy różnicę obsadzeń między poziomami o dodatnich i ujemnych wartościach magnetycznej liczby kwantowej  $m_I$ . Stopień orientacji  $P$  jest wówczas zdefiniowany przez związek:

$$P = \frac{1}{I} \frac{\sum_{m_I} N_{m_I} m_I}{\sum_{m_I} N_{m_I}}, \quad (5)$$

gdzie  $N_{m_I}$  oznacza liczbę atomów znajdujących się w stanie o liczbie kwantowej  $m_I$ . Idea uzyskania orientacji jądrowej w stanie podstawowym atomu przedstawiona jest na rys. 2. Schemat Heisenberga układu poziomów atomu



Rys. 2. Schemat zeemanowskiego pompowania optycznego kołowo spolaryzowaną nadsubtelną składową  $6^1S_0$ ,  $F = 1/2 \rightarrow 6^3P_1$ ,  $F = 1/2$  dla izotopu  $^{199}\text{Hg}$  ( $I = 1/2$ ). Linie ciągłe przedstawiają przejścia optyczne obserwowane w nieobecności gazu obcego w komórce, linie przerywane uzupełniają obraz przejść w obecności gazu obcego. Łuk narysowany linią przerywaną oznacza wyrównanie obsadzeń wskutek zderzeń z atomami gazu obcego. Koło zakreślone wokół jednego z poziomów oznacza stan napompowania

w polu magnetycznym posiada dwie różne i prostopadłe do siebie skale energii. Skala pionowa odpowiada energii przejść optycznych, jak również ilustruje odstęp energetyczny między poziomami struktury subtelnej i nadsubtelnej (bez zachowania odpowiednich proporcji). W skali poziomej natomiast, znajdują swoje odbicie odległości między poziomami struktury zeemanowskiej.

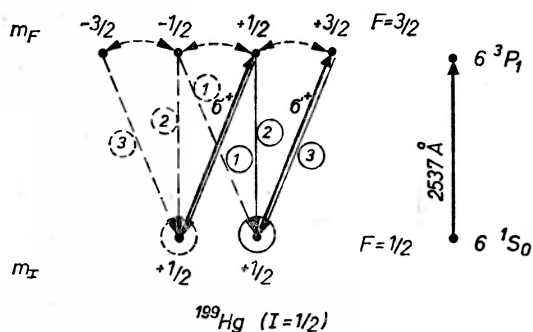
Nachylenia strzałek w prawo lub lewo obrazują przejścia o polaryzacji kołowej prawo- ( $\sigma^+$ ) i lewoskrętnej ( $\sigma^-$ ). Strzałki pionowe obrazują przejścia o polaryzacji liniowej ( $\pi$ ). Jak wynika z rys. 2, pompując dany układ atomów

światłem kołowo spolaryzowanym  $\sigma^+$  uzyskujemy orientację jądrową w stanie  $m_I = +\frac{1}{2}$ , równoległą do kierunku pola  $\vec{H}$ . Stopień orientacji łatwo obliczymy biorąc pod uwagę liczby w kółkach oznaczające względne prawdopodobieństwa przejść. Związek (5) dla przykładu zilustrowanego na rys. 2 przyjmuje postać:

$$P = \frac{N_{1/2} - N_{-1/2}}{N_{1/2} + N_{-1/2}}. \quad (6)$$

Odwroćenie orientacji na antyrównoległą do pola  $\vec{H}$  może zajść albo na drodze zamiany polaryzacji światła pompującego z  $\sigma^+$  na  $\sigma^-$ , albo przez zmianę zwrotu pola magnetycznego  $\vec{H}$ .

Dotychczas zakładaliśmy milcząco, że w tak zwanej komórce rezonansowej znajdują się tylko atomy poddawane pompowaniu optycznemu. Jeżeli jednak wprowadzimy do komórki pewien diamagnetyczny gaz obcy pod odpowiednim ciśnieniem, wówczas średni czas pomiędzy zderzeniami wzbudzonych atomów z atomami gazu obcego może być krótszy od średniego czasu życia w stanie wzbudzonym. Wskutek tych zderzeń nastąpi wyrównanie obsadzeń między poziomami struktury zeemanowskiej w stanie wzbudzonym i w konsekwencji emisja z jednakowym prawdopodobieństwem do obu poziomów stanu podstawowego (rys. 2 — linie przerywane). Efekt wyrównania obsadzeń poziomów zeemanowskich wskutek zderzeń z atomami gazu obcego występuje tylko w stanie wzbudzonym. Ten sam gaz dla wzbudzonych stanów atomowych typu  $P$ ,  $D$  itd. (są to stany, dla których moment orbitalny  $L \neq 0$ ) jest gazem dezorientującym, a dla stanu podstawowego typu  $S$  jest gazem buforującym, to znaczy zapobiegającym dezorientacji wskutek zderzeń np. ze ściankami komórki. Dzięki temu również w obecności gazu obcego można uzyskać orientację w stanie podstawowym. Zostanie to wykazane na kolejnym przykładzie.



Rys. 3. Schemat zeemanowskiego pompowania optycznego kołowo spolaryzowaną nadsubtelną składową  $6^3S_0$ ,  $F = 1/2 \rightarrow 6^3P_1$ ,  $F = 3/2$  dla izotopu  $^{199}\text{Hg}$ . Objasnienia takie jak do rys. 2

Na rys. 3 przedstawione jest pompowanie optyczne kołowo spolaryzowaną nadsubtelną składową odpowiadającą przejściu  $6^3P_1 (F = \frac{3}{2}) \rightarrow 6^1S_0 (F = \frac{1}{2})$  dla izotopu rtęci  $^{199}\text{Hg}$ . Promieniowanie  $\sigma^+$  może być absorbowane przez atomy znajdujące się zarówno w stanie  $m_I = -\frac{1}{2}$ , jak i w stanie  $m_I = +\frac{1}{2}$ , ponieważ

w obu wypadkach realizowane jest przejście o  $\Delta m = +1$ . Jednak przejścia z  $m_I = +\frac{1}{2}$  do  $m_F = +\frac{3}{2}$  nie wnoszą żadnej zmiany w obsadzeniu poziomu  $m_I = +\frac{1}{2}$ . Ostatecznie pompowanie do stanu  $m_I = +\frac{1}{2}$  zachodzi poprzez stan  $m_F = +\frac{1}{2}$ . Uzyskujemy orientację dodatnią. Jeżeli w komórce będzie się znajdował gaz diamagnetyczny, wówczas, zgodnie z tym co było wcześniej powiedziane, nastąpi wyrównanie obsadzeń w stanie wzbudzonym  $6^3P_1(F = \frac{3}{2})$ . Przejścia do stanu podstawowego będą realizowane zarówno na drogach zaznaczonych liniami ciągłymi, jak i na tych zaznaczonych liniami przerywanymi. O orientacji w jednym z dwóch stanów  $m_I = -\frac{1}{2}$  czy  $m_I = +\frac{1}{2}$  decyduje teraz prawdopodobieństwo absorpcji fotonu  $\sigma^+$ . Jak widać, wolniej ubywa atomów ze stanu  $m_I = -\frac{1}{2}$  niż ze stanu  $m_I = +\frac{1}{2}$  i to w stosunku 1:3.

W ten sposób uzyskana orientacja jest ujemna. Czynnikiem zmieniającym orientację na przeciwną jest teraz gaz obcy wprowadzony do komórki rezonansowej.

### 3. Rezonans jądrowy

Kontynuując rozważania nad orientacją jądrową, omówimy zasadę podwójnego rezonansu na przykładzie rezonansu jądrowego — NMR (Nuclear Magnetic Resonance).

Odstęp między dwoma poziomami zeemanowskimi jest zgodnie z (1) proporcjonalny do natężenia stałego pola magnetycznego  $\vec{H}$  i wynosi:

$$\Delta E = m_I g_I \mu_N H. \quad (7)$$

Dzieląc obustronnie równanie (7) przez  $\hbar$  przekształcamy je do postaci najczęściej używanej w terminologii podwójnych rezonansów, tj. do postaci:

$$\omega = \gamma H, \quad (8)$$

gdzie  $\omega = 2\pi\nu$  jest częstością kołową odpowiadającą różnicy energii  $\Delta E$ , natomiast stała giromagnetyczna  $\gamma = g_I \frac{\mu_N}{\hbar} = g_I \gamma_0$ . Związek (8) mówi nam o odległości w skali częstości między sąsiednimi poziomami zeemanowskimi. Wobec tego, występująca w równaniu (7) liczba kwantowa  $m_I$  winna być zastąpiona różnicą  $\Delta m_I$ , która to różnica w tym przypadku równa się jedności.

Jeżeli do zorientowanego układu atomów znajdującego się w stałym polu magnetycznym o natężeniu  $\vec{H}$  (patrz rys. 2) przyłożymy prostopadle zmienne pole magnetyczne o częstości  $\omega_0 = \gamma H_1$ , gdzie  $H_1$  jest wartością natężenia tego pola zwykle znacznie mniejszą od  $H$ , wówczas po rezonansowym dopasowaniu częstości  $\omega_0$  do  $\omega$  nastąpi wymuszone przejście dipolowe magnetyczne między stanami odległymi od siebie w skali częstości o  $\omega = \omega_0$ . W tego rodzaju rezonansach zwykle częstość zastosowanego zmiennego pola magnetycznego jest utrzymywana stała, zmienia się natomiast natężenie stałego pola magnetycznego  $\vec{H}$  powodując w ten sposób zmianę odległości między poziomami  $m_I = +\frac{1}{2}$

i  $m_I = -\frac{1}{2}$  (mowa jest ciągle o przykładzie z rys. 2). W chwili rezonansu następuje wyrównanie obsadzeń tych poziomów i zanika zupełnie orientacja. Mierząc dokładnie częstość  $\omega_0$  oraz natężenie pola  $H = H_0$ , dla którego krzywa rezonansu przechodzi przez ekstremum, znajdujemy wartość  $\gamma = \omega_0/H_0$  a następnie obliczamy  $g_I = \gamma\hbar/\mu_N$ . Znajomość jądrowego czynnika Landego  $g_I$  jest przydatna np. przy wyznaczaniu wartości dipolowego momentu magnetycznego jądra  $\mu_I$ .

Jak wynika z (4), wartość momentu magnetycznego wyrażona w magnetonach jądrowych wynosi:

$$\frac{\mu_I}{\mu_N} = g_I I.$$

#### 4. Wyznaczanie wartości momentów jądrowych

Z danych doświadczalnych dotyczących własnego momentu pędu (spinu), magnetycznego momentu dipolowego, elektrycznego momentu kwadrupolowego oraz średniej wartości kwadratu promienia rozkładu ładunku jądra w stanie podstawowym, można wnioskować o jego budowie. Jak już wspomniano we wstępie, wszystkie te dane można uzyskać z obserwacji nadsubtelnej struktury i przesunięcia izotopowego w widmach atomowych.

Wiadomo, że jądra z magicznymi\* liczbami protonów i neutronów mają zapelnione powłoki. Spin, magnetyczny moment dipolowy i elektryczny kwadrupolowy takiego jądra są równe zeru. Ponadto, wszystkie jądra o parzystej liczbie neutronów i parzystej liczbie protonów mają spin oraz moment magnetyczny równe zeru. Proton i neutron mają spiny  $I = \frac{1}{2}$ . Wypadkowy spin jądra jest wynikiem dodawania spinów oraz orbitalnych momentów pędu nukleonów. Może on przyjmować wartości zarówno połówkowe, jak i całkowite łącznie z zerem.

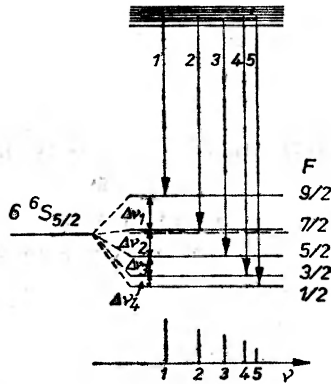
Obserwowana w widmach atomowych nadsubtelna struktura linii jest wynikiem zarówno magnetycznego oddziaływania momentu dipolowego jądra z momentem dipolowym powłoki elektronowej, jak i elektrostatycznego oddziaływania momentu kwadrupolowego jądra z powłoką elektronową. Oddziaływanie to powoduje zniesienie degeneracji poziomów, a wypadkowy moment pędu atomu wynosi  $\vec{F}$  (3), przy czym  $\vec{F}^2 = F(F+1)\hbar^2$ . Liczba kwantowa  $F$  przyjmuje wartości:  $J+I$ ,  $J+I-1$  ...,  $|J-I|$ . Dla  $J \leq I$  mamy  $2J+1$  wartości  $F$ , a dla  $I \leq J$  jest ich  $2I+1$ .

Spin jądra można wyznaczyć z analizy nadsubtelnej struktury widma atomu kilkoma sposobami [10]:

1. Z liczby składowych struktury nadsubtelnej. Dla znanej wartości liczby kwantowej  $J$ , dla  $I < J$ , wartość spinu  $I$  wyznacza się z policzenia nadsubtel-

\* Liczby magiczne to 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Jądra z liczbami magicznymi protonów lub neutronów wyróżniają się szczególną trwałością. Najtrwalsze są jądra podwójnie magiczne, są nimi:  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ ,  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ ,  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ .

nych składowych linii widmowej. Należy jednak pamiętać, że przejście optyczne zachodzi między dwoma poziomami, z których każdy wykazuje nadsubtelną strukturę, ale zgodnie z regułami wyboru obserwuje się jedynie te składowe, dla których  $\Delta F = 0, \pm 1$ , z wyłączeniem przejścia  $F' = 0 \rightarrow F = 0$ . Sytuacja się upraszcza, gdy rozszczepienie górnego poziomu jest znacznie mniejsze od rozszczepienia dolnego poziomu. Wówczas o liczbie nadsubtelnych składowych decyduje liczba nadsubtelnych poziomów dolnego poziomu, jak to jest pokazane na rys. 4.



Rys. 4. Nadsubtelna struktura poziomu  $J = 5/2$  dla izotopu o spinie  $I = 2$ , oraz nadsubtelna struktura emisyjnej linii widmowej, dla której poziom  $J = 5/2$  jest poziomem dolnym

2. Z reguły interwałów. Reguła ta mówi, że w przypadku czystego oddziaływania magnetycznego między jądrem a powłoką elektronową atomu, odległości między sąsiednimi poziomami nadsubtelnej struktury poziomu o danym  $J$ , mają się do siebie jak kolejne liczby kwantowe  $F$  poczynając od ich największych wartości. W celu wyznaczenia spinu jądra, regułę tę stosuje się szczególnie łatwo wówczas, gdy tylko jeden z poziomów wykazuje rozszczepienie nadsubtelne. W takim przypadku, mierząc odległości między nadsubtelnymi składowymi danej linii wyznaczamy  $F$ , a znając wartość  $J$  obliczamy  $I$ . W innych przypadkach trzeba uwzględnić rozszczepienie obu poziomów.

3. Z względnych natężeń składowych nadsubtelnych. Korzysta się tu z reguły, która mówi, że stosunki natężeń linii widmowych, obserwowanych wskutek przejścia z tego samego poziomu w stanie wzbudzonym do różnych poziomów w stanie podstawowym, mają się do siebie jak wagi statystyczne tych poziomów do których nastąpiło przejście.

4. Z efektu Zeemana dla struktury nadsubtelnej. Korzysta się tu z badania rozszczepienia w polu magnetycznym  $\vec{H}$  o takim natężeniu, że rozrywa ono wiązanie między wektorami  $\vec{I}$  i  $\vec{J}$ . Każdy z nich oddziałuje wówczas niezależnie z polem magnetycznym  $\vec{H}$ . Przypadek ten znany jest pod nazwą efektu Backa-Goudsmitta. Charakteryzuje się on tym, że każda ze składowych zeemanowskich struktury subtelnej rozszczepia się na  $2I+1$  równoodległych i jednakowo in-



tensywnych składowych nadsubtelnych. Wystarczy więc policzyć te składowe, by znać wartość momentu pędu jądra  $I$ .

Momenty dipolowy magnetyczny i kwadrupolowy elektryczny wyznacza się z pomiarów odległości między poziomami struktury nadsubtelnej. Rozważmy na początku tylko oddziaływanie magnetyczne między jądrem a powłoką elektronową. Przez  $\vec{H}(0)$  oznaczmy natężenie pola magnetycznego w miejscu jądra, wytworzonego przez elektrony powłoki atomowej.

$$\vec{H}(0) = -\frac{\overline{H(0)}}{\hbar J} \vec{J}, \quad (9)$$

gdzie  $\overline{H(0)}$  jest średnią wartością natężenia pola  $\vec{H}(0)$ . Dipolowy moment magnetyczny jądra  $\mu_I$ , którego wartość jest zdefiniowana związkiem (4), można przedstawić w postaci:

$$\vec{\mu}_I = \frac{\mu_I}{\hbar I} \vec{I}. \quad (10)$$

Energia oddziaływania  $\Delta E_\mu = -\vec{\mu}_I \vec{H}(0)$  wynosi więc:

$$\Delta E_\mu = \frac{\mu_I \overline{H(0)}}{\hbar^2 I J} \vec{I} \vec{J}. \quad (11)$$

Korzystając z modelu wektorowego dla całkowitego momentu pędu atomu otrzymujemy:

$$\vec{F}^2 = \vec{I}^2 + \vec{J}^2 + 2\vec{I} \vec{J}. \quad (12)$$

Pamiętając, że  $\vec{F}^2 = F(F+1)\hbar^2$ ,  $\vec{I}^2 = I(I+1)\hbar^2$  oraz  $\vec{J}^2 = J(J+1)\hbar^2$  wyznaczamy z (12) wartość iloczynu  $\vec{I} \vec{J}$ . Podstawiając go następnie do (11) otrzymujemy:

$$\Delta E_\mu = \frac{\mu_I \overline{H(0)}}{2IJ} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] = \frac{1}{2} AC. \quad (13)$$

Występująca w równaniu (13) stała nadsubtelnej struktury  $A$  wynosi:

$$A = \frac{\mu_I \overline{H(0)}}{IJ}, \quad (14)$$

natomiast

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1). \quad (15)$$

Energia każdego poziomu struktury nadsubtelnej może być obliczona ze związku:

$$E_F = E_J + \left(\frac{1}{2}\right) AC, \quad (16)$$

gdzie  $E_J$  jest energią poziomu struktury subtelnej o liczbie kwantowej  $J$ . Różnica energii sąsiednich poziomów struktury nadsubtelnej wynosi:

$$E_F - E_{F-1} = \frac{1}{2} A [F(F+1) - (F-1)F] = AF. \quad (17)$$

A więc odległości między sąsiednimi poziomami mają się do siebie jak odpowiednie liczby kwantowe  $F$ . Jest to reguła interwałów, którą stosowaliśmy do wyznaczania wartości spinu  $I$ . Reguła ta może być ponadto stosowana jako test sprawdzający czy w danej sytuacji występuje tylko oddziaływanie magnetyczne między jądrem a powłoką elektronową. Odstępstwo od reguły interwałów świadczy o występowaniu także oddziaływania elektrycznego kwadrupolowego momentu jądra z polem elektrycznym wytworzonym przez elektrony powłoki atomowej. Po oddziaływaniu kulombowskim, ten rodzaj oddziaływania między jądrem a powłoką elektronową odgrywa największą rolę. Jego energia wyraża się wzorem:

$$\Delta E_Q = B \frac{\frac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2IJ(2I-1)(2J-1)}, \quad (18)$$

gdzie  $C$  zdefiniowane jest przez (15), stała sprzężenia kwadrupolowego  $B$  natomiast przez związek:

$$B = eQ \overline{\varphi_{JJ}(0)}. \quad (19)$$

$\overline{\varphi_{JJ}(0)}$  oznacza średnią wartość gradientu pola elektrycznego wywołanego przez elektrony powłoki w miejscu jądra w kierunku wektora  $\vec{J}$ ,  $Q$  oznacza kwadrupolowy moment jądra,  $e$  jest ładunkiem elektronu.

Moment kwadrupolowy  $Q$  jest miarą odchylenia rozkładu elektrycznego ładunku jądra od symetrii kulistej. Dla jąder wydłużonych w kierunku spinu  $\vec{I}$ , który jest osią symetrii, mamy  $Q > 0$  (rys. 5), a dla spłaszczonych  $Q < 0$ . Dla jąder o sferycznie symetrycznym rozkładzie ładunku ( $I = 0$ ,  $I = \frac{1}{2}$ ) mamy  $Q = 0$ . Moment kwadrupolowy  $Q$  ma wymiar powierzchni, a jego jednostką jest 1 barn =  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>.

Uwzględniając oba rodzaje oddziaływań jądra z powłoką elektronową, możemy obliczyć wartość energii poziomu struktury nadsubtelnej o liczbie kwantowej  $F$  ze wzoru:

$$E_F = E_J + \frac{1}{2} AC + B \frac{\frac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2IJ(2I-1)(2J-1)}. \quad (20)$$

Z doświadczenia wiadomo, że  $B \ll A$ . Jeżeli układ poziomów struktury nadsubtelnej pewnego poziomu o liczbie kwantowej  $J$  spełnia regułę interwałów, oznacza to, że  $\Delta E_Q = 0$ , a zatem, zgodnie ze związkami (18) i (19), albo  $Q = 0$ , albo też  $\overline{\varphi_{JJ}(0)} = 0$ . Zapelnione powłoki elektronowe mają kuliście symetryczny rozkład ładunku, więc nie wnoszą przyczynku do wartości  $\overline{\varphi_{JJ}(0)}$ . Średnia wartość gradientu pola elektrycznego w miejscu jądra, wytworzonego przez elektrony walencyjne, może więc być różna od zera tylko dla poziomów

o  $J \geq 1$ . Stała  $B$  jest więc różna od zera tylko wówczas, gdy równocześnie są spełnione warunki, że  $I, J \geq 1$ .

- Jeżeli dany poziom struktury subtelnej rozszczepiony jest na co najmniej trzy poziomy nadsubtelne, to mierząc odległości między nimi i korzystając z wzoru (20) otrzymamy układ dwóch równań o niewiadomych  $A$  i  $B$ :

$$\begin{aligned} E_F - E_{F-1} &= AF + Bf(I, J, F) \\ E_{F-1} - E_{F-2} &= A(F-1) + Bf'(I, J, F), \end{aligned} \quad (21)$$

gdzie  $f(I, J, F)$  i  $f'(I, J, F)$  są znanymi funkcjami liczb kwantowych  $I, J$  i  $F$ .

Metodami podwójnego rezonansu [11-12] można bardzo dokładnie wyznaczyć odległości między poziomami struktury nadsubtelnej, a wówczas z równań (21) obliczyć wartości stałych  $A$  i  $B$ . Można też wyznaczyć je z doświadczeń ze skrzyżowanymi poziomami [13-14]. Wykorzystanie znajomości wartości stałych  $A$  i  $B$  do wyznaczenia momentów jądrowych ze związków (14) i (19) wymaga znajomości wartości  $\overline{H(0)}$  oraz  $\varphi_{JJ}(0)$ . Obliczenie średnich wartości natężenia pola magnetycznego czy gradientu pola elektrycznego jest bardzo trudne, ale wartości te zależą jedynie od konfiguracji elektronów powłoki. Można więc z dużą dokładnością wyznaczyć stosunki  $\mu_I$  oraz  $Q$  dla różnych izotopów tego samego pierwiastka.

## 5. Przesunięcie izotopowe

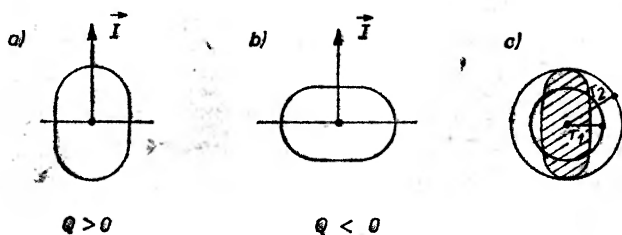
Różnice długości fali linii widmowej odpowiadającej danemu przejściu optycznemu (np.  $6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$  dla rtęci) obserwowane dla różnych izotopów tego samego pierwiastka są wynikiem przesunięć poziomów energetycznych atomu. Przesunięcia te są spowodowane udziałem zarówno w oddziaływaniu między jądrem i powłoką elektronową atomu skończonej masy jądra, jak i rozkładu jego ładunku. Wpływ masy jądra na położenie poziomów energetycznych atomu przejawia się w postaci normalnego efektu masy i specyficznego efektu masy. Efekt wynikający z różnicy rozkładu ładunku w objętości jąder poszczególnych izotopów nosi nazwę efektu objętościowego. W badaniach optycznych nie jest możliwe odseparowanie tych efektów od siebie, które dodając się dają pewne, mierzalne przesunięcie izotopowe poziomów energetycznych, a tym samym i linii widmowych (struktura izotopowa). Dla lekkich pierwiastków dominuje efekt izotopowy zależny od masy, dla ciężkich zaś dominuje efekt zależny od rozkładu ładunku w jądrze. Normalny efekt masy powoduje wzrost wartości energii poziomów, zmniejszający się jednak dosyć szybko ze wzrostem liczby masowej izotopu. Efekt objętościowy powoduje zmniejszenie wartości energii poziomów. Im cięższy jest izotop, czyli im większy jest promień rozkładu ładunku w jądrze, tym niżej położone są poziomy energetyczne atomu. Kierunek przesunięcia jest więc przeciwny do kierunku przesunięcia przy normalnym efekcie masy. Dla pierwiastków cięższych od molibdenu możemy

mówić o przesunięciu izotopowym spowodowanym jedynie efektem objętościowym. A oto kilka charakterystycznych cech tego efektu:

1) wielkość przesunięcia izotopowego zależy głównie od konfiguracji elektronów w stanach, między którymi następuje przejście optyczne. Przesunięcie jest spowodowane przez elektrony  $s$  i występuje tylko wówczas, gdy liczba tych elektronów jest różna dla obu stanów;

2) linie izotopów parzystych są zawsze uporządkowane w kolejności liczb masowych, a odległości między nimi są tego samego rzędu wielkości,

3) linie izotopów nieparzystych lub środki ciężkości linii nadsubtelnej struktury nie leżą pomiędzy odpowiednimi liniami izotopów parzystych, ale są przesunięte w kierunku mniejszej wartości liczby masowej  $A$ . Ten efekt nazywa się „odd-even staggering“.



Rys. 5. Modele jąder o deformacji: a) dodatniej, b) ujemnej, c) elipsoidalnej z dowolną orientacją osi elipsoidy

Pomiar przesunięcia izotopowego dostarcza nam informacji o kształcie jąder i o ich deformacji w zależności od liczby neutronów  $N$  (patrz np. [15]). Z licznych obserwacji wiadomo, że kształt wielu jąder różni się od kształtu sferycznego. Anomalne zmiany przesunięcia izotopowego w funkcji  $N$ , duże wartości elektrycznych momentów kwadrupolowych i inne efekty wskazują na deformację jąder.

Jak wiadomo, jądra parzysto-parzyste mają spin  $I = 0$ . Takie jądra nie muszą posiadać symetrii sferycznej. Sferyczny rozkład ładunku może ulec wydłużeniu lub spłaszczeniu (patrz rys. 5), a powstała elipsoida obracając się przyjmuje wszystkie możliwe orientacje w przestrzeni, tak że po uśrednieniu w czasie, obserwujemy kształt sferoidalny o promieniu  $r_2 > r_1$ , jak to pokazano na rys. 5c. Efekt ten powoduje zwiększenie przesunięcia izotopowego. Jeżeli dodanie neutronu nie zmienia kształtu jądra, a powoduje jedynie wzrost jego objętości, przesunięcie izotopowe nieco wzrasta. Jeżeli dodanie neutronu zmniejsza deformację, przesunięcie izotopowe jest mniejsze niż poprzednio. Jeżeli natomiast dodatkowy neutron zwiększy deformację, przesunięcie izotopowe wzrośnie i będzie większe niż w obu poprzednich wypadkach. Anomalnie duże przesunięcie izotopowe, jakie obserwowano przy przejściu od  $N = 88$  do  $N = 90$ , wyjaśnione było jako skutek zapoczątkowania trwałej deformacji kwadrupolowej jąder.

Promień jądra sferycznego można z dobrym przybliżeniem obliczyć ze związku:

$$r = 1.2 A^{1/3} \text{fm}, \quad (22)$$

gdzie  $A$  jest liczbą masową, a fm oznacza jednostkę 1 fermi =  $10^{-13}$  cm. Zdeformowanie sferycznego jądra prowadzi do powstania elipsoidy obrotowej o osiach  $a$ ,  $a$  i  $c$ . Zakładając jednorodny rozkład ładunku  $\rho$  w jądrze o objętości  $V = \frac{4}{3} \pi a^2 c \approx \frac{4}{3} \pi r^3$ , wartość momentu kwadrupolowego możemy przedstawić związkiem:

$$Q = \frac{\rho V}{e} \frac{2}{5} (c^2 - a^2) = \frac{2}{5} Z (c^2 - a^2), \quad (23)$$

gdzie  $Z$  jest liczbą atomową. Przyjmując, że  $r \approx \frac{c+a}{2}$  jest średnim promieniem, a parametr  $\beta$  opisujący deformację jest zdefiniowany jako:

$$\beta = \frac{c-a}{r} \quad (24)$$

otrzymamy z (23), że:

$$Q = \frac{4}{5} \beta Z r^2. \quad (25)$$

Dla  $\beta \ll 1$  mamy  $c/a = 1 + \beta$ . Odchylenie od sferycznego rozkładu ładunku dla większości jąder jest niewielkie. W ogólności,  $\beta$  zawarte jest między wartościami 0,01-0,03. Dla silnie zdeformowanego jądra  $^{176}\text{Lu}$  mamy jednak  $\beta = 0,35$ . Dla tego jądra  $Q = 7 \cdot 10^{-24}$  cm<sup>2</sup>. Ze związku (25) można wyznaczyć wartość  $\beta$  korzystając z doświadczalnie wyznaczonej wartości  $Q$  oraz ze znajomości  $Z$  i  $r$ .

## 6. Pompowanie optyczne izotopów neutronowo deficytowych

Odkrycie przez grupę fizyków zach.-niemieckich [16-17] pracujących w CERN-ie anomalnej zmiany wielkości przesunięcia izotopowego dla izotopów rtęci  $^{185}\text{Hg}$  i  $^{183}\text{Hg}$  wywołało dyskusję dotyczącą interpretacji obserwowanych faktów. Autorzy pracy twierdzą, że przyczyną tej anomalii jest nagłe zapoczątkowanie deformacji jąder tych izotopów w środku zapełnionych powłok neutronowych. Fizycy duńscy [18] natomiast, także pracujący w CERN-ie, twierdzą, że przyczyną jest zmiana kształtu jądra, to jest powstanie jądra z pęcherzykiem w środku [19-20]. Przy czym, stosunek promienia pęcherzyka do promienia jądra wynoszący około 0,2 wyjaśniałby obserwowane odstępstwo wielkości przesunięcia izotopowego dla wspomnianych izotopów od wielkości spodziewanej (patrz rys. 8). Na razie brakuje dostatecznie mocnych argumentów przemawiających za jedną lub drugą hipotezą, dostarczą je pewnie kolejne doświadczenia. Ze względu na bardzo krótkie okresy połowicznego zaniku tych silnie neutronowo deficytowych izotopów i małą wydajność ich produkcji,

doświadczenia te wymagają użycia specjalnej techniki, która łączy w sobie zarówno elementy doświadczeń z dziedziny fizyki atomowej, jak i elementy typowej techniki jądrowej [21]. Celem jest wyznaczenie parametrów jądrowych dla możliwie dużej liczby izotopów danego pierwiastka. Rtęć posiada pokaźną grupę liczącą aż 28 różnych izotopów. W tabeli I zostały zebrane informacje dotyczące liczby masowej  $A$ , okresu połowicznego zaniku  $T_{1/2}$  oraz deficytu lub nadmiaru neutronów  $\Delta N$  w stosunku do izotopu  $^{200}\text{Hg}$  leżącego na ścieżce stabilności. Izotopy posiadające niedomiar neutronów ( $A < 200$ ) są niestabilne ze względu na rozpad  $\beta^+$ , natomiast te z nadmiarem neutronów ( $A > 200$ ) są niestabilne ze względu na rozpad  $\beta^-$ . Ścieżkę stabilności względem rozpadu  $\beta$  wyznacza związek:

$$N - Z \approx A[140A^{-2/3} + 1]^{-1}, \quad (26)$$

gdzie  $N$  jest liczbą neutronów, a  $Z$  liczbą protonów,  $A = N + Z$ .

Tabela 1

Izotopy rtęci  $^{A}_{80}\text{Hg}$ 

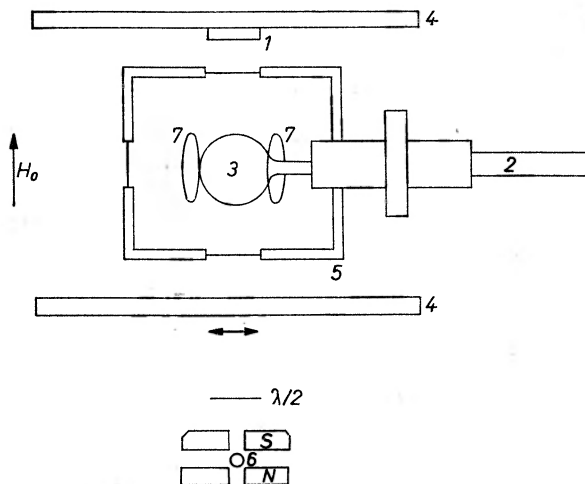
$A$	$T_{1/2}$	$\Delta N$	$A$	$T_{1/2}$	$\Delta N$
178	0.5 s *	22	193	11 h	7
179	1.1 s	21	194	1.3 y	6
180	2.9 s	20	195	40 h	5
181	3.6 s	19	196	—	4
182	11.2 s	18	197	65 h	3
183	8.8 s	17	198	—	2
184	30.6 s	16	199	—	1
185	50.0 s	15	200	—	0
186	1.33 m	14	201	—	1
187	2.40 m	13	202	—	2
188	3.20 m	12	203	47 d	3
189	8.70 m	11	204	—	4
190	20.00 m	10	205	5.2 m	5
191	56.00 m	9	206	7.5 m	6
192	5 h	8			

\* s — sekunda, m — minuta, h — godzina, d — doba, y — rok.

Związek (26) jest poprawny nawet dla najcięższych znanych jąder i żadne jądro stabilne nie może się znajdować daleko od ścieżki przez niego wyznaczonej. Jądra odległe od ścieżki stabilności są tym bardziej krótkożyciowe, im dalej się od niej znajdują.

Badanie najbardziej krótkożyciowych izotopów jest możliwe dzięki systemowi pomiarowemu znajdującemu się od 1967 roku w CERN-ie. System ten nosi nazwę ISOL (lub ISOLDE — w zależności od pewnych rozwiązań technicznych separatora izotopów), która powstała z pierwszych liter angielskich słów: Isotope Separator On-Line [22]. Składa się on głównie z synchrocyclotronu

przyspieszającego protony do energii 600 MeV i separatora izotopów ustawionego na drodze wiązki protonów. Wiązka protonów ( $4 \cdot 10^{11}$  protonów/s) o dużej energii pada na tarczę z roztopionego ołowiu utrzymywanego w temperaturze  $760^\circ\text{C}$ , powodując reakcję spallacji (kruszenie jąder). Wśród produktów tej reakcji dość znaczny procent stanowią izotopy rtęci. Dzięki specjalnemu przygotowaniu tarczy i własnościom fizycznym rtęci, powstałe izotopy dyfundują na jej powierzchnię, skąd są odprowadzane do separatora. Po rozdzieleniu, wiązka jonów określonego izotopu trafia wprost do układu pomiarowego, na którego progu umieszczona jest folia molibdenowa służąca do zatrzymania i zobojętnienia jonów. Czas trwania transportu izotopów z tarczy do separatora, rozdzielenia i osiągnięcia układu pomiarowego jest na tyle krótki, że możliwe jest badanie jąder o okresie połowicznego zaniku  $T_{1/2} < 1$  s. Przykładem może być doświadczenie przeprowadzone na jądrach  $^{178}\text{Hg}$  o  $T_{1/2} = 0,5$  s [23].



Rys. 6. Schemat aparatury do badania neutronowo deficytowych izotopów rtęci. Oznaczenia: 1 — licznik  $\beta$ , 2 — wiązka jonów Hg, 3 — komórka kwarcowa, 4 — cewki Helmholtza, 5 — piec ( $250^\circ\text{C}$ ), 6 — lampka rtęciowa, 7 — cewki pola radiowego (patrz [24])

Badanie krótkożyciowych izotopów metodami pompowania optycznego wymaga pewnej modyfikacji układu pomiarowego [24]. Na rys. 6 przedstawiony jest taki układ ustawiony na wyjściu z separatora izotopów (ISOLDE), przystosowany do badania izotopów rtęci dalekich od ścieżki stabilności. Zasadnicze i typowe jego elementy to: układ cewek Helmholtza służący do wytwarzania stałego i jednorodnego pola magnetycznego  $\vec{H}_0$ , cewki (także w układzie Helmholtza) produkujące zmienne pole magnetyczne o częstotliwości radiowej i kierunku prostopadłym do kierunku pola  $\vec{H}_0$ , kwarcowa komórka rezonansowa umieszczona w centrum układu cewek oraz źródło światła. Modyfikacja polega na zmianie sposobu detekcji z optycznego na jądrowy, wobec czego w układzie pomiarowym znajdują się liczniki  $\beta$ , oraz na wprowadzeniu układu przepustowego łączącego komórkę rezonansową z wiązką jonów danego izotopu.



Optyczna detekcja orientacji uzyskanej za pomocą pompowania nie może być stosowana z racji nadzwyczaj małej liczby atomów znajdujących się w komórce rezonansowej. Dzięki temu jednak, że stan podstawowy rtęci  $6^1S_0$  jest stanem diamagnetycznym, pompowanie optyczne w tym stanie prowadzi do uzyskania czysto jądrowej orientacji atomów o spinie  $I \neq 0$ . Obecność tej orientacji wywiera wpływ na asymetrię rozkładu kąтового rozpadu  $\beta$ . Umieszczenie w układzie pomiarowym dwóch liczników cząstek  $\beta$ , jednego pod kątem  $0^\circ$ , a drugiego pod kątem  $90^\circ$  do kierunku stałego pola magnetycznego  $\vec{H}_0$ , pozwala więc z dużą precyzją wykryć stan polaryzacji jądrowej niewielkiej nawet liczby atomów znajdujących się w komórce rezonansowej. Natomiast automatyczny układ przepustowy zapewnia utrzymanie w czasie pomiaru odpowiedniej liczby atomów w komórce rezonansowej.

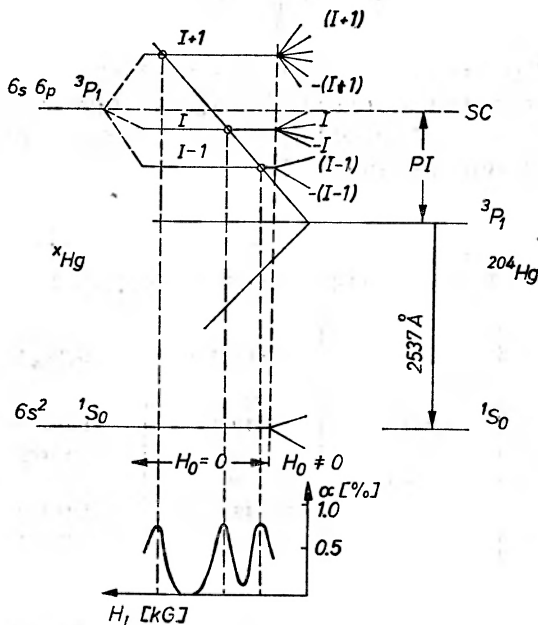
Na źródło światła składają się następujące elementy: kwarcowe naczynko zawierające parzysty, stabilny izotop rtęci, czyli lampka, rezonator mikrofalowy, elektromagnes wytwarzający pole magnetyczne  $\vec{H}_L$  o natężeniu rzędu  $10^4$  G oraz półfalówka  $-\lambda/2$ . Lampka pobudzana jest do świecenia za pomocą rezonatora mikrofalowego. Światło emitowane jest wzdłuż kierunku pola magnetycznego  $\vec{H}_L$ , dzięki czemu linia odpowiadająca przejściu  $6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$  posiada tylko dwie składowe zeemanowskie. Są one spolaryzowane kołowo lewo- i prawoskrętnie.

Na rys. 7 przedstawiony jest schemat poziomów energetycznych dla dowolnego nieparzystego izotopu rtęci, znajdującego się w komórce rezonansowej, a obok schemat poziomów dla parzystego izotopu rtęci umieszczonego w lampce. Jak widać z rysunku, jedna tylko składowa zeemanowska w promieniowaniu pochodzącym ze źródła światła może koincydować energetycznie ze składowymi struktury nadsubtelnej atomów znajdujących się w komórce. Jeżeli ta składowa jest spolaryzowana prawoskrętnie ( $\sigma^+$ ), powoduje ona w absorpcji przejścia o  $\Delta m = +1$  i w konsekwencji orientację jądrową równoległą do  $H_0$ . Za pomocą półfalówki okresowo wstawianej w wiązkę światła, możemy zamieniać polaryzację tej składowej na przeciwną, uzyskując w ten sposób orientację jądrową antyrównoległą do  $\vec{H}_0$ . Pozwala to na znaczne zredukowanie asymetrii aparaturowej.

Na przykładzie doświadczeń przeprowadzonych na izotopach rtęci w układzie pomiarowym szczegółowo powyżej opisanym, można sprawdzić przydatność metod optycznych stosowanych bezpośrednio do wyznaczania parametrów jądrowych i pośrednio do badań nad budową jądra. Z wyniku pomiaru stopnia asymetrii rozpadu  $\beta$ , który jest proporcjonalny do stopnia orientacji jądrowej zdefiniowanego związkiem (5), wnioskujemy o liczbie składowych nadsubtelnych poziomu  $6^3P_1$  (p. rys. 7). Zmiana natężenia pola magnetycznego  $\vec{H}_L$  pozwala nam zmieniać długość fali promieniowania pompującego tak, by można ją było dopasować do odpowiednich przejść nadsubtelnych w badanych atomach.

Ponieważ badany układ atomów znajduje się w stałym polu magnetycznym  $\vec{H}_0$ , każdy z poziomów struktury nadsubtelnej rozszczepia się na odpowiednią liczbę poziomów struktury zeemanowskiej. Orientacja jądrowa w sta-

nie podstawowym  $6^1S_0$  zachodzi według zasad opisanych w rozdziale o pompowaniu optycznym, poprzez kolejne poziomy struktury nadsubtelnej stanu  $6^3P_1$  (patrz np. rys. 2 i rys. 3). Każdorazowe uzyskanie orientacji jądrowej w układzie atomów manifestuje się wystąpieniem maksimum asymetrii w rozpadzie  $\beta$ .



Rys. 7. Schemat poziomów energetycznych nadsubtelnej struktury nieparzystego izotopu rtęci pompowanego zeemanowską składową izotopu parzystego. Po prawej zaznaczone jest przesunięcie izotopowe ( $PI$ ) środka ciężkości ( $SC$ ) nadsubtelnej struktury. U dołu przebieg wartości współczynnika asymetrii  $\alpha$  w funkcji natężenia pola magnetycznego  $H_L$

Policzenie obserwowanych maksimum daje nam więc natychmiastową informację o wartości spinu jądra, jeżeli tylko  $I < J$ . Mierząc odległości między maksimumami i korzystając z reguły interwałów możemy wyznaczyć spin jądra również wówczas, gdy  $I > J$ . Odwrócenie porządku poziomów struktury nadsubtelnej świadczy o tym, że wartość magnetycznego momentu dipolowego jądra  $\mu_I < 0$ . O odwróceniu porządku poziomów, gdy jest ich więcej niż dwa, łatwo się przekonać na podstawie reguły interwałów. Natomiast w przypadku dwóch poziomów nadsubtelnej struktury, można się o tym przekonać wykonując doświadczenie z pompowaniem optycznym bez gazu obcego i w jego obecności. Odwrócenie zwrotu orientacji jądrowej zachodzi przy pompowaniu optycznym poprzez poziom  $F = \frac{3}{2}$ , nie obserwuje się go dla poziomu  $F = \frac{1}{2}$  (mowa jest o izotopie rtęci o  $I = \frac{1}{2}$ ). Z dokładnego pomiaru odległości między poziomami struktury nadsubtelnej i za pośrednictwem równań (21) można wyznaczyć wartości stałych  $A$  i  $B$ , zdefiniowanych przez (14) i (19). Momenty jądrowe  $\mu_I$  oraz  $Q$  można wyznaczyć korzystając z wartości  $H(0)$  i  $\varphi_{JJ}(0)$  znale-

zionych dla stabilnych izotopów rtęci. Korzystając ze znajdujących się w układzie pomiarowym cewek pola radiowego, można przeprowadzić doświadczenie z rezonansem jądrowym i wyznaczyć jądrowy czynnik Landégo  $g_I$  ze związku:

$$\nu_{rf} = g_I \left( \frac{\mu_N}{h} \right) H_0,$$

gdzie  $\nu_{rf}$  jest rezonansową częstotliwością pola radiowego.

Zestawienie uzyskanych wyników dla kilku nieparzystych izotopów rtęci przedstawiono w tabeli 2, gdzie podano również wartości przesunięcia izotopowego liczonego względem izotopu  $^{204}\text{Hg}$ .

Tabela 2

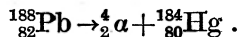
Parametry nieparzystych izotopów rtęci

Izotop	$I$	$T_{1/2}$	$A$ [GHz]	$\mu_I [\mu_N]$	* Hg— $^{204}\text{Hg}$ [GHz]
183	1/2	8.8 s	15.3	+ 0.513	18.9
185	1/2	50 s	14.9	+ 0.499	19.2
187	3/2	2.4 m	— 5.7	— 0.58	37.3
199	1/2	—	14.75	+ 0.498	14.67
201	3/2	—	— 5.45	— 0.551	8.91

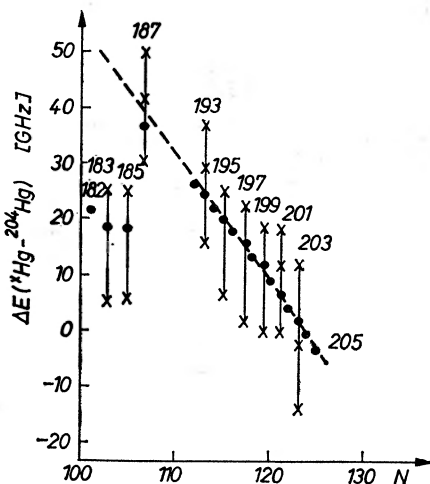
Z tabeli wynika, że zarówno stała  $A$  jak i  $\mu_I$  dla izotopów o  $I = \frac{1}{2}$  mają bliskie sobie wartości, co występuje również dla izotopów o  $I = \frac{3}{2}$ . Widoczny jest też skok w wartości przesunięcia izotopowego do wartości bliskiej tej, jaką wykazuje izotop o liczbie neutronów większej o 16 czy 14. Obserwowana anomalia przesunięcia izotopowego przy przejściu z  $N = 107$  do  $N = 105$  (ubytek dwóch neutronów) polega na gwałtownym zwiększeniu objętości jądra do wartości odpowiadającej objętości jądra o  $N = 116$ . Na rys. 8 widać wyraźnie pojawienie się anomalii przesunięcia izotopowego w obszarze liczb masowych  $A < 187$ . Wykonując obliczenia wartości parametru deformacji  $\beta$  zdefiniowanego przez (24), z wielkości przesunięcia izotopowego dla  $^{187}\text{Hg}$  oraz  $^{185}\text{Hg}$  i  $^{183}\text{Hg}$ , przy założeniu że  $|\beta(^{187}\text{Hg})| = 0,15$  mamy  $|\beta(^{183}\text{Hg})| = 0,29$  i  $|\beta(^{185}\text{Hg})| = 0,27$  [16].

Dotychczas dopatrywano się obszarów stałej kwadrupolowej deformacji dla jąder o powłokach neutronowych i protonowych zapełnionych do połowy. Tym razem mamy do czynienia z obszarem silnej deformacji dla jąder odległych tylko o 2 protony od zapełnionej powłoki protonowej, czyli od  $Z = 82$ , która to wartość odpowiada liczbie magicznej. Jeżeli natomiast przyjąć, że jądra  $^{183}\text{Hg}$  i  $^{185}\text{Hg}$  nie są zdeformowane, to znaczy mają kształt sferyczny, a anomalne przesunięcie izotopowe przypisać zmianie kształtu polegającej na pojawieniu się w centrum jądra pęcherzyka, jednym z argumentów za tym przemawiającym może być brak struktury rotacyjnej w rozpadzie  $\alpha$  odpowiednich izotopów

ołowiu [18]. Wykonano doświadczenie dla jądra  $^{188}\text{Pb}$ , które poprzez rozpad  $\alpha$  przechodzi w jądro  $^{184}\text{Hg}$ :



Gdyby jądro  $^{184}\text{Hg}$  było zdeformowane, posiadałoby wyróżnioną oś symetrii i obserwowano by strukturę rotacyjną jego poziomów energetycznych. Rozpad  $\alpha$  zachodziłby na dwóch drogach.



Rys. 8. Nadsubtelna struktura i przesunięcie izotopowe rezonansowej linii rtęci (2537 Å) mierzone względem izotopu  $^{204}\text{Hg}$ . ● — położenie środka ciężkości nadsubtelnej struktury, × — położenie poziomów nadsubtelnej struktury

Wynik doświadczenia był negatywny, z czego wyciągnięto wniosek, że jeżeli jądro  $^{184}\text{Hg}$  nie jest zdeformowane, nie powinny też być zdeformowane jądra sąsiednie  $^{188}\text{Hg}$  i  $^{185}\text{Hg}$ . Nie jest to jednak dostateczny argument przemawiający za występowaniem jąder pęcherzykowych.

#### Literatura

- [1] C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler, *Progress in Optics*, Vol. 5, North-Holland, Amsterdam 1966.
- [2] T. Skaliński, *Postępy Fizyki* **9**, 515 (1958).
- [3] T. Skaliński, *Postępy Fizyki* **13**, 27 (1962).
- [4] T. Skaliński, *Postępy Fizyki* **18**, 131 (1967).
- [5] W. Happer, *Rev. Mod. Phys.*, **44**, 169 (1972).
- [6] W. Rubinowicz, *Z. Phys.* **19**, 441, 465 (1918).
- [7] D. Kunisz, *Fizyczne podstawy emisyjnej analizy widmowej*, PWN, Warszawa 1973.
- [8] H. Kopferman, *Nuclear Moments*, Academic Press, New York 1958.
- [9] M. Łukaszewski, *Postępy Fizyki* **21**, 511 (1970).
- [10] Z. Leś, *Wstęp do spektroskopii atomowej*, PWN, Warszawa 1970.
- [11] A. Kastler, *Physics of the One- and Two- Electron Atoms*, North — Holland 1969.

- [12] F. Ackerman, E. W. Otten, G. zu Putlitz, A. Scheneck, S. Ullrich, *Phys. Letters* **26B**, 367 (1968).
- [13] W. W. Smith, *Phys. Rev.* **137**, A330 (1965).
- [14] M. Krańska-Miszczak, *Acta Phys. Pol.* **35**, 745 (1968).
- [15] H. G. Kuhn, *Atomic Spectra*, Longmans 1962.
- [16] J. Bonn, G. Huber, H. J. Kluge, L. Kugler, E. W. Otten, *Phys. Letters* **38B**, 308 (1972).
- [17] J. Bonn, G. Huber, H. J. Kluge, E. W. Otten, *Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics*, Munich 1973, North—Holland.
- [18] P. Hornshøj, P. G. Hansen, B. Jonson, A. Lindahe, O. B. Nielsen, *Phys. Letters* **43B**, 377 (1973).
- [19] C. Y. Wong, *Phys. Letters* **41B**, 451 (1972).
- [20] K. T. R. Davies, C. Y. Wong, S. J. Krieger, *Phys. Letters* **41B**, 455 (1972).
- [21] E. W. Otten, *CERN Report 70-30*, Vol. 1, 361 (1970).
- [22] W. L. Talbert, Jr., *CERN Report 70-30*, Vol. 1, 109 (1970).
- [23] P. G. Hansen, B. Jonson, J. Żylicz, M. Alpsten, A. Appelquist, G. Nyman, *Nucl. Phys.* **A160**, 445 (1971).
- [24] J. Bonn, G. Huber, H. J. Kluge, U. Köpf, L. Kugler, E. W. Otten, *Phys. Letters* **36B**, 41 (1971).

*Marek Osinski*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Własności dynamiczne promieniowania laserów złączowych

### Dynamical Properties of Injection Laser Radiation

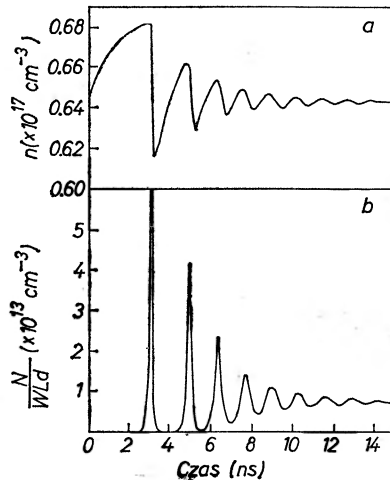
*Abstract:* A review of dynamical phenomena occurring spontaneously in injection lasers is given. The following processes are described: 1) spiking, 2) time delay and  $Q$  switching, 3) self-modulation of radiation (second order mode locking and repetitive  $Q$  switching).

#### 1. Wstęp

Celem obecnego artykułu jest zapoznanie Czytelnika z efektami niestacjonarnymi, obserwowanymi podczas emisji promieniowania przez półprzewodnikowe lasery złączowe. Obok opisu tych efektów przedstawione są różne modele, przyjmowane w celu ich wyjaśnienia. Dotychczas literatura dotycząca tematu poruszanego w tym artykule była rozproszona wśród licznych publikacji oryginalnych, nie zawsze dostępnych szerokiemu kręgowi Czytelników. Jedyne artykuły przeglądowe z tej dziedziny napisane zostały pięć lat temu [1], nie zawiera więc siłą rzeczy wyników badań przeprowadzanych w latach ostatnich. Lukę tę ma wypełnić niniejszy artykuł, w którym możliwie przystępnie omówione są wszystkie zjawiska niestacjonarne, jakie występują podczas pracy lasera złączowego zasilanego prądem stałym lub prądowymi impulsami prostokątnymi bez jakiegokolwiek ingerencji z zewnątrz, w rodzaju wprowadzania rezonatorów zewnętrznych, modulacji itp. Wprowadzające w tę tematykę ogólne wiadomości o laserach złączowych, zasadzie ich działania, procesach zachodzących w rejonie obszaru czynnego podczas akcji laserowej i różnych strukturach laserów złączowych można znaleźć w artykule [2]. Niedawno opublikowany został również artykuł przeglądowy, omawiający własności laserów heterozłączowych [3]. Czytelnikowi, interesującemu się zagadnieniami promieniowania laserów półprzewodnikowych, można też polecić artykuł przeglądowy [4], dotyczący elektromagnetycznej teorii promieniowania laserów złączowych.

## 2. Zjawisko spikingu

Promieniowanie lasera złączowego w ciągu kilku pierwszych nanosekund pracy wykazuje tłumione oscylacje mocy w funkcji czasu [5-7]. Zaobserwowano, że natężenie promieniowania lasera pulsuje z częstością rzędu gigaherców. Jednocześnie z tą samą częstością oscyluje koncentracja nośników mniejszościowych wstrzykiwanych do obszaru czynnego. Zjawisko to nazwano w literaturze angielskiej „spiking“ (spike — kolec), ze względu na charakterystyczny kształt kilku pierwszych maksimum natężenia promieniowania w funkcji czasu, które swym wyglądem przypominają długie, wąskie kolce (por. rys. 1b). Typowe wartości szerokości połówkowej pierwszego maksimum są rzędu 100 pikosekund [8]. Krzywa zależności koncentracji nośników mniejszościowych w obszarze czynnym od czasu ma również charakterystyczny kształt porównywany często do „zębów piły“ (por. rys. 1a).



Rys. 1. Numeryczne rozwiązania równań kinetycznych (1), (2), reprezentujące ewolucję czasową koncentracji elektronów (a) i fotonów (b) na jednostkę objętości podczas kilku pierwszych nanosekund od momentu przyłożenia prostokątnego impulsu prądu [16]

Zjawisko spikingu obserwowano we wszystkich typach laserów złączowych — tak szeroko- [5, 6, 8], jak i wąskokontaktowych\* [7]. Podobne efekty były badane już od 1960 roku w laserach zbudowanych na ciele stałym [9], a później również w innych rodzajach laserów. Do opisu spikingu używano zwykle równań kinetycznych, wyrażających szybkość zmian inwersji obsadzeń oraz liczby fotonów w rezonatorze laserowym [10, 11]. Taki sam mechanizm przyjęto również przy interpretacji spikingu w laserach złączowych [12-14].

\* Laserami szerokokontaktowymi nazywamy tu lasery złączowe, w których prąd przepływa całą powierzchnią złącza. W laserach wąskokontaktowych, zwykle o geometrii paskowej, prąd przepływa przez wydzielony wąski obszar, dzięki czemu uzyskuje się kontrolę nad generacją włókien w laserze (por. [4]).



## 2.1. Równania kinetyczne

Na ogół rekombinacja promienista w laserach złączowych zachodzi po stronie  $p$  złącza, gdzie nośnikami mniejszościowymi są wstrzykiwane elektrony. Wobec tego w przypadku laserów złączowych równania kinetyczne powinny opisywać zmiany koncentracji elektronów  $n$  w obszarze  $p$  oraz koncentracji fotonów  $N$  w funkcji czasu. W najprostszym przypadku jednodowej pracy lasera równania te przybierają postać [15]:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{eWLd} - \frac{R_{sp}}{\eta} - \frac{N}{WLd} \frac{r_{st}(E_M)}{\Phi(E)} \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = N \frac{r_{st}(E_M)}{\Phi(E)} + \frac{WLd}{M} R_{sp} - \frac{N}{\tau_{ph}} \quad (2)$$

Przyjęte tu zostały następujące oznaczenia:  $e$  — ładunek elektronu,  $W$  — szerokość rezonatora,  $L$  — długość rezonatora,  $d$  — grubość warstwy czynnej,  $I$  — natężenie prądu płynącego przez złącze,  $R_{sp}$  — szybkość rekombinacji spontanicznej w całym widmie energii,  $\eta$  — wewnętrzna wydajność kwantowa emisji spontanicznej,  $E_M$  — energia fotonu odpowiadająca maksymalnej emisji wymuszonej, niewiele różniąca się od energii fotonu modu wzbudzonego  $E$ , określonej przez cechy geometryczne rezonatora,  $r_{st}(E_M)$  — szybkość rekombinacji wymuszonej dla energii fotonu  $E_M$ ,  $\Phi(E)$  — ilość modów na jednostkę energii i objętości,  $M$  — ilość modów spontanicznych,  $\tau_{ph}$  — czas życia fotonu w modzie wzbudzonym.

Pierwszy człon po prawej stronie równania (1) opisuje prędkość wstrzykiwania elektronów do obszaru czynnego (odpowiednik pompowania w laserach gazowych i z ciała stałego), drugi — szybkość rekombinacji spontanicznej z uwzględnieniem rekombinacji niepromienistej poprzez wydajność  $\eta$ , zaś trzeci szybkość rekombinacji wymuszonej, której wewnętrzną wydajność kwantową przyjęto jako równą jedności. Koncentracja elektronów  $n$  jest wzięta na jednostkę objętości, stąd prawa strona (1) jest podzielona przez objętość obszaru czynnego.

W równaniu (2) pierwszy człon reprezentuje wzrost liczby fotonów wskutek emisji wymuszonej, drugi — często pomijany jako dużo mniejszy w porównaniu z pozostałymi — wzrost liczby fotonów w wyniku emisji spontanicznej i wreszcie trzeci — straty związane z dyfrakcją, absorpcją na nośnikach swobodnych, ucieczką promieniowania z rezonatora przez zwierciadła itd.

## 2.2. Rozwiązania równań kinetycznych

Łatwo można znaleźć rozwiązania  $n_0$ ,  $N_0$  równań (1), (2) dla stanu stacjonarnego. Niewiele powyżej progu można przyjąć, że koncentracje elektronów i fotonów różnią się nieznacznie od wartości stacjonarnych:

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n \\ N &= N_0 + \Delta N, \end{aligned}$$

gdzie:  $\Delta n \ll n_0$ ,  $\Delta N \ll N_0$ . Przypadek taki odpowiada przybliżeniu małego sygnału laserowego (small signal approximation). W wyniku zastosowania tego przybliżenia równania kinetyczne ulegają linearyzacji i mogą być rozwiązane analitycznie. Rozwiązanie zarówno dla elektronów, jak i dla fotonów ma postać drgań tłumionych o jednakowej częstotliwości  $\nu_R$  i czasie tłumienia  $t_0$  [16]:

$$\Delta n, \Delta N \sim \exp(2\pi i \nu_R t - t/t_0).$$

Tę samą naturę mają dokładne, numeryczne rozwiązania równań (1, 2) [17], przedstawione na rys. 1. Posiadają one wymienione wcześniej cechy charakterystyczne dla zjawiska spikingu.

Przyczyną takiego zachowania się koncentracji elektronów i fotonów jest przekraczająca wartość stacjonarną inwersja obsadzeń poziomów energetycznych, jaką otrzymuje się w chwilę po przyłożeniu prądu do diody laserowej. Powoduje ona szybki wzrost liczby fotonów, co jednocześnie zmniejsza inwersję, zmniejszając z kolei liczbę fotonów itd. W ten sposób powstaje dynamiczne sprzężenie zwrotne pomiędzy polem elektromagnetycznym wewnątrz wnęki laserowej a inwersją obsadzeń. W efekcie inwersja obsadzeń oraz liczba fotonów we wnęce oscylują z charakterystyczną częstotliwością rezonansową  $\nu_R$ , spełniającą przybliżoną relację [18]:

$$\nu_R \sim \left[ \frac{1}{\tau_e \tau_{ph}} \left( \frac{I}{I_{th}} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (3)$$

gdzie  $\tau_e$  jest czasem życia elektronu, z uwzględnieniem zarówno rekombinacji spontanicznej, jak i niepromienistej, zaś  $I_{th}$  oznacza natężenie prądu progowego.

Częstota  $\nu_R$  zawiera się zwykle w granicach od 0,1 do 10 GHz. Jak widać z (3), rośnie ona ze wzrostem prądu płynącego przez laser. Znacznie trudniejsze do przewidzenia jest zachowanie się częstotliwości rezonansowej przy zmianach temperatury, które jest zdeterminowane przez zależność temperaturową czasów życia  $\tau_e$ ,  $\tau_{ph}$ . Dotychczas kwestia ta nie jest dostatecznie wyjaśniona. Eksperymentalnie stwierdzano zarówno zwiększanie [19, 20], jak i zmniejszanie się  $\nu_R$  ze wzrostem temperatury [21].

Równania kinetyczne dają też poprawne wartości czasu trwania pierwszych impulsów promieniowania laserowego. Rozwiązując te równania numerycznie otrzymano szerokość połówkową pierwszego impulsu równą 70 ps [22], a więc niewiele odbiegającą od przytoczonej wyżej typowej wartości eksperymentalnej 100 ps [8].

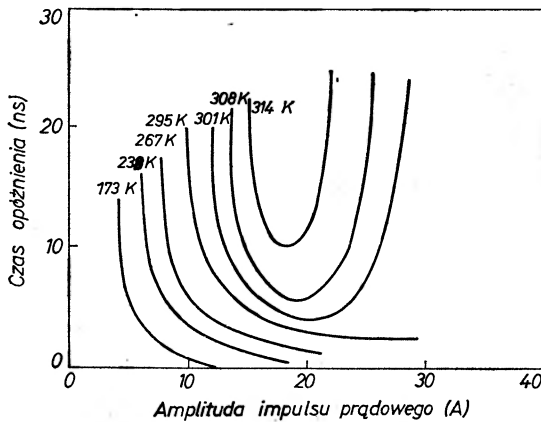
### 3. Opóźnienie sygnału laserowego i przełączanie dobroci

#### 3.1. Opóźnienie między impulsem prądu a emisją promieniowania laserowego

W wielu typach laserów złączowych obserwowano przesunięcie w czasie pomiędzy sygnałem laserowym a impulsem prądu. Opóźnienie emisji wymuszonej, jakie jest niezbędne, aby ustalił się stan inwersji obsadzeń, jest rzędu

czasu życia elektronu ze względu na emisję spontaniczną [19, 20, 22-24], czyli kilku nanosekund. Tymczasem jedynie w laserach z podwójnym heterozłączeniem obserwowane opóźnienie sygnału laserowego nie przewyższa kilku nanosekund [25]. Natomiast w laserach homołączkowych [26-29] oraz z pojedynczym heterozłączeniem [30, 31] opóźnienie bywa dużo większe — od 50 do 100 ns.

Na ogół opóźnienie sygnału laserowego jest funkcją natężenia prądu przepływającego przez złącze i temperatury. Poniżej pewnej temperatury krytycznej  $T_c$  opóźnienie  $t_d$  jest rzędu spontanicznego czasu życia elektronu i maleje



Rys. 2. Zależność czasu opóźnienia od amplitudy prądu przepływającego przez laser dla różnych temperatur [25]

monotonicznie ze wzrostem amplitudy impulsu prądowego (rys. 2), spełniając równanie [22, 32]:

$$t_d = \tau_e \ln \left( \frac{I}{I - I_{th}} \right).$$

Równanie to otrzymuje się z równania kinetycznego (1) dla elektronów poniżej progu akcji laserowej, tzn. z  $N = 0$ .

Dla temperatur większych od  $T_c$  opóźnienie staje się znaczne [29, 33-35]. Jednocześnie prąd progowy jako funkcja temperatury wzrasta w okolicy  $T_c$  w sposób niemal nieciągły [29].

W pobliżu oraz powyżej temperatury krytycznej opóźnienie nie jest już monotonicznie malejącą funkcją amplitudy impulsu prądowego, lecz od pewnej wartości natężenia prądu zaczyna szybko rosnać [25] (rys. 2). Przy odpowiednio dużej amplitudzie impulsu prądowego opóźnienie staje się dłuższe od szerokości impulsu prądowego i normalna akcja laserowa nie wzbudza się w ogóle, natomiast generacja promieniowania laserowego ma miejsce dopiero w czasie, gdy natężenie prądu zaczyna się zmniejszać na opadającej części impulsu. Mamy wówczas do czynienia z czystym zjawiskiem przelączania dobroci, które będzie omówione w części 3.2.

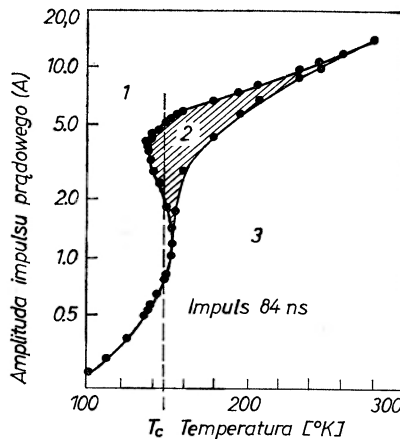
Temperatura krytyczna zależy od strat dyfrakcyjnych promieniowania wewnątrz lasera, będących skutkiem przenikania fal do obszarów biernych, mianowicie maleje, gdy straty rosną. W laserze homozłączowym straty są dość duże ( $10\text{-}50\text{ cm}^{-1}$ ) [35] i temperatura krytyczna jest znacznie niższa od pokojowej. W laserze z pojedynczym heterozłączem straty są niewielkie ( $< 20\text{ cm}^{-1}$ ), jeśli grubość warstwy czynnej nie jest zbyt mała [35, 36]. Temperatura krytyczna jest więc niższa od pokojowej tylko wtedy, gdy grubość obszaru czynnego jest mniejsza od optymalnej (wówczas straty dyfrakcyjne mogą sięgać nawet  $200\text{ cm}^{-1}$ ).

Opóźnienie w laserze złączowym zależy też od technologii diody laserowej. Diody dyfuzyjne wykazują w temperaturze pokojowej długie opóźnienie, które może być zmniejszone przez odpowiednie wyżarzanie. Natomiast w diodach epitaksjalnych opóźnienie jest zwykle mniejsze niż w dyfuzyjnych [32].

Opóźnienie sygnału laserowego próbowano tłumaczyć w ramach różnych modeli. Zanim jednak zostaną one tu przedstawione, zapoznamy się ze zjawiskiem przełączania dobroci w laserze złączowym, które wykazuje wiele cech wspólnych ze zjawiskiem opóźnienia i opisywane było przy pomocy tych samych modeli.

### 3.2. Zjawisko przełączania dobroci

Zjawisko przełączania dobroci (*Q* switching) obserwowano w wielu typach laserów złączowych zasilanych prądem impulsowym [37, 38, 30, 31]. Cechą charakterystyczną jest emisja promieniowania laserowego w postaci bardzo krótkiego impulsu (o szerokości mniejszej niż  $0,4\text{ ns}$ ), rozpoczynającego się dopiero wtedy, gdy kończy się już impuls prądowy i natężenie prądu przepływającego przez złącze zaczyna maleć. Pojawienie się impulsu laserowego w czasie,



Rys. 3. Diagram przedstawiający obszar, w którym występuje przełączanie dobroci, jako funkcję prądu i temperatury: 1 — obszar występowania normalnej akcji laserowej, 2 — obszar przełączania dobroci, 3 — obszar emisji spontanicznej [37]

gdy maleje wartość prądu, świadczy o jednoczesnym zmniejszeniu się strat wewnątrz wnęki rezonansowej, czyli zwiększeniu się dobroci rezonatora, skąd wywodzi się nazwa, jaką określa się to zjawisko.

Efekt przełączania dobroci występuje tylko w laserach o dużym opóźnieniu emisji wymuszonej i z niską temperaturą krytyczną. Podobnie też jak opóźnienie sygnału laserowego, zjawisko przełączania dobroci zależy od prądu i temperatury, z tą samą temperaturą krytyczną  $T_c$ . Przykładowy zakres prądów i temperatur, w jakich występuje przełączanie dobroci, przedstawiony jest na rys. 3 dla lasera homozłączowego. Jak widać, zakres ten jest stosunkowo wąski. Dla laserów monoheterozłączowych obszar występowania tego zjawiska jest znacznie szerszy [30, 31, 25].

Analiza widmowa promieniowania wykazuje, że energia fotonów emitowanych w wyniku przełączania dobroci jest większa niż przy normalnej akcji laserowej [25]. Maksimum obwiedni widma przesuwają się ku wyższym energiom ze wzrostem amplitudy impulsu prądowego, natomiast nie zależy od długości impulsu. Wszystkie te zmiany są znaczne w pobliżu niskoprądowej granicy obszaru przełączania dobroci (tzn. obszaru 2 na rys. 3), zaś niewielkie w okolicach granicy wysokoprądowej [38].

Tabela 1

Opóźnienia czasowe, występowanie przełączania dobroci i straty dyfrakcyjne w różnych typach laserów złączowych

Laser	Opóźnienie	Występowanie przełączania dobroci	Straty dyfrakcyjne
Homozłączowy	długie (rzędu 100 ns)	czasami	średnie [35] (10–50 cm <sup>-1</sup> )
Monoheterozłączowy	długie (rzędu 100 ns)	zawsze	duże [35, 36] (20–200 cm <sup>-1</sup> )
a) $d < d_0$ *	krótkie (< 10 ns)	nigdy	małe [35, 36] (< 20 cm <sup>-1</sup> )
b) $d \geq d_0$	krótkie (< 5 ns)	nigdy	małe [35] (< 10 cm <sup>-1</sup> )

\*  $d_0$  oznacza optymalną grubość warstwy czynnej.

Wspomniane wyżej i zebrane w tab. 1 związki pomiędzy zjawiskiem opóźnienia a przełączaniem dobroci sugerują, że mechanizm powstawania obu tych zjawisk powinien być podobny. Istotnie, modele dobrze opisujące zjawisko opóźnienia są jednocześnie modelami przełączania dobroci. W ciągu ostatnich ośmiu lat przedstawiono szereg tych modeli, które tu kolejno omówimy.

### 3.3. Model pułapek elektronowych

Model ten, przedstawiony w 1965 roku przez Konnertha [34], był pierwszą próbą wyjaśnienia opóźnienia sygnału w laserze złączowym. Postulowano w nim istnienie w materiale laserowym pułapek wychwytyjących elektrony wstrzy-

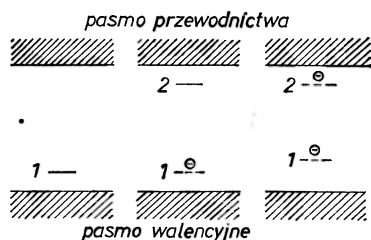
knięte do obszaru czynnego. Dopiero po zapełnieniu pułapek może być osiągnięty stan inwersji obsadzeń, a następnie może się rozpocząć akcja laserowa. Aby jednak móc wytłumaczyć obserwowane opóźnienia, konieczne było przyjęcie dużej gęstości pupalek (rzędu  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), które wobec tego powinny dać się wykryć również w inny sposób. Ponadto w modelu tym nie otrzymujemy żadnej zależności opóźnienia od temperatury ani od struktury lasera.

### 3.4. Model centrów absorpcyjnych

W 1967 roku Fenner [39] zaproponował odmienny model, w którym opóźnienie spowodowane jest absorpcją promieniowania przez poziomy domieszkowe położone w pasmie energii wzbronionej. Poziomy te są wypełniane poprzez przejścia niepromieniste elektronów z pasma przewodnictwa i stają się wówczas przezroczyste dla promieniowania laserowego. Koncentracja poziomów domieszkowych jest już znacznie niższa niż w modelu pułapek elektronowych, bo ok.  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . W modelu Fennera można też uzyskać zależność od struktury lasera uwzględniając wpływ struktury na straty promieniowania. Nie otrzymuje się jednak poprawnej zależności od temperatury.

### 3.5. Model pułapek dwuelektronowych

Poprawną zależność temperaturową przy utrzymaniu zalet modelu Fennera otrzymali Dymant i Ripper przyjmując, że w materiale laserowym znajdują się domieszki akceptorowe mogące wychwycić po dwa elektrony [29, 40-43]. Na rys. 4 przedstawione są trzy stany, w jakich może się znajdować taka pułapka



Rys. 4. Stany pułapki dwuelektronowej w modelu Dymanta-Ripperera

zależnie od stopnia jonizacji. Dolny poziom (poziom 1) leży w pobliżu pasma walencyjnego, zaś górny (poziom 2) w pobliżu pasma przewodnictwa. Gdy poziom 1 jest obsadzony, staje się dostępny poziom 2 i pułapka zachowuje się jak centrum absorpcyjne. Natomiast w stanach niezjonizowanym oraz dwukrotnie zjonizowanym promieniowanie laserowe nie jest pochłaniane. Przejście od stanu niezjonizowanego do jednokrotnie zjonizowanego odbywa się bardzo szybko (w czasie rzędu  $10^{-11} \text{ s}$ ), natomiast przejście do stanu dwukrotnie zjoni-

zowanego trwa znacznie dłużej ze względu na utworzenie się bariery kulombowskiej po wychwycie pierwszego elektronu.

Zakłada się, że poziom 1 znajduje się tak blisko pasma walencyjnego, że o prawdopodobieństwie jego obsadzenia decyduje położenie quasi-poziomu Fermiego dla pasma walencyjnego w obszarze czynnym, czyli skompensowanym materiale typu  $p$ .

W niskich temperaturach ( $T < T_c$ ) quasi-poziom Fermiego leży poniżej poziomu 1, pułapki są więc niezjonizowane, nie pochłaniają promieniowania laserowego i opóźnienie sygnału laserowego jest małe. W temperaturach większych od  $T_c$  poziom Fermiego przewyższa poziom 1 i występuje pochłanianie promieniowania przez jednokrotnie zjonizowane pułapki, dopóki górne stany nie zostaną zapełnione przez wstrzyknięte elektrony, wychwycone z pasma przewodnictwa. Dostajemy w ten sposób temperaturową zależność opóźnienia sygnału laserowego. Duży rozrzut wartości temperatury krytycznej  $T_c$  [29] występuje dlatego, że położenie quasi-poziomu Fermiego nośników większościowych silnie zależy od szczegółów domieszkowania danej diody.

Zjawisko przełączania dobroci można wytłumaczyć w modelu Dymenta-Ripperera zakładając, że ze wzrostem natężenia prądu quasi-poziom Fermiego pasma walencyjnego podnosi się względem poziomu 1 [42]. Gdy wartość prądu maleje pod koniec impulsu prądowego quasi-poziom Fermiego dziur opada poniżej poziomu 1. Te z pułapek, które są jednokrotnie zjonizowane, przechodzą szybko do stanu niezjonizowanego i zostaje wyłączona związana z nimi dodatkowa absorpcja we wnęce laserowej. Jeśli inwersja obsadzeń jest jeszcze dostatecznie duża, może dojść do generacji krótkiego impulsu laserowego.

Model pułapek dwuelektronowych ma jednak nadal wadę podobną jak poprzednie modele — poza eksperymentami, w których badano opóźnienie sygnału laserowego oraz zjawisko przełączania dobroci, nie wykryto w żaden inny sposób obecności tych pułapek. Niezbyt przekonujące jest również przyjęcie, że pułapki te muszą występować we wszystkich typach laserów złączowych wykazujących duże opóźnienia, niezależnie od ich struktury czy sposobu wykonania.

Ponadto bez dodatkowych założeń, jak np. wstrzykiwanie dziur do obszaru typu  $n$  i emisja promieniowania z tego obszaru [20], model ten nie tłumaczy zmian spektralnych w promieniowaniu lasera z przełączaną dobrocią.

### 3.6. Model absorpcji z udziałem ogonów pasm

Jak wiadomo, w silnie domieszkowanych półprzewodnikach, a więc również w laserach złączowych, płytkie stany domieszkowe są zdegenerowane z pasmami podstawowymi, tworząc tzw. ogony pasm walencyjnego i przewodnictwa. Przejścia absorpcyjne, kończące się w ogonie pasma przewodnictwa, są przyczyną opóźnienia sygnału laserowego w modelu, zaproponowanym ostatnio przez Adamsa i in. [25]. Rozpatrywane były dwie wersje tego modelu, przedstawione poniżej.

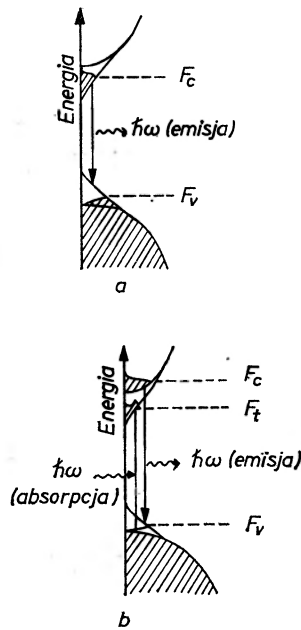


**3.6.1. Ogon eksponencyjny w nierównowadze z pasmem przewodnictwa.** Zakłada się, że ogon gęstości stanów pasma przewodnictwa jest opisany funkcją wykładniczą

$$\varrho(E) = \varrho_0 \exp\left(\frac{E}{E_0}\right),$$

gdzie  $\varrho_0$ ,  $E_0$  są stałymi.

W niskich temperaturach ( $T < T_c$ ) elektrony są wstrzykiwane do ogona (rys. 5a). Ponieważ nie ma innych poziomów, które mogłyby pochłaniać promieniowanie laserowe, jedynym opóźnieniem akcji laserowej jest czas potrzebny na osiągnięcie stanu inwersji obsadzeń.



Rys. 5. Model nierównowagi ogona z pasmem przewodnictwa dla temperatur niższych (a) i wyższych (b) od krytycznej z zaznaczonymi przejściami emisyjnymi i absorpcyjnymi.  $F_c$ ,  $F_v$ ,  $F_t$  — quasi-poziomy Fermiego odpowiednio pasma przewodnictwa, walencyjnego i ogona pasma przewodnictwa [25]

W temperaturach wyższych od  $T_c$  nośniki prądu wstrzykiwane są nie tylko na poziomy ogon gęstości stanów, ale także i do pasma przewodnictwa (rys. 5b). Te dwa zespoły nośników nie są w równowadze między sobą, co stwierdzono doświadczalnie szczególnie w przypadku domieszkowania arsenku galu krzemem [44-46]. Przyjmuje się, że przejścia emisyjne zachodzą pomiędzy pasmem przewodnictwa a pasmem walencyjnym, zaś przejścia absorpcyjne pomiędzy pasmem walencyjnym a ogonem pasma przewodnictwa. Emisja laserowa nie może się

rozpocząć, dopóki wskutek absorpcji nie wypełni się ogon pasma przewodnictwa.

Jeśli natomiast podczas trwania impulsu prądowego ogon nie jest całkowicie wypełniony, może wystąpić zjawisko przełączania dobroci z chwilą zmniejszenia się natężenia prądu pod koniec impulsu. Ze spadkiem prądu płynącego przez laser zmniejszają się bowiem straty wynikające z przejść pasmo walencyjne — ogon pasma przewodnictwa, ponieważ obniża się quasi-poziom Fermiego dziur, co oznacza opróżnianie wierzchołka pasma walencyjnego z elektronów. Jednocześnie prowadzi to do zwiększenia się energii fotonów emitowanych w wyniku przełączenia dobroci.

**3.6.2. Ogon gaussowski w równowadze z pasmem przewodnictwa.** Interesujący model opóźnienia czasowego można też otrzymać zakładając, że rozkład gęstości płytkich donorów opisany jest funkcją gaussowską

$$\varrho(E) = \varrho_a \exp \left[ - \left( \frac{E - E_a}{\eta_a} \right)^2 \right],$$

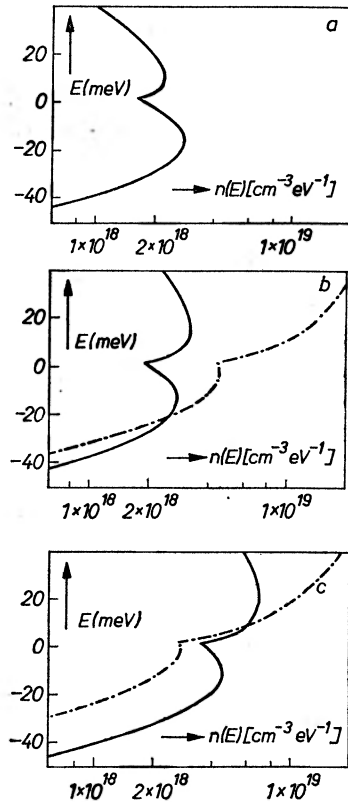
gdzie  $\varrho_a$ ,  $E_a$  i  $\eta_a$  są stałymi. W omawianym modelu ogon gaussowski gęstości stanów pozostaje w równowadze z parabolicznym pasmem przewodnictwa, tzn. elektrony mają tylko jeden quasi-poziom Fermiego. Zależnie od położenia tego poziomu oraz od temperatury koncentracja elektronów w funkcji energii ma dwa maksima o zmiennej wysokości.

W temperaturach niższych od krytycznej maksimum odpowiadające ogonowi ( $E < 0$ ) zawiera więcej elektronów niż pasmo przewodnictwa ( $E > 0$ ) (rys. 6a). Ponieważ dla wystąpienia akcji laserowej w niskich temperaturach wymagana jest stosunkowo mała inwersja, po czasie niezbędnym dla wypełnienia ogona może się już rozpocząć emisja wymuszona.

W wyższych temperaturach ( $T > T_c$ ) coraz większą rolę odgrywa maksimum związane z pasmem (rys. 6b). Jednocześnie wraz ze wzrostem natężenia prądu podnosi się quasi-poziom Fermiego, również powodując wyższą koncentrację elektronów w pasmie niż w ogonie (rys. 6c). Na rys. 6b, c przedstawiona jest też koncentracja stanów nie obsadzonych przez elektrony. Jak widać, w temperaturach przewyższających  $T_c$  występuje znaczna ilość stanów pustych o energiach mniejszych od odpowiadającej maksimum koncentracji w pasmie, mogących zatem brać udział w absorpcji promieniowania laserowego. Przy wzroście prądu ilość stanów pochłaniających maleje i po pewnym czasie może się rozpocząć akcja laserowa.

Jeśli w czasie trwania impulsu prądowego koncentracja elektronów nie przewyższy koncentracji stanów nie zajętych (sytuacja jak na rys. 6b), może wystąpić zjawisko przełączania dobroci, które jest wyjaśnione obniżaniem się quasi-poziomu Fermiego dziur, podobnie jak w modelu nierównowagi ogona z pasmem.

Chociaż jak dotąd nie wypowiedziano się definitywnie, który z trzech modeli przedstawionych w częściach 3.5 i 3.6 najbardziej odpowiada rzeczywistości, wydaje się, że modele absorpcji z udziałem ogonów pasm są bardziej naturalne.



Rys. 6. Rozkład gęstości stanów obsadzonych (linia ciągła) i stanów pustych (linia przerywana) w modelu równowagi ogona gaussowskiego z pasmem przewodnictwa: a)  $T < T_c$ , niski poziom wstrzykiwania elektronów, b)  $T > T_c$ , stosunkowo niski poziom wstrzykiwania, c)  $T > T_c$ , wyższy poziom wstrzykiwania [25]

Brak natomiast dotychczas jakichkolwiek danych, które pozwoliłyby rozstrzygnąć, którą z dwóch wersji absorpcji z udziałem ogonów pasm należy uważać za lepszą.

#### 4. Automodulacja promieniowania

Niektóre lasery złączowe pracujące w sposób ciągły, tzn. zasilane prądem stałym, wykazują niegasnące oscylacje amplitudy emitowanego promieniowania z częstością mikrofalową [21]. Jednocześnie z tą samą częstością zmienia się inwersja obsadzeń w obszarze czynnym.

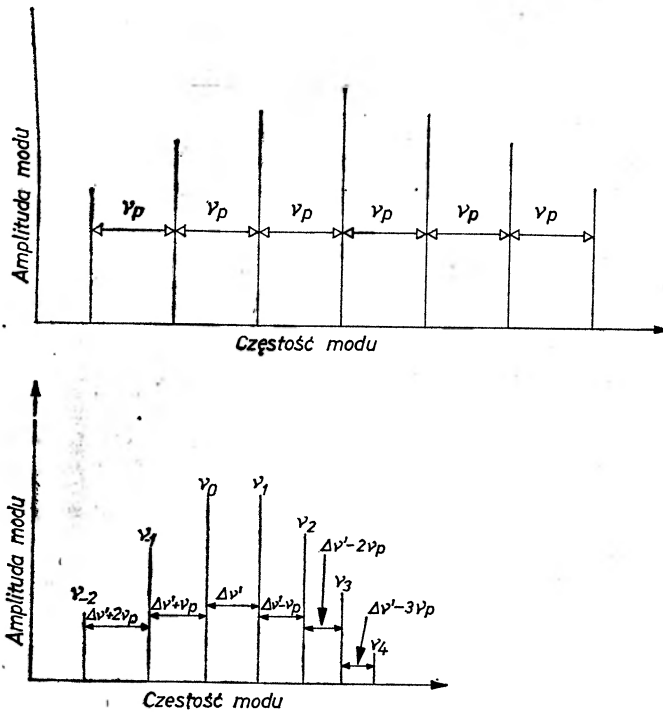
Typowe wartości częstości pojawiania się kolejnych impulsów w laserach paskowych pracujących w sposób ciągły są rzędu od kilkuset MHz do kilku GHz, zaś szerokość połówkowa poszczególnych impulsów zmienia się w granicach od stu do kilkuset pikosekund, zależnie od prądu i temperatury [47]. Podobne efekty obserwowano też w laserach szerokokontaktowych oraz zasilanych impulsowo [5, 48], lecz ich interpretacja jest bardziej skomplikowana ze względu

na oddziaływanie pomiędzy włóknami w laserach szerokokontaktowych oraz efekty włączeniowe elektryczne i termiczne [7].

Dla wyjaśnienia zjawiska automodulacji promieniowania laserowego zaproponowano dwa mechanizmy — synchronizację modów drugiego rzędu oraz powtarzalne przełączanie dobroci w wyniku istnienia nasycalnego absorbenta wewnątrz rezonatora laserowego. Pierwszemu z tych mechanizmów poświęcimy więcej uwagi, jako że wydaje się, iż jest on naturalniejszy i pełniej oddaje cechy charakterystyczne automodulacji. Synchronizacja drugiego rzędu znajduje ponadto silne potwierdzenie w doświadczeniu [47, 49-51].

#### 4.1. Synchronizacja modów pierwszego rzędu

Zjawisko to, znane w literaturze angielskiej pod nazwą „mode-locking“, występuje w wielu typach laserów, począwszy od gazowych, a skończywszy na barwnikowych. Typowy laser składa się, jak wiadomo, z rezonatora optycz-



Rys. 7. Układ modów zsynchronizowanych w pierwszym (a) oraz w drugim rzędzie (b) (konfiguracja uprzywilejowana). Dla jasności rysunku częstość  $\nu_p$  została wyolbrzymiona w porównaniu z  $\Delta\nu'$

nego i ośrodka generującego promieniowanie wewnątrz tego rezonatora. Pasma częstości modów wzbudzonych w laserze określone jest przez zakres częstości, dla których wzmocnienie ośrodka przewyższa straty w rezonatorze. Często zdarza się, że wiele spośród modów rezonansowych mieści się w tym pasmie

częstości, w rezultacie czego otrzymujemy promieniowanie o wielu, ściśle określonych częstościach. Skład tego promieniowania może się zmieniać w czasie i zależy od amplitud, częstości oraz względnych faz poszczególnych modów. Jeśli parametry te nie są w żaden sposób ustalane, przypadkowe fluktuacje i efekty nieliniowe w ośrodku laserowym zmieniają je w funkcji czasu i otrzymywane promieniowanie zmienia się w sposób niekontrolowany. Jeśli natomiast są utrzymywane równe odstępstwa w skali częstości pomiędzy poszczególnymi modami oraz ustalone stosunki fazowe, promieniowanie zmienia się z upływem czasu w dobrze określony sposób. O takim laserze mówi się, że ma zsynchronizowane mody lub fazy.

Nieliniowe własności ośrodka laserowego mogą spowodować samosynchronizację modów, którą obserwowano w większości typów laserów. Zwykle tłumaczy się je jako wynik nieliniowego oddziaływania pomiędzy modami. Oddziaływanie to powoduje, że w rezonatorze laserowym oprócz modów wzbudzonych powstają mody o częstościach będących kombinacjami częstości modów wzbudzonych (combination tones). Jeżeli częstość takiej kombinacji jest zbliżona do częstości któregoś z modów wzbudzonych, wówczas częstość tego modu przesuwa się w kierunku częstości kombinacji. W efekcie otrzymuje się układ modów podłużnych, których separacja w skali częstości  $\nu_{k+1} - \nu_k$  jest stała i równa częstości pulsacji promieniowania  $\nu_p$  (rys. 7a). Przypadek ten nazywany jest samosynchronizacją modów pierwszego rzędu [52].

## 4.2. Synchronizacja modów drugiego rzędu

W laserach półprzewodnikowych dyspersja współczynnika załamania dla fotonów o energiach zbliżonych do szerokości przerwy wzbronionej jest szczególnie duża [53]. W rezultacie tego separacja sąsiednich modów podłużnych znacznie maleje ze wzrostem częstości. Z tego powodu nie jest możliwa synchronizacja pierwszego rzędu jednocześnie dla wielu modów podłużnych (z wyjątkiem laserów o bardzo długich rezonatorach — powyżej 2 cm [54]). Natomiast można otrzymać synchronizację drugiego rzędu, dla której stała jest różnica separacji modów  $(\nu_k - \nu_{k-l}) - (\nu_{k+l+m} - \nu_{k+m})$  niezależnie od wartości  $k$ , przy ustalonych  $l, m$  [49]. Synchronizacja ta jest wynikiem oddziaływania modu o częstości  $\nu_k$  z kombinacją modów o częstości

$$\nu_{k,l,m} = \nu_{k-l} + \nu_{k-l+m} - \nu_{k+m} \quad (4)$$

Teoria synchronizacji modów drugiego rzędu, rozwinięta ostatnio przez Wöhrsteina i Hakena [55], wykracza poza ramy obecnego artykułu. Zapoznamy się jednak z głównymi cechami synchronizacji drugiego rzędu i rezultatami, do jakich ten mechanizm prowadzi.

**4.2.1. Mechanizm samosynchronizacji drugiego rzędu.** Spośród kombinacji modów o częstościach danych równaniem (4) wyróżnia się kombinacja trzech sąsiednich modów  $\nu_k, \nu_{k-1}, \nu_{k+1}$ , której częstość otrzymujemy kładąc w (4)  $l = 1, m = 0$ . W wyniku bowiem oddziaływania takiej kombinacji z modem o czę-

stości  $\nu_k$  powstaje najbardziej uprzywilejowana konfiguracja modów zsynchronizowanych (por. część 4.2.2). Z tego powodu zajmiemy się teraz tylko tą szczególną kombinacją.

Różnica separacji modów w omawianym przypadku wynosi

$$\nu_a = \nu_k - \nu_{k,1,0} . \quad (5)$$

Różnicę tę można oszacować znając separację modów podłużnych w rezonatorze Fabry'ego-Pérot'a [56] oraz zależność współczynnika załamania od częstości [57].

W pewnym zakresie temperatur i prądów płynących przez złącze  $\nu_a$  może być niemal równe naturalnej częstości rezonansowej  $\nu_R$  (por. część 2.2) [13, 18, 58]. Wówczas kombinacja modów, zdefiniowana przez równanie (5), działa jak czynnik pompujący w równaniach kinetycznych i jest stopniowo wzmacniana przez oddziaływanie rezonansowe. Oddziaływanie to wywołuje modulację zarówno inwersji obsadzeń, jak i natężenia światła laserowego. Powstające dudnienia o częstości  $\nu_p$  pomiędzy tym sygnałem modulacyjnym a kombinacją modów o częstości  $\nu_{k,1,0}$  oddziałują z kolei na mod o częstości  $\nu_k$ , powodując przesuwanie się częstości tego modu oraz synchronizację fazy. W efekcie natężenie każdego modu pulsuje z częstością  $\nu_p$ . Głębokość modulacji może sięgać nawet 100%. Jest to istotna różnica pomiędzy synchronizacją pierwszego i drugiego rzędu. Przy synchronizacji pierwszego rzędu pole całkowite pulsuje w wyniku koherentnego nakładania się pól poszczególnych modów, które nie pulsują.

Zsynchronizowane mody z przesuniętą częstością (oznaczane dalej primami) spełniają równanie

$$\nu_p = \nu'_k - \nu'_{k,1,0} ,$$

co jest równoważne następującemu wyrażeniu na częstość  $k$ -tego modu:

$$\nu'_k = \nu'_0 + k\Delta\nu' - \frac{k(k-1)}{2} \nu_p ,$$

gdzie  $\nu'_0$  jest częstością modu wybranego jako punkt odniesienia, a  $\Delta\nu'$  różnicą częstości pomiędzy modem  $\nu'_0$  i modem sąsiednim. Układ modów w tym przypadku przedstawiony jest na rys. 7b.

**4.2.2. Konfiguracje modów zsynchronizowanych.** Dla każdej konfiguracji modów zsynchronizowanych w drugim rzędzie separacja dowolnego modu  $\nu'_k$  i kombinacji modów  $\nu'_{k,l,m}$  jest równa częstości pulsacji  $\nu_p$  albo którejś z jej harmonicznych:

$$\nu'_k - \nu'_{k,l,m} = l(l+m)\nu_p . \quad (6)$$

Największa ilość kombinacji, dających po prawej stronie (6) częstość  $\nu_p$  lub jej niskie harmoniczne, występuje we wspomnianej już konfiguracji z  $l=1$ ,  $m=0$ . Ponieważ efekt modulacji jest najsilniejszy, gdy  $\nu_p$  jest zbliżone do częstości rezonansowej  $\nu_R$ , przeto konfiguracja ta jest najbardziej uprzywilejowana.

Częstości modów powyżej progu akcji laserowej zależą bardzo słabo od prądu przepływającego przez złącze i są wyznaczone głównie przez zależność temperaturową współczynnika załamania [57]. Natomiast zgodnie z równaniem (3), naturalna częstość rezonansowa  $\nu_R$  rośnie ze wzrostem prądu w przybliżeniu jak  $(I - I_{th})^{1/2}$  [13, 18, 58]. Jak już wiemy, idealnym warunkiem na synchronizację drugiego rzędu jest  $\nu_a = \nu_R$ . Ponieważ przy zmianach natężenia prądu różnica  $\nu_R - \nu_a$  zmienia się dość istotnie, aby podtrzymać warunek  $\nu_p \approx \nu_R$  konieczne jest przesuwanie się częstości zsynchronizowanych modów. Przy dostatecznie dużej różnicy  $\nu_R - \nu_a$  wymagane przesunięcie może być tak znaczne, że ustaje synchronizacja i mody stają się znów niezależne, powracając do pierwotnych częstości. Istnieje jednak jeszcze możliwość przejścia do innej konfiguracji, dla której przy niedużym przesunięciu częstości można osiągnąć przybliżoną równość  $\nu_R$  i nowej częstości pulsacji  $\nu'_p$  lub jednej z jej harmonicznych. Tego typu przejście od konfiguracji uprzywilejowanej do konfiguracji  $l = 1, m = 1$  z jednoczesną zmianą częstości pulsacji ( $\nu'_p = \frac{2}{3}\nu_p$ ) wskutek wzrostu prądu przepływającego przez laser było obserwowane eksperymentalnie [51]. Przejścia takie są odwracalne i nie wykazują żadnej histerezy. Można je też otrzymać poprzez małe zmiany temperatury przy ustalonym prądzie.

**4.2.3. Synchronizacja fazy.** Związki analogiczne jak dla częstości zachodzą również dla faz zsynchronizowanych modów:

$$\varphi'_k = \varphi'_0 + k\Delta\varphi' - \frac{k(k-1)}{2} \varphi_p, \quad (7)$$

gdzie  $\varphi'_0$  — faza modu o częstotliwości  $\nu'_0$ ,  $\Delta\varphi'$  — różnica faz modu  $\nu'_0$  i modu sąsiedniego,  $\varphi_p$  — faza modulacji natężenia.  $\varphi'_0$  oraz  $\Delta\varphi'$  mogą być dowolnymi funkcjami czasu, natomiast  $\varphi_p$  jest stałe w czasie i przez odpowiedni dobór chwili początkowej może być wyzerowane. Relacja (7) jest słuszna dla dowolnej konfiguracji, jeśli tylko zachowamy  $\varphi_p = 0$ .

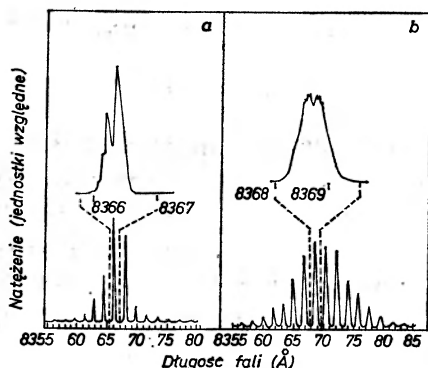
Przejawia się tu jeszcze jedna różnica w stosunku do synchronizacji pierwszego rzędu. Mianowicie przy synchronizacji pierwszego rzędu uwzględnia się kombinacje dwóch, a nie trzech modów, wobec czego różnica faz sąsiednich modów nie zmienia się w czasie.

Jeśli głębokość automodulacji jest dostatecznie duża, pomiędzy poszczególnymi impulsami akcja laserowa ustaje. Wobec tego na początku każdego impulsu faza  $\varphi'_0$  oraz różnica faz  $\Delta\varphi'$  są przypadkowe, z zachowaniem oczywiście relacji (7), i nie ma żadnej spójności pomiędzy kolejnymi impulsami. Fakt ten znajduje potwierdzenie w pomiarach interferencyjnych natężenia [59] oraz w zaniku charakterystycznych pierścieni interferencyjnych przy obserwacji widma lasera za pomocą interferometru Fabry'ego-Pérot'a [49].

**4.2.4. Widma samosynchronizacji.** W części tej rozszerzymy nasze wiadomości na temat charakterystyki widmowej promieniowania zsynchronizowanego w drugim rzędzie, ograniczając się dotąd tylko do konfiguracji modów podłużnych.



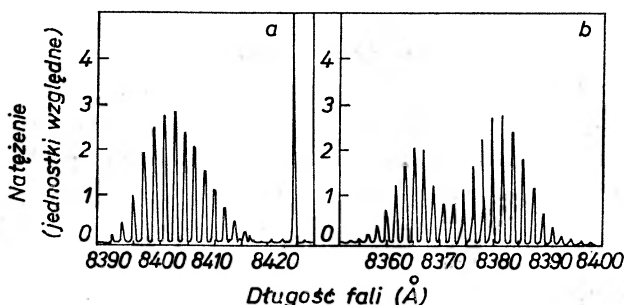
Wraz z wystąpieniem synchronizacji modów podłużnych obserwuje się zanik generacji modów poprzecznych wyższych rzędów w płaszczyźnie równoległej do złącza [49]. Na rys. 8 porównane jest widmo lasera paskowego przed synchronizacją i po zsynchronizowaniu modów. O ile przed synchronizacją (rys. 8a) każdy mod podłużny miał drobne boczne maksima po stronie krótkofalowej, związane z modami poprzecznymi wyższych rzędów, to po zsynchronizowaniu (rys. 8b) można stwierdzić brak tych maksimów. Każdy mod podłużny ulega natomiast



Rys. 8. Typowe widmo promieniowania lasera złączeniowego przed (a) i po zsynchronizowaniu się modów (b) z powiększonymi fragmentami widma [49]

wyraźnemu poszerzeniu, ze względu na dużą ilość harmonik częstości  $\nu_R$ , które są nierozdzielone. Jednocześnie ulega wygładzeniu kształt widma oraz wzrasta liczba modów podłużnych, na których pracuje laser. Ten ostatni fakt wskazuje na to, że istotnie inwersja obsadzeń ulega modulacji, wpływając z powrotem na układ modów wzbudzonych.

Gdy prąd przepływający przez złącze znacznie przewyższa wartość progową, laser złączeniowy wykazuje tendencję do generacji jednocześnie dwóch rodzin modów podłużnych, różniących się rzędem modu poprzecznego w płaszczyźnie prostopadłej do złącza [60]. Jeśli w takim przypadku dochodzi do pojawienia



Rys. 9. Przykłady widma synchronizacji w przypadku wzbudzenia dwóch rodzin modów o różnych rozkładach poprzecznych: a) tylko jedna rodzina pulsuje, podczas gdy pojedynczy mod o długości 8424 Å jest bardzo słabo modulowany, b) wszystkie mody pulsują [49]

się samorzutnej pulsacji, możliwe są dwie sytuacje, obie realizowane w praktyce. W pierwszym przypadku głęboko oscyluje tylko amplituda modów z jednej rodziny z jednoczesną utratą koherencji, podczas gdy amplituda modów z drugiej rodziny jest naruszana bardzo słabo poprzez modulację inwersji obsadzeń (rys. 9a). W drugim przypadku obie rodziny modów pulsują, każda z nich pod swą własną obwiednią (rys. 9b). Oznacza to, że ewentualne oddziaływanie pomiędzy modami z różnych rodzin jest bardzo małe ze względu na ortogonalność modów o różnym rozkładzie poprzecznym. Jednocześnie może się zmienić częstość pulsacji, dostosowując się do separacji modów z drugiej rodziny [50].

#### 4.3. Powtarzalne przełączanie dobroci

Alternatywnym modelem nietłumionych oscylacji promieniowania lasera złączonego jest, obok samosynchronizacji drugiego rzędu, powtarzalne przełączanie dobroci (repetitive  $Q$ -switching) [6, 61-65, 53]. W modelu tym zakłada się, że wskutek niejednorodnej gęstości prądu wzdłuż wnęki rezonansowej część tej wnęki działa jak absorbent, który może ulec nasyceniu. Rola tego absorbenta jest analogiczna, jak w opisanym w części 3.4 modelu Fennera przełączania dobroci. Model ten można stosować nawet przy jednomodowej pracy lasera.

Wydaje się jednak, że model powtarzalnego przełączania dobroci, jakkolwiek prowadzi do oscylacji liczby fotonów i inwersji obsadzeń z częstością mikrofalową, nie opisuje zjawiska automodulacji tak dobrze, jak model synchronizacji modów drugiego rzędu. W szczególności obserwowane przesuwanie się częstości pulsacji przy zmianie konfiguracji synchronizowanych modów lub wzbudzeniu się drugiej rodziny synchronizowanych modów, przewidywane w modelu synchronizacji drugiego rzędu [51], nie znajduje zadowalającego wytłumaczenia w modelu przełączania dobroci. Innym argumentem na korzyść synchronizacji drugiego rzędu jest jednoczesne występowanie modów pulsujących i niepulsujących, należących do różnych rodzin [49]. Sugeruje to, że istotnie przyczyną pulsacji natężenia promieniowania jest oddziaływanie między modami. Zmiany dobroci wnęki powodowałyby pulsację wszystkich modów wzbudzonych.

### 5. Zakończenie

Na zakończenie warto zaznaczyć, że badanie dynamiki promieniowania laserów złączonych jest nie tylko interesujące z punktu widzenia zrozumienia procesów fizycznych zachodzących w laserze, ale również ze względu na możliwości zastosowań laserów półprzewodnikowych, przede wszystkim jako nadzwyczaj szybko działających elementów logicznych w maszynach cyfrowych piątej generacji. Czas zadziałania takich elementów może sięgać nawet  $10^{-12}$ - $10^{-13}$  s. Zalety te, w połączeniu z małymi rozmiarami laserów złączonych i dużą wydajnością zamiany energii elektrycznej na promienistą, pozwalają oczekiwać, że zastosowanie laserów złączonych przyniesie bardzo owocne rezultaty.

## Literatura

- [1] N. G. Basow, W. W. Nikitin, A. S. Siemienow, *Uspekhi Fiz. Nauk* **97**, 561 (1969).
- [2] M. A. Herman, *Postępy Fizyki* **25**, 255 (1974).
- [3] P. G. Jelisiejew, *Kvantovaya Electron.* **6**(12), 3 (1972).
- [4] M. Osinski, *Rozpr. Elektrotechn.*, **20**, 331 (1974).
- [5] W. D. Kurnosow, W. I. Magalas, A. A. Pieszkow, L. A. Riwlina, W. G. Truchan, W. W. Cwietkow, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma* **4**, 449 (1966).
- [6] J. A. Drozbin, J. P. Zacharow, W. W. Nikitin, A. S. Siemienow, W. A. Jakowlew, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma*, **5**, 180 (1967).
- [7] R. Roldan, *Appl. Phys. Lett.* **11**, 346 (1967).
- [8] J. R. Andrews, raport z *Fibre Optics Communications Meeting*, Londyn 1972.
- [9] R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. B. Garret, W. Kaizer, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 303 (1960).
- [10] C. L. Tang, H. Stutz, G. A. de Mars, *J. Appl. Phys.* **34**, 2289 (1963).
- [11] H. Stutz, C. L. Tang, *J. Appl. Phys.* **35**, 1377 (1964).
- [12] D. A. Kleinman, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1505 (1964).
- [13] D. E. McCumber, *Phys. Rev.* **141**, 306 (1966).
- [14] T. Ikegami, Y. Suematsu, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-4**, 148 (1968).
- [15] J. Vilms, L. Wandinger, K. L. Kohn, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-2**, 80 (1966).
- [16] M. J. Adams, *Phys. Status Solidi*, **a 1**, 143 (1970).
- [17] M. J. Adams, *Opto-Electron.* **5**, 201 (1973).
- [18] H. Haug, *Phys. Rev.* **184**, 338 (1969).
- [19] J. C. Dymont, J. E. Ripper, T. P. Lee, *J. Appl. Phys.* **43**, 452 (1972).
- [20] J. E. Ripper, *J. Appl. Phys.* **43**, 1762 (1972).
- [21] L. A. D'Asaro, J. M. Cherlow, T. L. Paoli, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-4**, 164 (1968).
- [22] K. Konnerth, C. Lanza, *Appl. Phys. Lett.* **4**, 120 (1964).
- [23] G. Guekos, M. J. O. Strutt, *Electron. Lett.* **3**, 276 (1967).
- [24] J. C. Marinace, K. L. Konnerth, *IBM J. Res. Dev.* **12**, 272 (1968).
- [25] M. J. Adams, S. Gründorfer, B. Thomas, C. F. L. Davies, D. Mistry, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-9**, 328 (1973).
- [26] R. O. Carlson, *J. Appl. Phys.* **38**, 661 (1967).
- [27] G. Guekos, M. J. O. Strutt, *Electron. Lett.* **3**, 532 (1967).
- [28] J. I. Pankove, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-4**, 161 (1968).
- [29] J. C. Dymont, J. E. Ripper, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-4**, 155 (1968).
- [30] E. A. Ulmer, Jr., I. Hayashi, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-6**, 297 (1970).
- [31] Y. Unno, M. Yamamoto, S. Iida, *Jap. J. Appl. Phys.* **9**, 1181 (1970).
- [32] C. H. Gooch, *GaAs p-n Junction Lasers*, w *GaAs Lasers*, ed. C. H. Gooch, Wiley — Interscience, London 1969, p. 81.
- [33] N. N. Winogradoff, H. K. Kessler, *Solid State Commun.* **2**, 119 (1964).
- [34] K. Konnerth, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-12**, 506 (1965).
- [35] M. J. Adams, M. Cross, *Solid-State Electron.* **14**, 865 (1971).
- [36] M. J. Adams, M. Cross, *Phys. Lett. A* **32A**, 207 (1970).
- [37] J. E. Ripper, J. C. Dymont, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 365 (1968).
- [38] J. C. Dymont, J. E. Ripper, R. H. R. Roldan, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-5**, 415 (1969).
- [39] G. E. Fenner, *Solid-State Electron.* **10**, 753 (1967).
- [40] J. E. Ripper, *Proc. 1969 2nd International Symp. GaAs*, p. 91.
- [41] J. E. Ripper, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-5**, 391 (1969).
- [42] J. E. Ripper, J. C. Dymont, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-5**, 396 (1969).
- [43] J. E. Ripper, T. L. Paoli, J. C. Dymont, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-6**, 300 (1970).

- [44] D. Redfield, J. P. Wittke, J. I. Pankove, *Phys. Rev. B* **2**, 1830 (1970).
- [45] V. M. Andrejev, A. I. Ekimov, D. Z. Garbusov, V. I. Safarov, *Phys. Status Solidi*, a **10**, K13 (1972).
- [46] W. P. Sushkov, J. B. Lubianickaya, *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **5**, 2257 (1971).
- [47] T. L. Paoli, J. E. Ripper, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 105 (1968).
- [48] J. P. Zacharow, W. A. Kowalenko, W. F. Litrinow, W. N. Morozow, W. W. Nikitin, A. S. Siemienow, W. L. Smirnow, *Kvantovaya Electron.* **4**, 99 (1971).
- [49] T. L. Paoli, J. E. Ripper, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1085 (1969).
- [50] J. E. Ripper, T. L. Paoli, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 466 (1971).
- [51] J. E. Ripper, T. L. Paoli, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-8**, 74 (1972).
- [52] P. W. Smith, *Proc. IEEE* **58**, 1342 (1970).
- [53] C. A. Brackett, *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-8**, 66 (1972).
- [54] O. W. Bogdankiewicz, A. N. Miestwiriszwili, A. N. Pieczenow, A. F. Suczkow, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma.* **12**, 184 (1972).
- [55] H. G. Wöhrstein, H. Haken, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-9**, 318 (1973).
- [56] M. J. Adams, P. T. Landsberg, *The Theory of Injection Laser*, w *GaAs Lasers*, ed. C. H. Gooch, Wiley — Interscience, London 1969 p. 5.
- [57] D. T. F. Marple, *J. Appl. Phys.* **35**, 1241 (1964).
- [58] T. L. Paoli, J. E. Ripper, *Phys. Rev. A* **2**, 2551 (1970).
- [59] D. Gloge, T. P. Lee, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-7**, 43 (1971).
- [60] T. L. Paoli, J. E. Ripper, T. H. Zachos, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-5**, 271 (1969).
- [61] N. G. Basow, W. N. Siemienow, W. W. Nikitin, A. S. Siemienow, *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **1**, 1570 (1967).
- [62] J. M. Popow, G. M. Strachowski, N. N. Szujkin, *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **3**, 1113 (1969).
- [63] N. G. Basow, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-4**, 855 (1968).
- [64] T. P. Lee, R. Roldan, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-5**, 551 (1969).
- [65] T. P. Lee, R. Roldan, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-6**, 339 (1970).

*John Bardeen*

Uniwersytet Illinois  
Urbana

## Fizyka ciała stałego: osiągnięcia i prognozy \*

### Solid — State Physics: Accomplishments and Future Prospects

*Abstract:* The historical background to our understanding of solids and the methods, both experimental and theoretical, that have characterized research of the past 25 years, are described. A few examples are given of research and applications in the fields of semiconductors, magnetism and superconductivity. Finally future prospects are discussed.

#### 1. Wstęp

Celem fizyki ciała stałego jest zrozumienie i opis własności materii skondensowanej w powiązaniu z jej strukturą atomową i elektronową. Obecnie, aby móc tą nazwą objąć zarówno ciecze, jak i ciała stałe, dziedzina ta nazywana jest często fizyką materii skondensowanej. Poza tym, wydaje się, że nazwa „ciało stałe“ została przejęta przez przemysł elektroniczny. Mimo to, będąc staromodny, będę używać nazwy „fizyka ciała stałego“ rozumiejąc ją na tyle szeroko, aby objąć nią też ciecze kwantowe. Nauka ta rozwinęła się bardzo gwałtownie od momentu zakończenia drugiej wojny światowej i jest dzisiaj najobszerniejszą gałęzią fizyki. W przeważającej części okresu powojennego ilość pracowników zajmujących się nią podwajała się co około pięć lat. Obecnie w Stanach Zjednoczonych mamy ponad 4000 doktorów fizyki ciała stałego, a ilość ich we wszystkich pozostałych krajach jest znacznie większa.

O doniosłości fizyki ciała stałego świadczy istnienie czterech komisji IUPAP, które zajmują się różnymi jej aspektami. Obok Komisji Ciała Stałego są to Komisje: Półprzewodników, Magnetyzmu i Niskich Temperatur.

---

\* Artykuł zamieszczony w książce *Physics 50 Years Later*, wydanej pod redakcją Sanborna C. Browna przez National Academy of Sciences Washington (1973) z okazji pięćdziesięciolecia Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy (przyp. Red.).

Zastosowania fizyki ciała stałego są bardzo liczne, np.: półprzewodniki w elektronice, materiały magnetyczne do transformatorów, taśm i pamięci maszyn liczących, materiały luminescencyjne do źródeł światła i wskaźników, materiały fotoprzewodzące do kserografów, nadprzewodniki do elektromagnesów i inne. Imponujący rozwój łączności i przemysłu maszyn liczących jest bezpośrednio uzależniony od wyników badań w dziedzinie fizyki ciała stałego. Prostowniki półprzewodnikowe są w powszechnym użyciu w energetyce, a zapowiada się zastosowanie na dużą skalę nadprzewodników, np. w generatorach i silnikach elektrycznych, w podziemnych liniach przesyłowych. Roczna wartość produktów będących wynikiem postępów w fizyce ciała stałego dochodzi do dziesiątek miliardów dolarów.

Równie imponujące były postępy w naukowym rozumieniu zjawisk, odkrycia szeregu nowych zjawisk w ciałach stałych oraz nowych materiałów o niezwykłych własnościach. W tym artykule ograniczę się do głównych osiągnięć i omówię tylko dwie dziedziny, z którymi jestem osobiście związany — do półprzewodników i nadprzewodników. Istnieją też inne dziedziny o równej lub większej doniosłości, które niestety, muszą być pominięte. Przykro mi, że nie powiem zbyt wiele o tak ważnych zagadnieniach jak elektronowy i jądrowy rezonans spinowy, o efekcie Mössbauera, o nieliniowej optyce i laserach, o badaniach powierzchni Fermiego i innych własnościach elektronowych metali, o cieczach i kryształach kwantowych, o przejściach fazowych i o wielu innych zagadnieniach z zakresu fizyki ciała stałego. Na każdym z tych pól dokonano dużego postępu i każde z nich mogłoby wypełnić oddzielny artykuł. Fizyka ciała stałego jest nauką bardzo zróżnicowaną, raczej z dużym bogactwem różnych zagadnień niż z niewielką ilością problemów wielkich.

Na początku krótko opiszę historię naszej wiedzy o ciele stałym, potem powiem coś o metodach zarówno doświadczalnych, jak i teoretycznych, które były charakterystyczne dla badań w ostatnich 25 latach. Podam też kilka przykładów badań naukowych i zastosowań w dziedzinach fizyki półprzewodników, magnetyzmu i nadprzewodnictwa. Na końcu przedyskutuję prognozy na przyszłość.

## 2. Wczesne odkrycia

W każdej dziedzinie istnieją lata złote, kiedy to postęp w niej następuje w szybkim tempie. W fizyce ciała stałego można wyróżnić trzy takie okresy. Pierwszy, we wczesnych latach naszego wieku, nastąpił po odkryciu promieni X, elektronu, kwantu energii przez Plancka i jądra atomowego. Odkrycia te zapoczątkowały erę atomu. Elektronowa teoria metali Drudego-Lorentza i zastosowanie przez Einsteina praw kwantowych do teorii drgań sieci w ciałach stałych oraz teorii zjawiska fotoelektrycznego pochodzą z tego okresu. Sugestia von Lauego z roku 1912, że dla promieni X sieć krystaliczna powinna zachowywać się tak, jak siatka dyfrakcyjna oraz badania W. H. i W. L. Braggów zapo-

czątkowały szeroką dziedzinę badań struktury krystalicznej za pomocą tych promieni.

Podstawy fizyki ciała stałego zostały umocnione w czasie drugiego, bardzo aktywnego okresu, od około roku 1928 po połowę lat trzydziestych, po odkryciu mechaniki kwantowej. Wielu wybitnych teoretyków wniosło tu swój wkład. Teoria Blocha, oparta na modelu jednoelektronowym, wprowadziła pojęcie pasm energetycznych i wykazała dlaczego ciała stałe, zależnie od ich struktury elektronowej, mogą być metalami, izolatorami lub półprzewodnikami. Zostały ustalone podstawy teorii transportu elektrycznego i cieplnego w ciałach stałych. W tych samych latach zaczęto sobie zdawać sprawę z tego, jak istotny wpływ na wiele własności kryształów mają niedoskonałości sieci krystalicznej, takie jak luki w węzłach sieci, dyslokacje i atomy domieszek. Niektóre z nazwisk wybitnych naukowców tego okresu zajmujących się teorią ciała stałego to: Bloch, Brillouin, Frenkel, Landau, Mott, Peierls, Schottky, Seitz, Slater, A. H. Wilson, Wigner i Van Vleck.

Trzecie lata złote to szybki rozwój po drugiej wojnie światowej, polegający nie tylko na postępach w rozumieniu zjawisk, ale także na postępach w technologii i w nowych zastosowaniach.

Osiągnięcia lat trzydziestych zostały zebrane w książce Fredericka Seitz'a, opublikowanej w roku 1940. Książka ta była biblią dla wielu pokoleń początkujących fizyków ciała stałego i miała ogromne znaczenie. Mimo że w latach trzydziestych postępy w rozumieniu zjawisk były poważne, to jednak zgodność teorii i eksperymentu była na ogół ograniczona i tylko jakościowa. Było to spowodowane częściowo samymi ograniczeniami teorii, ale jeszcze bardziej brakiem doświadczeń na układach o dobrze znanych parametrach. Wiele najważniejszych własności kryształów, to tak zwane własności strukturalnie czułe, to znaczy, zależące bardzo silnie od obecności niewielkich koncentracji domieszek lub niedoskonałości w sieci krystalicznej. Własnościami strukturalnie czułymi są własności półprzewodnikowe, wytrzymałość mechaniczna ciał, foto-przewodnictwo, luminescencja i wiele innych. Z kilkoma wyjątkami, większość pomiarów przeprowadzano na materiałach polikrystalicznych o słabo znanym składzie. Godnym uwagi wyjściem była w latach trzydziestych piękna seria doświadczeń Hilscha i Pohla w Niemczech nad własnościami kryształów halogenków metali alkalicznych.

### 3. Okres po drugiej wojnie światowej

Warto chyba poświęcić kilka zdań na opis prac doświadczalnych i teoretycznych, które charakteryzują okres powojenny. W tym czasie istnieje już dokładna ilościowa zgodność między teorią i eksperymentem dla wielu własności kryształów. W rezultacie dużego nakładu starannej pracy, strukturalnie czułe własności są kontrolowane nie tylko w laboratoriach, ale także na skalę przemysłową.

Bardzo istotny był rozwój metod hodowli monokryształów o wyjątkowej czystości lub o dobrze znanym składzie, pozbawionych defektów. Wymagana czystość wychodzi zazwyczaj poza granice osiągalne zwykłymi metodami chemicznymi. Fizycy często sami hodują swoje kryształy, aby móc sprawować kontrolę nad ich własnościami. Domieszki obecne w ilościach dużo mniejszych niż jedna na milion atomów mogą mieć istotny wpływ na własności kryształu. Ogromnym wysiłkiem R. N. Hall z General Electric oczyścił do takiego stopnia german użyty w detektorach promieniowania, że koncentracja jonów domieszek była mniejsza niż jeden na  $10^{12}$ , co dało w wyniku dużo lepszą energetyczną zdolność rozdzielczą niż w detektorach domieszkowanych przez dyfuzję litu. Poniesiono wiele trudu, by opisać i scharakteryzować domieszki oraz inne defekty mające wpływ na własności kryształu. Wiele lat pracy trzeba często na to, by zrozumieć wpływ domieszek na własności strukturalnie czule danej klasy materiałów oraz na to, by móc sterować ich koncentracjami.

Warunki i metody eksperymentalne są z biegiem lat usprawniane. Wprowadzono lub bardzo rozwinięto szereg nowych technik, takich jak: elektronowy i jądrowy rezonans spinowy, efekt Mössbauera, zjawiska de Haasa-van Alpheny oraz rezonans cyklotronowy. Pomiarzy przeprowadza się w całym widmie częstości, od pól statycznych lub niskoczęstościowych poprzez mikrofały, podczerwień, fale widzialne, aż do dalekiego nadfioletu. Większość laboratoriów stosuje ciekły hel do otrzymywania bardzo niskich temperatur. Za pomocą chłodziarek rozpuszczalnikowych ( $^3\text{He}$  rozpuszczony w  $^4\text{He}$ ) można osiągnąć temperatury rzędu kilku tysięcznych stopnia powyżej zera w skali bezwzględnej. Magnesy nadprzewodzące dające pola do i ponad 100 kGs są łatwo osiągalne. Za pomocą uzyskiwanych w niektórych laboratoriach ciśnień, tak wysokich jak 500 000 atm, można otrzymywać nowe fazy o niezwykłych własnościach. Dla przykładu, pod wysokimi ciśnieniami wiele izolatorów i półprzewodników zmienia się w metale. Niektóre rodzaje kryształów, jak na przykład diament, wymagają wysokich ciśnień przy ich produkcji.

Wiele usprawnień w technice doświadczalnej bierze swój początek w badaniach nad ciałem stałym. Na przykład, najczulsze mierniki napięcia, prądu i pól magnetycznych działają wykorzystując efekt Josephsona w nadprzewodnikach. Jako źródła i detektorów promieniowania w całym zakresie częstości używa się przyrządów działających na zasadzie wykorzystania różnych zjawisk w ciałach stałych. Postępy na tym polu czynią możliwymi postępy w innych dziedzinach wiedzy. Wiele badań w dziedzinie fizyki ciała stałego prowadzi przemysł, a bodźcem do wielu z nich są potrzeby technologiczne.

#### 4. Wzbudzenia elementarne

Z punktu widzenia teorii, jedną z najpotężniejszych i najowocniejszych metod było podejście opierające się na koncepcji wzbudzeń elementarnych. Spróbujmy zrozumieć, co to jest stan podstawowy układu oraz elementarne



wzbudzenia termiczne, takie jak fonony i quasi-cząstki. Istnieje tu bliska analogia do fizyki cząstek elementarnych. Stan podstawowy idealnego kryształu, czyli jego stan w temperaturze zera absolutnego, odpowiada próżni. Wzbudzenia elementarne są odpowiednikami cząstek elementarnych. Wzbudzenia elementarne są pobudzane termicznie w miarę wzrostu temperatury. W bardzo niskich temperaturach gaz wzbudzeń elementarnych jest rozrzedzony i oddziaływania między nimi są nieliczne. Ze wzrostem temperatury oddziaływania te stają się coraz ważniejsze i należy brać je pod uwagę przy interpretacji zjawisk.

Wzbudzenia elementarne podlegają statystyce Bosego lub Fermiego. Niektóre najczęściej spotykane wymienione zostały na poniższej liście, która w żadnym wypadku nie jest zupełna.

Wzbudzenia typu Bosego:

Fonony: podłużne i poprzeczne,  $E(q) = \hbar\omega_q$ .

Fale spinowe w materiałach magnetycznych.

Fonony i rotony w nadciekłym helu — w He II.

Ekscytony w półprzewodnikach.

Wzbudzenia typu Fermiego-Diraca:

Elektrony przewodnictwa i dziury w półprzewodnikach.

Quasi-cząstki w normalnych metalach, w nadprzewodnikach, w ciekłym  $^3\text{He}$  i w mieszaninie  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ .

Z powodu niezmienniczości względem przesunięć pęd, lub wektor falowy, jest na ogół dobrą liczbą kwantową. Wzbudzenia elementarne są przybliżonymi stanami własnymi układu wielu ciał wzajemnie oddziałujących i mają one w niskich temperaturach długie czasy życia. Wzbudzenia typu Fermiego są na ogół wzbudzeniami quasi-cząstkowymi układów Fermiego.

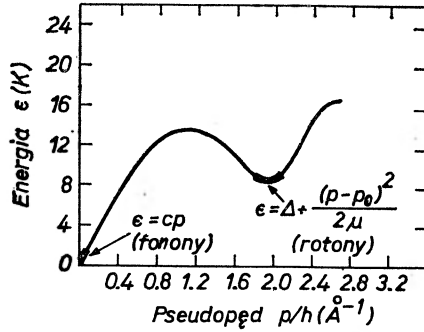
Szczęśliwie się składa, że istnieją dwa izotopy helu,  $^3\text{He}$  i  $^4\text{He}$ , bo są one przykładami układów Fermiego i Bosego. Oba są ciekłe w pobliżu temperatury zera absolutnego. Innym przykładem cieczy Fermiego jest roztwór  $^3\text{He}$  i  $^4\text{He}$ . Hel-3 daje się domieszać do  $^4\text{He}$  w  $T = 0$  K aż do koncentracji około 6%. Quasi-cząstki  $^3\text{He}$  w  $^4\text{He}$  tworzą niemal idealny gaz Fermiego-Diraca. Jak wiadomo,  $^4\text{He}$  przechodzi w stan nadciekły poniżej około 2,2 K.

Poza wzbudzeniami elementarnymi istnieją też wzbudzenia kolektywne, które są koherentnymi ruchami dużej ilości wzbudzeń elementarnych. Przykładami mogą tu być fale akustyczne, akustyczno-elektryczne i magneto-hydrodynamiczne różnych typów.

Wzbudzenia elementarne i oddziaływania między nimi badano intensywnie zarówno eksperymentalnie, jak i teoretycznie. Metody funkcji Greena zaadoptowano z kwantowej teorii pola. Diagramy Feynmana, równania Dysona itp. są dziś częścią języka fizyki ciała stałego. W teorii temperatura gra rolę urojonego czasu.

Jednymi z najsilniejszych metod eksperymentalnych w badaniach widma wzbudzeń cząstek Bosego są eksperymenty rozpraszania neutronów. Neutron

popudza wzbudzenie elementarne w ciele stałym lub cieczy. Mierząc zmianę pędu i energii neutronu można otrzymać odpowiednie wartości tych wielkości dla tego wzbudzenia elementarnego. Widma fononowe wielu kryształów określono tą drogą. Obserwowano też widma fal spinowych. Podam tylko jeden przykład: sławne landauowskie widmo wzbudzeń quasi-cząstkowych nadciekłego



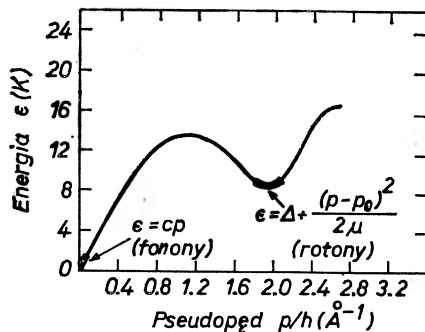
Rys. 1. Widmo wzbudzeń elementarnych w ciekłym He II zaproponowane przez Landaua i zmierzone przy pomocy eksperymentów z rozpraszaniem neutronów (wg A. B. Woodsa w *Quantum Fluids*, ed. D. F. Brewer, North-Holland Publishing Co., Amsterdam 1966, str. 242)

helu — He II. Landau, który wprowadził termin „wzbudzenie elementarne“, zasugerował na podstawie rozważań fenomenologicznych widmo bardzo podobne do tego, które przedstawione jest na rysunku 1. Z kolei Feynman jako pierwszy zauważył, że widmo to powinno dać się zaobserwować przy pomocy eksperymentów rozpraszania neutronów. Po wykonaniu doświadczeń znalezione widmo okazało się prawie identyczne z postulowanym przez Landaua. Dla małego wektora falowego lub pędu, wzbudzenia są falami czyli gęstości, fononami podłużnymi. Dla dużych wartości pędu pojawia się minimum rotonowe. Znając, określone za pomocą doświadczeń nad rozpraszaniem neutronów, widmo wzbudzeń elementarnych, można przewidzieć ilościowo szereg własności cieczy, takich jak zależności temperaturowe ciepła właściwego i gęstości fazy nadciekłej  $\rho_s$ . Faktycznie, Landau zaproponował pierwotnie to widmo wzbudzeń w celu wyjaśnienia zmierzonej przez Andronikaszwilię zależności  $\rho_s$  od temperatury.

Innymi owocnymi metodami badania wzbudzeń elementarnych są coraz częściej stosowane doświadczenia rozprożeń Brillouina i Ramana przy użyciu wiązek laserowych. Z eksperymentów tych wynika, że dwa rotony tworzą stan związany.

Quasi-cząstkowe widma wzbudzeń układów fermionów obecnie zastępują jednoelektronowy model Blocha. Istnieje wzajemnie jednoznaczna odpowiedniość między stanami układów cząstek oddziałujących i nieoddziałujących. W konfiguracji odpowiadającej stanowi podstawowemu układu, wszystkie stany poniżej poziomu Fermiego są wypełnione, a wszystkie wyższe są puste. Pierwsze stany wzbudzone odpowiadają wzbudzeniom cząstek powyżej poziomu Fermiego,

popudza wzbudzenie elementarne w ciele stałym lub cieczy. Mierząc zmianę pędu i energii neutronu można otrzymać odpowiednie wartości tych wielkości dla tego wzbudzenia elementarnego. Widma fononowe wielu kryształów określono tą drogą. Obserwowano też widma fal spinowych. Podam tylko jeden przykład: sławne landauowskie widmo wzbudzeń quasi-cząstkowych nadciekłego



Rys. 1. Widmo wzbudzeń elementarnych w ciekłym He II zaproponowane przez Landaua i zmierzone przy pomocy eksperymentów z rozpraszaniem neutronów (wg A. B. Woodsa w *Quantum Fluids*, ed. D. F. Brewer, North-Holland Publishing Co., Amsterdam 1966, str. 242)

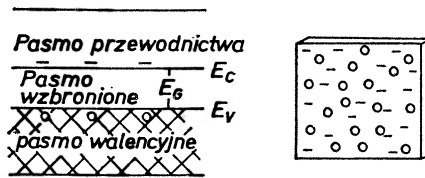
helu — He II. Landau, który wprowadził termin „wzbudzenie elementarne“, zasugerował na podstawie rozważań fenomenologicznych widmo bardzo podobne do tego, które przedstawione jest na rysunku 1. Z kolei Feynman jako pierwszy zauważył, że widmo to powinno dać się zaobserwować przy pomocy eksperymentów rozpraszania neutronów. Po wykonaniu doświadczeń znalezione widmo okazało się prawie identyczne z postulowanym przez Landaua. Dla małego wektora falowego lub pędu, wzbudzenia są falami czyli gęstości, fononami podłużnymi. Dla dużych wartości pędu pojawia się minimum rotonowe. Znając, określone za pomocą doświadczeń nad rozpraszaniem neutronów, widmo wzbudzeń elementarnych, można przewidzieć ilościowo szereg własności cieczy, takich jak zależności temperaturowe ciepła właściwego i gęstości fazy nadciekłej  $\rho_s$ . Faktycznie, Landau zaproponował pierwotnie to widmo wzbudzeń w celu wyjaśnienia zmierzonej przez Andronikaszwilię zależności  $\rho_s$  od temperatury.

Innymi owocnymi metodami badania wzbudzeń elementarnych są coraz częściej stosowane doświadczenia rozprożeń Brillouina i Ramana przy użyciu wiązek laserowych. Z eksperymentów tych wynika, że dwa rotony tworzą stan związany.

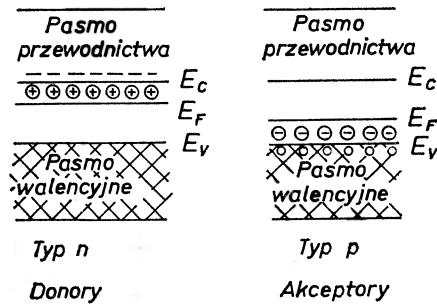
Quasi-cząstkowe widma wzbudzeń układów fermionów obecnie zastępują jednoelektronowy model Blocha. Istnieje wzajemnie jednoznaczna odpowiedniość między stanami układów cząstek oddziałujących i nieoddziałujących. W konfiguracji odpowiadającej stanowi podstawowemu układu, wszystkie stany poniżej poziomu Fermiego są wypełnione, a wszystkie wyższe są puste. Pierwsze stany wzbudzone odpowiadają wzbudzeniom cząstek powyżej poziomu Fermiego,

a dziur poniżej tego poziomu. Jeśli energia wzbudzenia jest niewielka w porównaniu z energią Fermiego, co jest słuszne dla termicznie wzbudzonych elektronów w metalach, to quasi-cząstki mogą żyć bardzo długo. Średnia droga swobodna elektronów w czystych metalach może w niskich temperaturach osiągać wartość 1 cm lub większą. Nawet w  $^3\text{He}$ , o którym myśli się jako o cieczy dość gęstej, średnia droga swobodna quasi-cząstek może w niskich temperaturach osiągać wartości dziesiątek angstromów.

Rys. 2 i 3 ilustrują quasi-cząstkowe widmo półprzewodników zgodnie z teorią A. H. Wilsona. W stanie podstawowym idealnego kryształu, w tempe-



Rys. 2. Quasi-cząstkowe widmo energii elektronów w półprzewodniku samoistnym w modelu pasmowym A. H. Wilsona. Dziury, czyli miejsca po elektronach w pobliżu wierzchołka pasma walencyjnego, zachowują się pod każdym względem tak jak cząstki o dodatnim ładunku i dodatniej masie. Ujemny ładunek elektronów w pasmie przewodnictwa kompensowany jest przez dodatni ładunek dziur



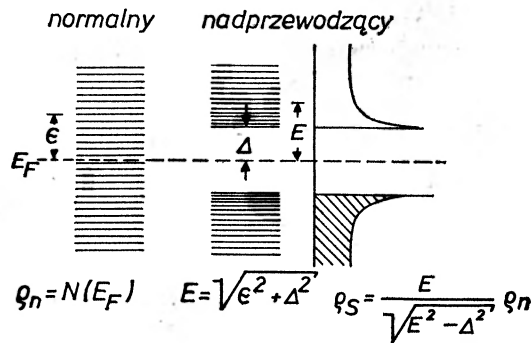
Rys. 3. Struktura pasm energetycznych w półprzewodnikach typów n i p. Ładunek nośników, elektronów lub dziur, skompensowany jest przez nieruchome jony mające ładunek o przeciwnym znaku

raturze zera bezwzględnego, ilość elektronów dokładnie wystarcza do zupełnego zapelnienia najwyższego zajętego pasma stanów. Są to elektrony, o których zazwyczaj myśli się jako o tworzących wiązania walencyjne. Następne, wyższe, puste pasmo — pasmo przewodnictwa oddzielone jest stosunkowo niewielką ( $\sim 1$  eV) przerwą energetyczną. W wysokich temperaturach (rys. 2) elektrony mogą być termicznie wzbudzone z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, dając przewodnictwo samoistne. Zarówno elektrony w pasmie przewodnictwa, jak i miejsca, które opuściły one w pasmie walencyjnym (dziury), mogą się po-

ruszać dając wkład do przewodnictwa elektrycznego. Z teorii kwantowej wynika, że dziury w pobliżu wierzchołka pasma walencyjnego zachowują się pod każdym względem tak, jak cząstki o dodatnim ładunku i dodatniej masie. We wszystkich półprzewodnikach samoistnych ujemny ładunek przestrzenny elektronów przewodnictwa jest skompensowany przez dodatni ładunek dziur.

Elektrony mogą być też wzbudzone z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa na skutek absorpcji kwantu światła, dając w wyniku fotoprzewodnictwo. W tranzystorze dodatkowe nośniki — elektrony i dziury — wprowadzane są do półprzewodnika przez prąd z odpowiedniego kontaktu.

### Stany quasi-cząstkowe



Rys. 4. Quasi-cząstkowe widmo wzbudzeń normalnego metalu (po lewej) i nadprzewodnika z przerwą (w środku). Gęstość stanów w funkcji energii dla nadprzewodnika pokazana jest po prawej. Parametr wielkości przerwy,  $\Delta$ , jest rzędu  $10^{-3}$  eV i jest bardzo mały w porównaniu z energią Fermiego rzędu kilku elektronowoltów

W półprzewodnikach domieszkowanych (rys. 3) równowaga ładunków przestrzennych utrzymywana jest dzięki nieruchomym, dodatnim lub ujemnym jonom. W materiale typu  $n$  dodatnio naładowane jony domieszek zwane są donorami, a ich ładunek równoważony jest przez ujemnie naładowane elektrony przewodnictwa. W typie  $p$  ujemnie naładowane jony akceptorowe są skompensowane przez dodatnio naładowane dziury. Obecność jonów donorowych lub akceptorowych o koncentracjach rzędu kilku na milion atomów kryształu lub mniejszych może spowodować znaczny wzrost przewodnictwa dzięki ruchliwym, kompensującym nośnikom ładunku.

W roku 1957 Cooper, Schrieffer i ja zbudowaliśmy mikroskopową teorię nadprzewodnictwa opartą na fakcie, że w stanie podstawowym elektrony o przeciwnych pędach i spinach łączą się w pary. W tym nowym stanie podstawowym wykorzystane jest efektywne przyciąganie między elektronami wynikłe z oddziaływania z polem fononów. Znaleźliśmy widmo wzbudzeń quasi-cząstkowych z przerwą energetyczną, tak jak to przedstawia rys. 4. Przerwa ta jest bardzo

mała w porównaniu z energią Fermiego, jest ona rzędu milielektronowoltów, podczas gdy energia Fermiego wynosi kilka elektronowoltów. Ta różnica w widmach wzbudzeń normalnych metali i nadprzewodników jest częściowo odpowiedzialna za poważne różnice między ich własnościami. Obliczenia własności nadprzewodników nie są dużo trudniejsze niż dla normalnych metali.

Jednym z najciekawszych wyników zaprezentowanych w Boulder na Konferencji Niskich Temperatur w sierpniu 1972 r. był przedstawiony przez Lee, Richardsona i innych z Cornell University dowód, że ciekły  $^3\text{He}$  doznaje przejścia fazowego, jeśli oziębic go poniżej  $2,7 \cdot 10^{-3}$  K pod wysokim ciśnieniem. Wysłunięto sugestię, że jest to być może przejście parowe analogiczne do przejścia w stan nadprzewodzący elektronów w metalach. Byłoby bardzo pasjonujące, gdyby znaleziono nowy stan nadciekły w  $^3\text{He}$ . Pomiar, które wykazały to przejście fazowe, robiono badając oziębienie Pomeranczuka. Szereg lat temu Pomeranczuk zasugerował, że w czasie zestalania  $^3\text{He}$  pod ciśnieniem (około 25 atm), powinno nastąpić jego oziębienie z powodu wyższej entropii spinowej w ciele stałym niż w cieczy.

## 5. Efekt Josephsona

W ostatnich dziesięciu czy piętnastu latach kolosalnie wzrosło zainteresowanie nadprzewodnictwem. Był to najpopularniejszy temat na konferencji w Boulder w 1972 r. Jest tak po części z powodu istnienia teorii mikroskopowej, którą można stosować do interpretacji doświadczeń i do przewidywania nowych zjawisk, a także częściowo z powodu znalezienia nowych nadprzewodników wytrzymujących wysokie pola magnetyczne. Najbardziej godnym uwagi nowym zjawiskiem, przewidzianym przez teorię, jest efekt Josephsona, mający bardzo ważne skutki zarówno dla nauki, jak i technologii. W roku 1962 B. D. Josephson, który wtedy był jeszcze studentem uniwersytetu w Cambridge, zasugerował na podstawie rozważań teoretycznych, że prąd nadprzewodzący może tunelować poprzez cienką izolującą barierę, oddzielającą dwa nadprzewodniki oraz że prąd ten powinien być proporcjonalny do sinusa różnicy faz między nadprzewodnikami znajdującymi się po obu stronach tej bariery. Ilustruje to rys. 5.

Faza jest zazwyczaj własnością fali, zatem efekt Josephsona jest oznaką, że nadprzewodniki przejawiają efekty kwantowe na skalę makroskopową. Cooper, Schrieffer i ja, dla wygody matematycznej, zapisaliśmy funkcję falową nadprzewodzącego stanu podstawowego w postaci kombinacji liniowej stanów o różnej liczbie cząstek

$$\Psi_s = \sum_N a_N e^{i\chi N} \Psi_N.$$

We wzorze tym  $\Psi_N$  jest funkcją falową stanu podstawowego układu  $N$  par, a  $\chi$  jest fazą. P. W. Anderson wykazał później, że  $\chi$  i  $N$  są zmiennymi sprzężo-

nymi w sensie kwantowo-mechanicznym, podlegającym relacji nieoznaczoności:

$$N = i\partial/\partial\chi, \quad \Delta\chi\Delta N \sim 1.$$

Josephson uczęszczał na wykłady Andersona w Cambridge. Zasugerował on eksperyment nad efektem tunelowym (p. rys. 5), aby zbadać czy faza jest w rzeczywistości istotnym parametrem dla nadprzewodników. Przewidział, że bez przyłożonej różnicy napięć prąd nadprzewodzący powinien przepływać w poprzek bariery oraz że prąd ten powinien być proporcjonalny do sinusa różnicy faz pomiędzy metalami po obu jej stronach.



$$J = J_1 \sin(\chi_1 - \chi_2) = \frac{2e}{\hbar} \frac{\partial W_{12}}{\partial (\chi_1 - \chi_2)}$$

$$W_{12} = -\frac{\hbar J_1}{2e} \cos(\chi_1 - \chi_2)$$

Rys. 5. Złącze tunelowe Josephsona utworzone przez dwa nadprzewodniki oddzielone od siebie bardzo cienką barierą izolującą. Prąd nadprzewodzący, proporcjonalny do zaistniałej różnicy faz, powiązany jest z energią sprężenia  $W_{12}$  wynikłą na skutek przejść par tam i z powrotem przez barierę

Josephson przewidział też, że przy przyłożonej w poprzek bariery różnicy napięć  $V$ , powinien płynąć prąd zmienny o częstotści

$$\nu = \frac{2eV}{\hbar}$$

i jej harmonicznych. Jeżeli  $V$  jest rzędu miliwoltów, to częstotść ta przypada w przedziale mikrofalowym. Powyższy prąd zmienny można wykryć przykładając z zewnętrznego źródła sygnał mikrofalowy w poprzek bariery.

Powyższe przewidywania Josephsona zostały później potwierdzone doświadczalnie. Efekt Josephsona wykorzystano do skonstruowania nadzwyczaj czułych detektorów. Pozwolił on też na wykonanie bardzo dokładnych pomiarów stałych uniwersalnych,  $2e/\hbar$ . Langenberg wraz ze współpracownikami w Pensylwanii otrzymał wartość:

$$2e/\hbar = (483,593718 \pm 0,000060) \text{ MHz}/\mu\text{V}.$$

Oszacowany błąd względny rzędu  $0,12 \cdot 10^{-6}$  spowodowany jest głównie niepewnością napięcia wzorcowego ogniwa. Rezultat ten pozwolił na uściślenie

wartości innych stałych uniwersalnych. Urzędy miar na całym świecie zamierzają użyć zmiennoprądowego efektu Josephsona do zdefiniowania wzorca wolta.

## 6. Zarys rozwoju tranzystora

O zastosowaniach nadprzewodnictwa powiem więcej nieco później. Zanim to uczynię, chciałbym powiedzieć o rozwoju elektroniki półprzewodnikowej i innych zastosowaniach półprzewodników.

Po drugiej wojnie światowej fizyka ciała stałego dojrzała do zastosowań. Solidne podstawy stworzono już w latach trzydziestych, ale istniała duża rozbieżność między teorią a eksperymentem. Dotyczyło to szczególnie własności strukturalnie czułych. Wierzono, że rozbieżność tę można zlikwidować dużym wysiłkiem badawczym. Uważano tak między innymi i w laboratoriach Bell Telephone, gdzie w roku 1945, pod sam koniec wojny, powstała grupa badawcza fizyki ciała stałego. Dołączyłem do tej grupy i zetknąłem się po raz pierwszy z półprzewodnikami dzięki kontaktom z Walterem Brattainem, Williamem Shockley'em, Geraldem Pearsonem i innymi.

Nikt z nas nie zajmował się półprzewodnikami podczas wojny, zatem spotykaliśmy się na seminariach i dyskusjach, w czasie których próbowaliśmy zaznajomić się z literaturą. Ogólne badania podstawowe w dziedzinie ciała stałego oraz innych zostały w zasadzie przerwane podczas wojny. Prowadzono natomiast intensywne badania w kilku dziedzinach ważnych dla celów militarnych. Jednym z tych zagadnień były badania nad krzemem i germanem w celu zastosowania ich jako detektorów w radarach. Zdecydowaliśmy się na skupienie naszych wysiłków na tych materiałach, ponieważ przypuszczaliśmy, że jako pierwiastki dadzą się one łatwiej oczyszczać i łatwiej teoretycznie opisać od innych półprzewodników. Program badawczy był programem badań podstawowych, mającym raczej na celu zrozumienie własności półprzewodników niż nastawionym na skonstruowanie konkretnych urządzeń. Jednakże byliśmy gotowi na zastosowanie do celów praktycznych tego wszystkiego, czego tylko się nauczyliśmy. Jedną z takich możliwości było zbudowanie wzmacniacza półprzewodnikowego. Shockley zasugerował, że prąd w półprzewodniku można modulować przykładając doń poprzeczne pole elektryczne. Sugestię tę wykorzystano później w tranzystorze MOS, składającym się z warstw metalu, tlenku i półprzewodnika, oraz w tranzystorach polowych. W czasie prób zaobserwowania tego efektu na powierzchni germanu odkryliśmy wraz z Brattainem zupełnie nowy sposób modulacji przewodnictwa półprzewodników, polegający na wstrzykiwaniu nośników mniejszościowych. To właśnie odkrycie doprowadziło do wynalezienia tranzystora.

Wynalazek ten był pierwszym krokiem na drodze ku nowej technologii — elektronice półprzewodnikowej. Technologia ta wyszła daleko poza to, co którykolwiek z nas mógłby wyśnić w swoich najśmielszych snach. Dzisiejsza techno-



logia jest wynikiem myślowego wysiłku wielu ludzi. Wydaje się, że co rok lub dwa pojawia się odkrycie będące źródłem dalszych postępów w tej dziedzinie.

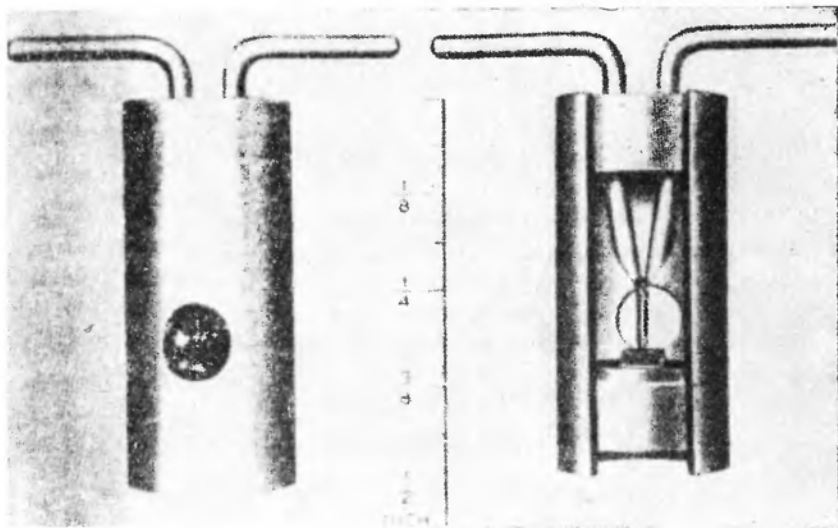
Poniższe zestawienie zawiera kilka z wielu ważnych etapów.

1. Tranzystor ostrzowy	1947-48
2. Otrzymanie monokryształów, oczyszczanie strefowe	1949-
3. Tranzystor złączowy	1950-
4. Aparaty dla głuchoniemych, radia, komputery	1952-
5. Tranzystory krzemowe	1954-
6. Technologia planarna	1960-
7. Obwody scalone	1962-
8. Układy scalone o dużym stopniu integracji	1968-

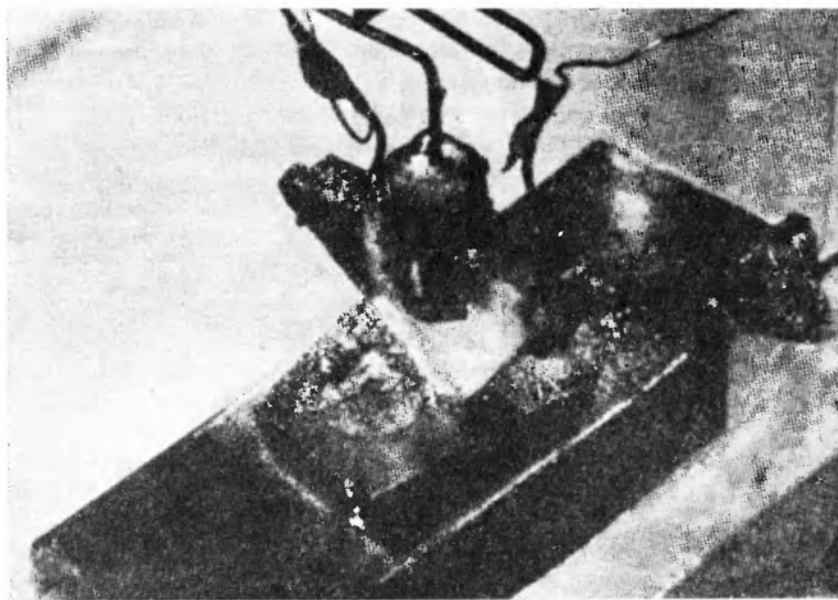
Nadchodzi dwudziesta piąta rocznica wynalezienia tranzystora ostrzowego, zbudowano go w grudniu 1947 roku, a pierwsza informacja literaturowa pochodzi z czerwca roku 1948. W czasie, gdy skonstruowany został pierwszy tranzystor, dysponowaliśmy jedynie materiałem polikrystalicznym o umiarkowanej czystości. Pierwsze monokryształy germanu wyhodowali Teal i Little. Umożliwiło to metodą wzrostu kryształu produkcję tranzystorów złączowych, zasugerowanych dużo wcześniej przez Shockleya na podstawie rozważań teoretycznych. Pierwsze tranzystory złączowe miały dokładnie takie własności, jakie zostały przewidziane i odtąd większość produkowanych tranzystorów jest typu złączowego. Pierwsze zastosowania tranzystorów poza układami telefonicznymi przypadają na rok 1952. Mimo że już dość wcześnie zdawano sobie sprawę z tego, że krzem powinien być materiałem korzystniejszym niż german, to jednak ze względu na to, że jest on trudniejszy do oczyszczenia, pierwsze tranzystory krzemowe nie pojawiły się przed rokiem 1954, kiedy to wyprodukowane zostały przez firmę Texas Instruments. Nadzwyczaj ważnym krokiem było wynalezienie tranzystora planarnego przez Hoerniego, pracującego wówczas, około roku 1960, w Fairchild Co. To właśnie odkrycie przetarło drogę do dzisiejszych obwodów scalonych.

Niektóre z powyższych etapów zilustrowane zostały na rysunkach. Pierwszy, doświadczalny model tranzystora, przedstawiony na rys. 6, składał się z dwóch złotych płatek umieszczonych w bezpośrednim sąsiedztwie powierzchni kawałka germanu. Doprowadził on szybko do zbudowania tranzystora ostrzowego (rys. 7), składającego się z dwóch „kocich wąsów“, które bardzo blisko siebie miały kontakt z małym kawałkiem germanu. Obszar aktywny, rozmiarów rzędu  $10^{-3}$  cm, był niewiele większy niż w dzisiejszych tranzystorach. Chciałbym podkreślić, że z wyjątkiem kontaktów miał on strukturę tranzystora planarnego.

Z chwilą wyhodowania monokryształów germanu powstała możliwość regulowania zawartości domieszek tak, że można było wykonywać złącza p-n.



Rys. 6. Weczesny tranzystor ostrzowy (z Bell Telephone Laboratories)

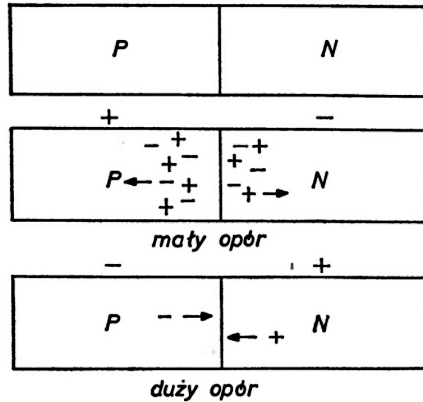


Rys. 7. Pierwszy model doświadczalny do demonstracji efektu tranzystorowego (z Bell Telephone Laboratories)

Tak jak widać to na rys. 8, mamy tu dwa obszary w kryształach, które rozdzielone są płaską granicą i które różnią się od siebie jedynie naturą zawartych w nich domieszek. W obszarze typu p, tym po lewej, znajdują się zjonizowane akceptory, których ujemny ładunek przestrzenny kompensują ruchliwe dziury. Po prawej, w obszarze typu n, zjonizowane, dodatnio naładowane donory skompenso-

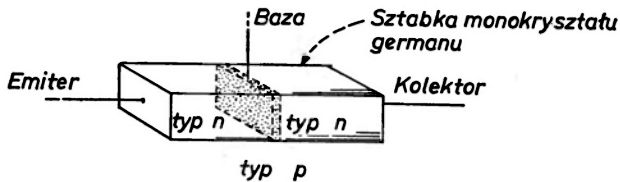
wane są przez elektrony z pasma przewodnictwa. Koncentracja domieszek jest rzędu kilku na milion.

Złącze p-n jest złączem prostującym. Jeśli po stronie p przyłożyć napięcie dodatnie, dziury będą mogły z łatwością popłynąć z lewa na prawo, a elektrony z prawa na lewo. Dodatkowe nośniki mogą wydatnie zwiększyć przewodnictwo.



Rys. 8. Schemat złącza p-n, w którym obszary p i n monokryształu różnią się jedynie rodzajem wprowadzonych domieszek, akceptorów po lewej, a donorów po prawej stronie. Efekt prostujący to duży wzrost przewodnictwa po przyłożeniu dodatniego napięcia po stronie p, co pozwala dziurom płynąć ze strony lewej na prawą, a elektronom z prawej ku lewej. Gdy napięcie przyłożone zostanie w kierunku przeciwnym, popłynie mały prąd. Zatem złącze ma własności prostujące

Jest to efekt tranzystorowy: zmiana przewodnictwa wywołana przez przepływ prądu. Jeżeli przyłożyć napięcie w kierunku przeciwnym, to przepływ prądu polegać będzie na ruchu elektronów w poprzek złącza — ze strony lewej na prawą lub dziur z prawej na lewą. Płynący w tym kierunku prąd będzie mały, bo niewiele jest elektronów przewodnictwa w obszarze p, a dziur w obszarze n, kierunek ten jest kierunkiem zaporowym złącza prostującego.

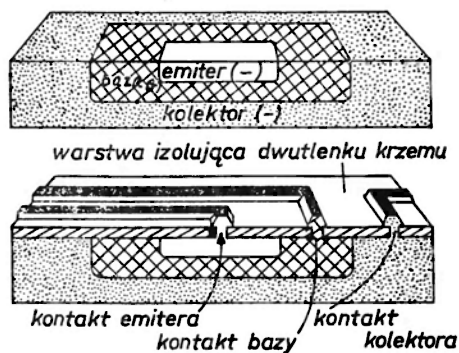


Rys. 9. Schemat wczesnego tranzystora złączeniowego, w którym dwa obszary typu n oddzielone są wąskim obszarem o przeciwnym typie przewodnictwa. Do każdego z tych trzech obszarów doprowadzone są połączenia elektryczne

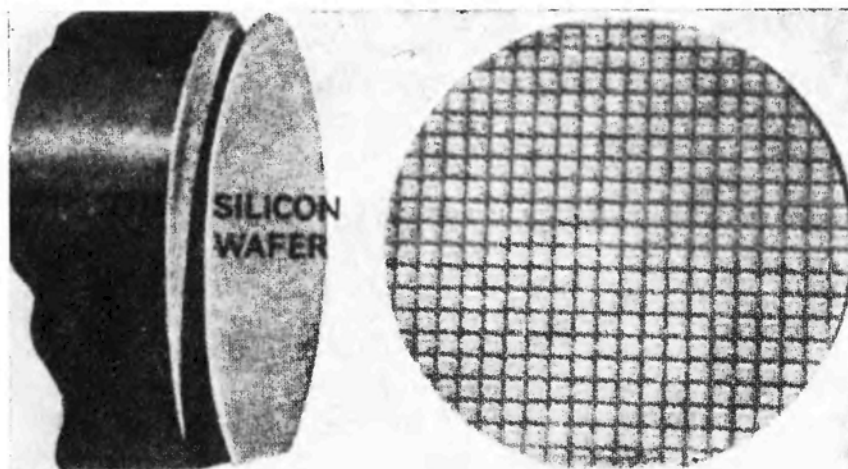
Na rys. 9 przedstawiony jest wyidealizowany model tranzystora złączeniowego. Układ taki został początkowo zasugerowany przez Shockeyleya w celu lepszego zrozumienia zasady, na jakiej działa tranzystor ostrzowy. Okazało się jednak,

że ma on o wiele lepsze własności. Wszystkie dzisiejsze tranzystory bipolarne są typu złączowego. Początkowo domieszki wprowadzano w czasie wzrostu kryształu, ale później rozwinięto metody produkcji złącz p-n drogą dyfuzji domieszek w wysokich temperaturach.

Na rys. 10 przedstawiono uproszczoną wersję współczesnego tranzystora planarnego, który produkowany jest za pomocą szeregu procesów dyfuzji

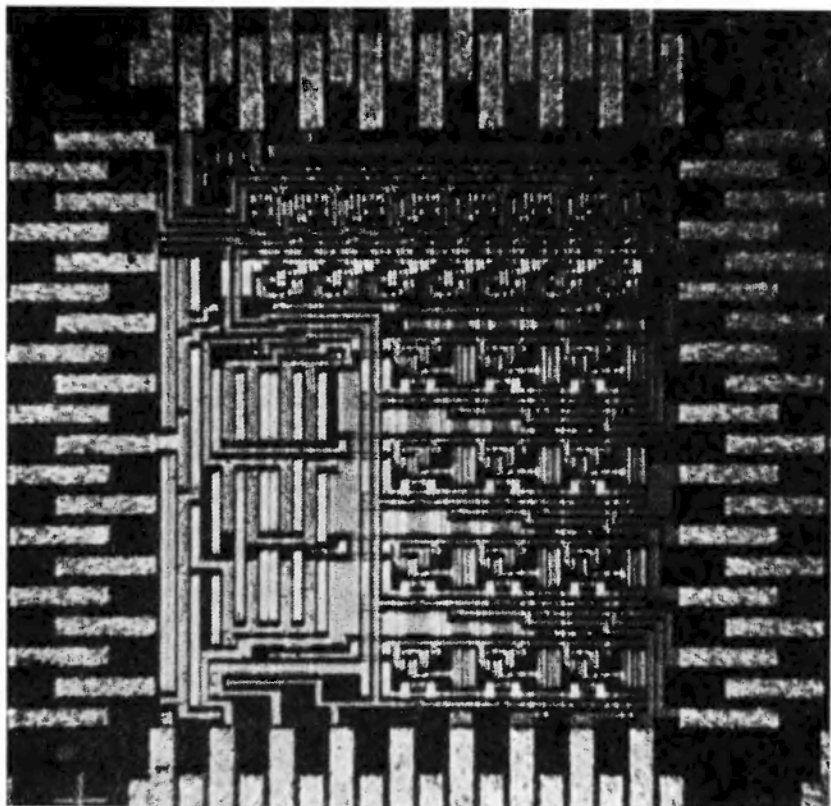


Rys. 10. Uproszczony schemat tranzystora planarnego. Obszary p i n utworzone są drogą selektywnej dyfuzji odpowiednich domieszek



Rys. 11. Tranzystory i obwody scalone produkuje się metodą, w której powstaje jednocześnie wiele identycznych zespołów na tym samym plasterku krzemu

i maskowań. Można wykonywać je partiami, produkując wiele tranzystorów jednocześnie na tym samym plasterku krzemu, co widać na rys. 11. Układy scalone, które zawierają jednocześnie tranzystory i związane z nimi obwody, można produkować tą samą metodą. Kawałek plasterka krzemu, zawierający szereg identycznych obwodów scalonych, przedstawia rys. 12. Plaster taki tnie się w szachownicę i wykonuje połączenia, aby otrzymać niezależne obwody.



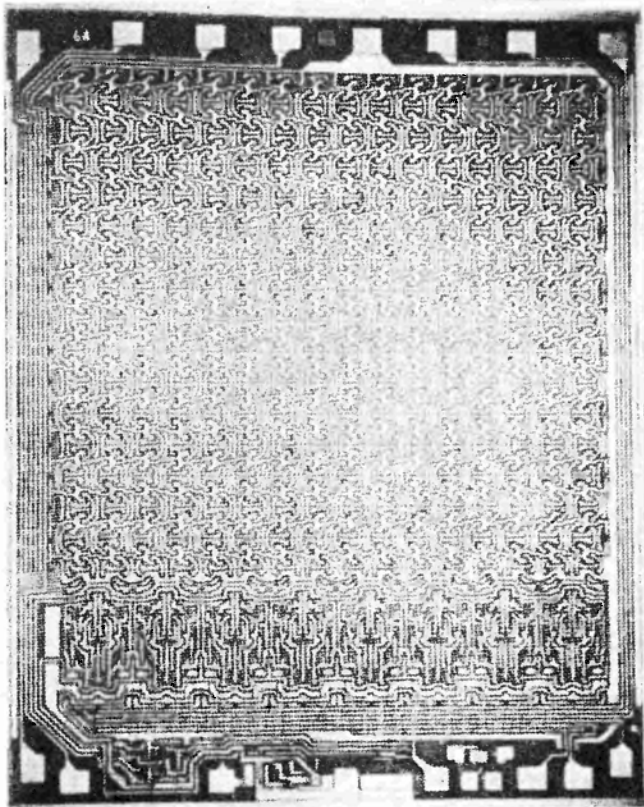
Rys. 12. Obwód scalony średnich rozmiarów (z Bell Telephone Laboratories)

Obecnie budujemy układy elektronowe raczej z obwodów scalonych niż z poszczególnych elementów takich, jak oporniki i tranzystory. Układy scalone o wysokim stopniu integracji składają się z tysięcy tranzystorów. Element pamięciowy dla Illiaca IV, dużej maszyny cyfrowej zbudowanej na Uniwersytecie Illinois, pokazany został na rys. 13. Zawiera on ponad 1000 tranzystorów na monokryształe krzemu. Takie obwody scalone o wysokim stopniu integracji produkuje się i sprzedaje po takiej cenie, że koszt jednego tranzystora jest rzędu dziesiątych części centa. Technologia tych obwodów rozwija się bardzo szybko. Komputer kieszonkowy jest jednym z wielu urządzeń zależnych od postępów w tej dziedzinie.

Poza obwodami elektronicznymi istnieje wiele innych zastosowań półprzewodników, między innymi 1) złącza prostujące wysokiej mocy, 2) złącza luminescencyjne, włączając w to lasery półprzewodnikowe, 3) baterie słoneczne, 4) detektory promieniowania, 5) generatory mikrofal i 6) pojemnościowo sprzężone elementy elektroniczne do pamięci maszyn cyfrowych (charge-coupled devices for computer memories).

Krzemowe złącza p-n są szeroko stosowane w przemyśle energetycznym jako prostowniki dużych mocy. Złącza p-n związków III-V, takich jak GaAs

i GaP, mogą przekształcać, z rozsądną wydajnością, prąd stały o niskim napięciu na światło. Zaczyna się je właśnie szeroko stosować do wskaźników w różnych przyrządach. Złącza takie można też skonstruować tak, aby emitowały światło laserowe. Mogą one też działać w kierunku przeciwnym i przekształcać, jako baterie słoneczne, światło na energię elektryczną. Do wielu detektorów promieniowania wysokoenergetycznego stosuje się półprzewodniki. Używając diod

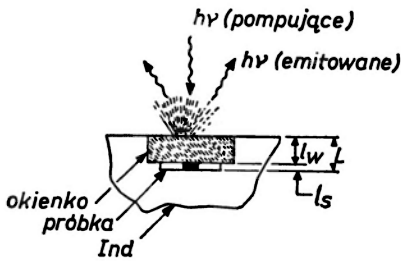


Rys. 13. Obwód scalony o dużym stopniu integracji używany w pamięci Illiaca IV, dużej maszyny cyfrowej zbudowanej na Uniwersytecie Illinois

Gunna, oraz innymi metodami, można, przepuszczając prąd przez półprzewodnik, wytworzyć mikrofałe. Ostatnią nowością laboratoriów Bella są pojemnościowo sprzężone elementy elektroniczne do pamięci maszyn cyfrowych i innych celów.

Diody świecące (LED) wchodzić właśnie, po dziesięciu latach rozwoju, w powszechne użycie. Jednym z ważniejszych jest ich zastosowanie do wskaźników w podręcznych kalkulatorach. Diody GaAsP świecą w kolorze czerwonym, GaP domieszkowane azotem — w zielonym. Inne materiały, na przykład InGaAs, świecą w kolorze żółtym. Pierwszą diodą emitującą światło laserowe była dioda wykonana z GaAs, która emitowała fale podczerwone. Dzięki dal-

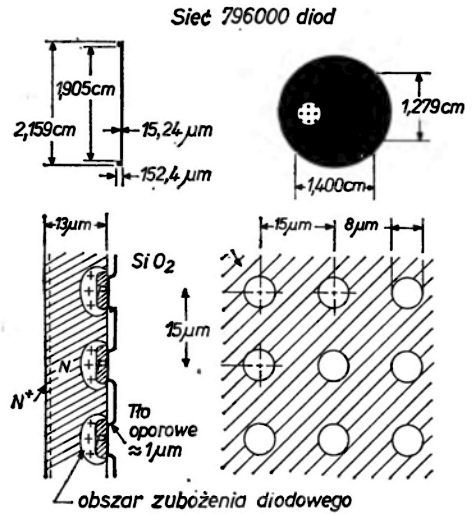
szym postępow, stosując wyrafinowaną technologię związków trój- a nawet czteroskładnikowych, udało się rozszerzyć to widmo do światła żółtego i zielonego. Przewodzący w tych pracach był Ż. Alferow z Leningradu. Jako przykład przytoczę eksperyment N. Holonyaka i jego uczniów z Illinois. Użyli do niego nie złącza p-n ale, jak widać na rys. 14, cienkiej płytki InGaAs o grubości około jednego mikrometra. Płytkę tą, po pobudzeniu zielonym światłem z lasera gazowego, emituje laserowe światło żółte. Można oczekiwać, że w nadchodzących latach złącza luminescencyjne znajdą coraz szersze zastosowanie.



Rys. 14.

Rys. 14. Schemat powstawania światła laserowego w cienkiej próbce InGaAs wywołanego wzbudzeniem optycznym

Rys. 15. Element światłoczuły zastosowany w wideofonie systemu Picturephone, będący zbiorem prawie 800 000 fotodiod znajdujących się na plasterku krzemu o średnicy około 2 cm (z Bell Telephone Laboratories)



Rys. 15.

Rysunek 15, pochodzący z laboratoriów Bella, przedstawia godne uwagi urządzenie zastosowane jako element światłoczuły w wideofonie (system Picturephone). Zastosowano tu technologię obwodów scalonych. Element światłoczuły składa się z blisko 800 000 fotodiod wytworzonych na plasterku krzemu o średnicy około 2 cm.

Poza półprzewodnikami istnieje szereg innych zastosowań fizyki ciała stałego, jak na przykład:

1. Nieprzewodzące tlenki magnetyczne (ferryty). Stosowane do rdzeni pamięciowych komputerów, magnetofonów itp.
2. Złożone materiały o dużej wytrzymałości.
3. Kserografia (fotoprzewodniki selenowe).
4. Lasery półprzewodnikowe, optyka nieliniowa.
5. Holografia (rejestracja obrazu).



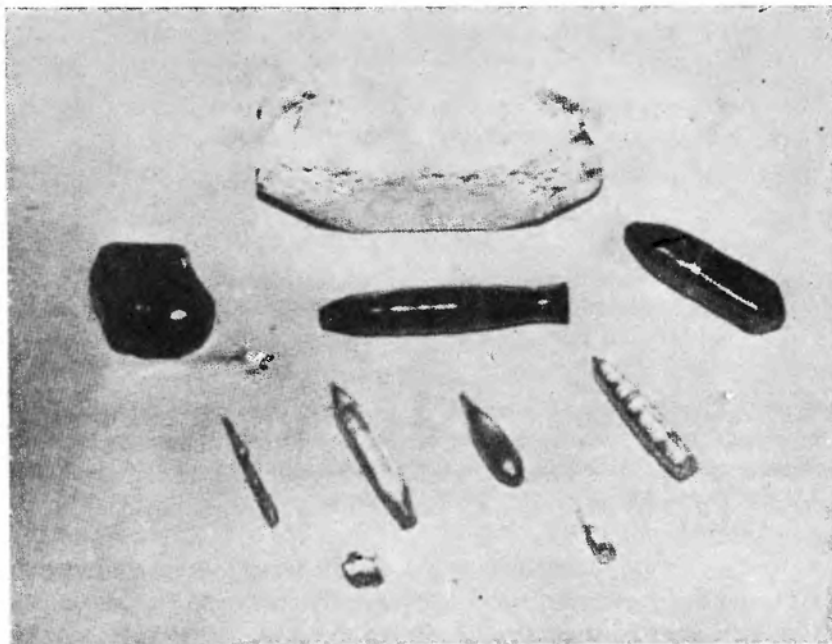
6. Ciekłe kryształy.

7. Pamięć pęcherzykowa (domeny magnetyczne w granacie).

8. Nadprzewodzące elektromagnesy, silniki, generatory, czułe detektory.

Omówię tylko dwie ostatnie pozycje tej listy: magnetyczne pamięci pęcherzykowe i zastosowania nadprzewodnictwa.

Na rys. 16 pokazane są różne kryształy stosowane w przemyśle telekomunikacyjnym. Pierwszy od góry to kwarc stosowany w filtrach krystalicznych.

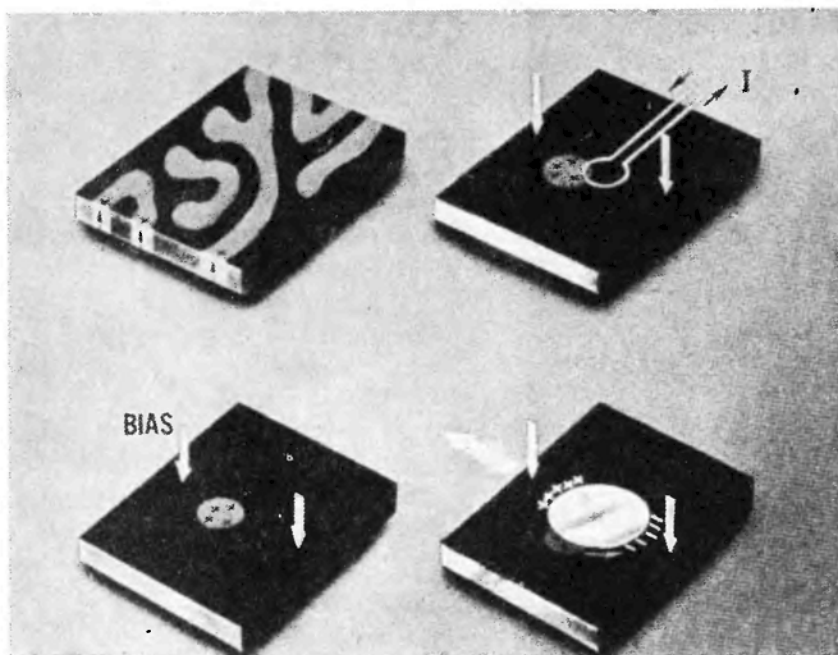


Rys. 16. Kryształy stosowane w przemyśle telekomunikacyjnym (z Bell Telephone Laboratories)

Pierwszy z lewej to kryształ krzemu. W środku leży kryształ syntetycznego rubinu. Właśnie rubin zastosowany był w pierwszym laserze. Po prawej mamy kryształ granatu — związku tlenków pierwiastków ziem rzadkich i tlenków żelaza. Jest to ortoferyt — nieprzewodzący ferromagnetyk. Magnetyczne właściwości materiałów tego typu odkryte zostały w Grenoble przez Louisa Néela i jego współpracowników już po odkryciu i zbadaniu w Philips Laboratory w Eindhoven innej klasy ferromagnetyków nieprzewodzących — ferrytów.

Granaty stosowane są w magnetycznych pamięciach pęcherzykowych maszyn matematycznych. Badania w tym kierunku prowadzone są w laboratoriach Bella. Pamięć taka wymaga użycia doskonałego, syntetycznego kryształu granatu w formie cienkiego plastra. Rys. 17 ilustruje schematycznie domeny ferromagnetyczne w kryształ granatu, w nieobecności pola magnetycznego. Kolorem jasnym oznaczono domeny ze spinem w górę, czarnym — ze spinem w dół. Po przyłożeniu pola magnetycznego skierowanego ku dołowi, czarne do-

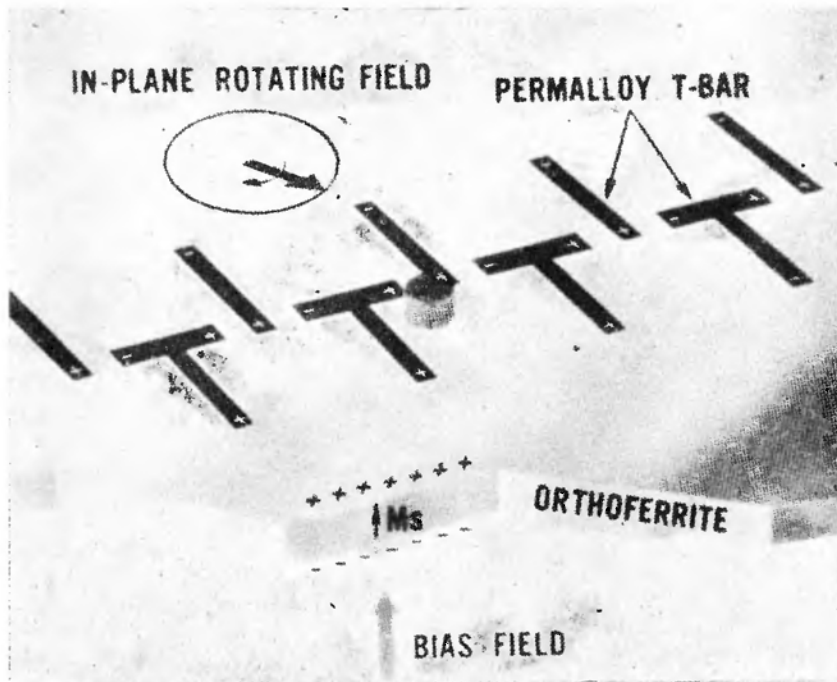




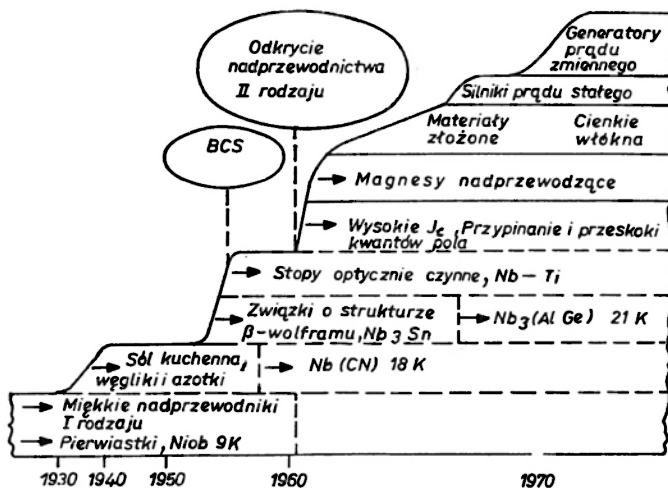
Rys. 17. Domeny ferromagnetyczne w cienkim plastrze monokryształu granatu. Małe domeny, zwane pęcherzykami magnetycznymi, spolaryzowane są ku górze, podczas gdy niemal cały plastrer spolaryzowany jest ku dołowi. Pęcherzyki można przesuwac przykładając pole magnetyczne w płaszczyźnie równoległej do płytki (z Bell Telephone Laboratories)

meny będą wzrastały kosztem jasnych tak długo, aż jasne domeny staną się małymi, izolowanymi, cylindrycznymi pęcherzykami o średnicy około  $100\ \mu\text{m}$ . W idealnym kryształcie można przesuwac te domeny przykładając poprzeczne pole magnetyczne. Na powierzchni kryształu kładzie się paseczki (rys. 18) wykonane z permalaju (magnetycznie miękki stop żelazo-niklowy), które wyznaczają ścieżki, po których poruszają się pęcherzyki oraz ich punkty postojowe. Pęcherzyki można przesuwac z jednego położenia w inne za pomocą przyłożonego pola magnetycznego. W ten sposób może być wykonany rejestr przesuwny i rejestr innych funkcji logicznych maszyny cyfrowej. Ruchy pęcherzyków obserwowane na żywo lub na filmie tworzą piękny widok. Energia potrzebna na przesunięcie pęcherzyka z jednego położenia w inne jest znacznie mniejsza od energii potrzebnej do przełączenia tranzystora. W IBM i innych instytucjach bada się możliwość zastosowania do pamięci złącza Josephsona, w których przesunięcie z jednego położenia w inne kwantów strumienia pola magnetycznego wymagać będzie energii nie większej niż energia potrzebna komórkom mózgowym.

Jako ostatnie przykłady z dziedziny technologii ciała stałego podam potencjalne zastosowanie nadprzewodników w przemyśle energetycznym. Rozwój tych zastosowań nastąpił po odkryciu nadprzewodników mogących wytrzymać bardzo wysokie pola magnetyczne. Rysunek 19, otrzymany od



Rys. 18. Zasada konstrukcji pęcherzykowej pamięci magnetycznej, w której pęcherzyki kierowane są wzdłuż pasków permalojowych celem utworzenia rejestru przesuwanego (z Bell Telephone Laboratories)



Rys. 19. Rozwój technologii materiałów nadprzewodnikowych. Teoria Abrikosowa wirowej struktury nadprzewodników II rodzaju opublikowana została w roku 1957, tym samym co teoria nadprzewodnictwa BCS (wg J. K. Hulm, Westinghouse Research Laboratories)

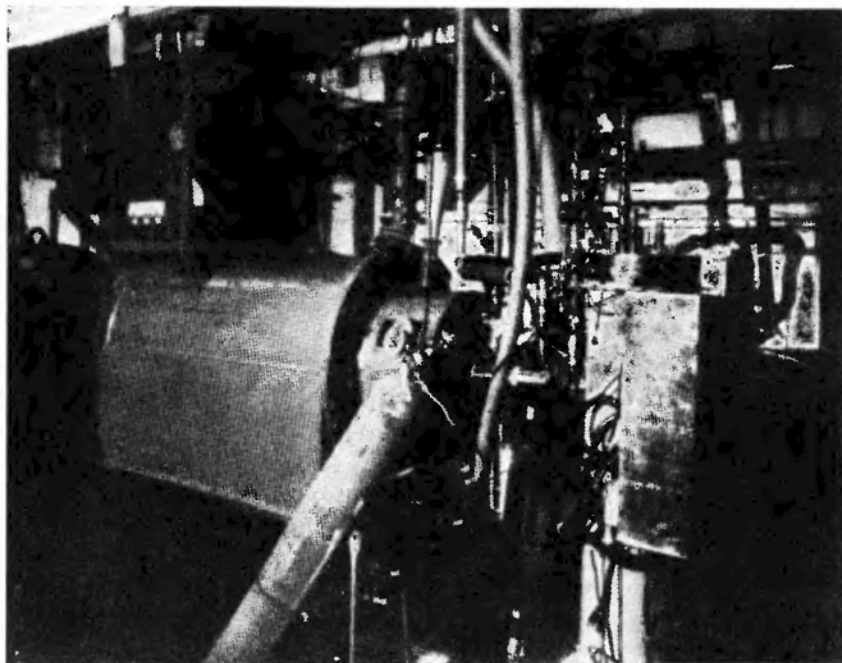
Johna Hulma z Westinghouse Corporation, podsumowuje rozwój w dziedzinie związków nadprzewodzących o względnie wysokiej temperaturze przejścia, oraz postępy w ich zastosowaniach. Wysokopolowe nadprzewodniki zwane są nadprzewodnikami II rodzaju. Pozwalają one na wnikanie pola magnetycznego w postaci pojedynczych, skwantowanych włókien strumienia magnetycznego (linii wirowych). Na każdej Konferencji Niskich Temperatur przyznawana jest nagroda im. Fritza Londona dla przodującego fizyka w tej dziedzinie. Tegoroczna nagroda przypadła A. A. Abrikosowowi, byłemu uczniowi Landaua, który rozwinął teorię nadprzewodników II rodzaju i opublikował ją w roku 1957. Ta właśnie teoria powinna znaleźć się na powyższym wykresie zamiast teorii BCS. Chociaż Abrikosow nie mógł niestety przyjechać do Boulder, aby osobiście odebrać swoją nagrodę, to jednak nadesłał on przemówienie, które zostało odczytane w jego imieniu i było jedną z większych atrakcji tego spotkania. Powiedział on, że opracował swoją teorię nadprzewodników II rodzaju już w roku 1953, ale jego praca była tak bardzo abstrakcyjna i zmatematyzowana, że Landau nie zrozumiał fizyki, która się za nią kryła. W tej sytuacji Abrikosow schował swą pracę do szuflady i nie opublikował jej. Było tak aż do czasu, gdy kilka lat później Feynman przedyskutował istnienie skwantowanych linii wirowych w ciekłym helu. Landau mógł dostrzec analogię z nadprzewodnikami i zezwolił Abrikosowowi na opublikowanie jego teorii. W swoim przemówieniu Abrikosow opowiedział wiele zabawnych historii o swoich dyskusjach z Landauem.

W każdym razie, teoria Abrikosowa ma fundamentalne znaczenie dla zrozumienia nadprzewodnictwa II rodzaju, a właśnie nadprzewodniki II rodzaju są tymi, których używa się w nadprzewodzących elektromagnesach do wytwarzania wysokich pól. Zdobyto duże doświadczenie w produkcji drutu do magnesów nadprzewodzących używanych ze względu na ich stabilność i małe straty w zmiennych polach magnetycznych.

Dzięki wysokim polom, uzyskiwanym w magnesach nadprzewodzących, można produkować generatory i silniki elektryczne o dużo mniejszych rozmiarach od tych, w których stosowane są magnesy o rdzeniach żelaznych. Rysunek 20 przedstawia niedawno wykonany w laboratoriach Westinghouse doświadczalny generator nadprzewodzący o mocy 5 MVA. Zbiornik helu na pierwszym planie ułatwia zorientowanie się w rozmiarach urządzenia. Pracownicy tych laboratoriów są przekonani, że generatory nadprzewodzące będą mogły być użyte do zastosowań praktycznych w niedalekiej przyszłości. Bada się szereg innych potencjalnych zastosowań nadprzewodnictwa. Są to między innymi podziemne linie przesyłowe, magnetycznie unoszone szybkie pociągi oraz silniki elektryczne. Nadprzewodnictwo stoi na progu zastosowań na wielką skalę.

Przedstawiłem tu zaledwie kilka atrakcyjniejszych zagadnień dotyczących nadzwyczajnego rozwoju fizyki i technologii ciała stałego w ostatnim ćwierćwieczu. Co można powiedzieć o przyszłości? Fizyka ciała stałego osiągnęła etap dojrzałej nauki. Gwałtowny rozwój z niedalekiej przeszłości uległ spowolnie-

niu, ale można oczekiwać ciągłego, powolnego wzrostu przynajmniej w takim stopniu jak wzrost całej ekonomii. Dziedzina ta nadal będzie bardzo ważna zarówno dla technologii, jak i nauki. Parametry wielu urządzeń ograniczone są niedoskonałością użytych materiałów. Uzyskanie lepszych własności materiałów powoduje natychmiast udoskonalenie produktów. Można zatem oczekiwać, że dziedzina ta będzie bardzo ważna przez jeszcze wiele lat.



Rys. 20. Generator nadprzewodzący o mocy 5 MVA wyprodukowany w Westinghouse. Zbiornik helu na pierwszym planie może pomóc zorientować się w wielkości urządzenia (z Westinghouse Research Laboratories)

Wśród rozwijających się obecnie dziedzin fizyki ciała stałego są: fizyka powierzchni, zastosowanie wiązek laserowych do eksperymentów rozpraszania światła, badanie kryształów i cieczy kwantowych, nadciekłość, zastosowania nadprzewodnictwa, badania materiałów amorficznych oraz przejść fazowych. Badania obejmują coraz to bardziej złożone materiały.

Idee pochodzące od fizyki ciała stałego stosowane są w innych dziedzinach, takich jak fizyka jądra i cząstek elementarnych, astrofizyka i biologia. Pomagają nam one zrozumieć transport ładunku, wzbudzenia optyczne i inne własności związków organicznych i układów biologicznych. Dziedzina ta nazywana jest często fizyką ciała stałego związków organicznych. Przypuszcza się, że materia neutronowa w pulsarach jest prawdopodobnie nadciekłą. Poza tym, urządzenia będące wynikiem rozwoju fizyki ciała stałego są w powszechnym użyciu we wszystkich dziedzinach nauki.

Możemy porównać rozwój fizyki ciała stałego z rozwojem drzewa owocowego. Ziarna zostały posiane w pierwszych latach obecnego stulecia. Nasiona zakiełkowały i młoda roślina zaczęła energicznie wzrastać po odkryciu mechaniki kwantowej w 1926 roku. Upłynęło jednak kilka lat zanim stała się ona na tyle dojrzała, by móc rodić owoce, pierwszych poważnych plonów doczekano się dopiero po drugiej wojnie światowej. Drzewo wzrastało szybko w dalszym ciągu, wypuszczając wiele nowych gałęzi, a każdy rok przynosił coraz większe zbiory dojrzałych owoców. Dziś drzewo to jest dojrzałe i nie rośnie tak gwałtownie jak w młodości, ale nadal jest zdrowe i pełne energii. Każdy rok przynosi nowe odkrycia i nowe zastosowania. Niektóre z gałęzi mogą uschnąć, ale inne wypuszczają nowe pędy w różnych kierunkach. Oczekujemy, że drzewo to rodić będzie owoce przez jeszcze wiele nadchodzących lat.

*Tłumaczył Zbigniew W. Gortel*

# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Janusz Chmura, Barbara Sagnowska, Jadwiga Salach*

Samodzielny Zakład Fizyki  
Wyższej Szkoły Pedagogicznej  
Kraków

## Programowanie dydaktyczne w nauczaniu fizyki w szkole wyższej

### Programmed Teaching on a University Level

*Abstract:* The programmed teaching method applied both to student's self-study process and to checking its efficiency is described. Preliminary results of the test used in the Physics Department of the Teachers' Training College, Cracow, are reported in detail.

Przed rokiem 1960 powstała w Stanach Zjednoczonych Ameryki Północnej nowa metoda pracy dydaktycznej (a więc uczenia się i nauczania) zwana nauczaniem programowanym. Szybkie rozpowszechnienie się jej w Stanach Zjednoczonych miało dwie główne przyczyny: brak odpowiednio przygotowanych nauczycieli i dążenie do obniżenia kosztów kształcenia.

Podstawy teoretyczne amerykańskiej wersji nauczania programowanego stworzył B. F. Skinner, profesor psychologii Uniwersytetu Harvardzkiego, twórca nowej teorii uczenia się. Podstawowe założenia koncepcji Skinnera są następujące [1]:

1. Uczenie się, którego siłą napędową jest obawa przed karą i otrzymaniem złego stopnia, nie zapewnia dobrych wyników.

2. Laboratoryjne badania nad uczeniem się zwierząt wykazały, że aby zmienić ten stan, należy: podzielić materiał nauczania na małe dawki i natychmiast wzmacniać każdą pożądaną reakcję. Oczywiście, istnieją zasadnicze różnice między uczeniem się zwierząt i ludzi. W przypadku zwierząt wzmocnieniem będzie nagroda w postaci pokarmu, w przypadku człowieka potwierdzenie dobrej odpowiedzi lub prawidłowo wykonanej czynności.

3. Powodzenie sprzyja powstawaniu motywów uczenia się. Tekst programu nie powinien zatem zawierać kroków zbyt trudnych, w których prawdopodobieństwo popełnienia błędu przez ucznia jest duże; częste popełnianie błędów wpływa hamująco na chęć ucznia do pracy.

U podstaw nauczania tradycyjnego jak i nauczania programowanego leżą właściwie te same zasady dydaktyczne, a więc: zasada aktywności ucznia, zasada stopniowania trudności, zasada indywidualizacji itd. z tym tylko, że o ile tradycyjne metody nauczania nie zapewniają bynajmniej realizacji tych zasad, o tyle nauczanie programowane w dużym stopniu umożliwia ich stosowanie [2].

Dlatego też początkowo przyjęto tę metodę z wielką nadzieją, a nawet z entuzjazmem. Przypuszczano, że pozwoli ona rozwiązać wszystkie dotychczasowe niedostatki szkolnictwa [3]. Przygotowano setki tekstów programowanych liniowo, rozgałęzionych jedno- i wielowarstwowych i mieszanych w celu ich masowego stosowania we wszystkich dziedzinach nauczania i w szkołach różnych typów i szczebli. Nauczanie programowane zaczęło przenikać do Anglii, Czechosłowacji, Francji, Niemieckiej Republiki Federalnej, Niemieckiej Republiki Demo-

kratycznej i Związku Radzieckiego. W połowie lat 60 zainteresowano się nim i w Polsce. Prace badawcze w tym zakresie podjęto w Instytucie Pedagogiki UW (w ówczesnej Katedrze Dydaktyki pod kierunkiem prof. Czesława Kupisiewicza) i w Katedrze Dydaktyki Wojskowej Akademii Politycznej.

Rychło jednak pojawiły się głosy krytyczne, w szczególności w Związku Radzieckim. Nie odrzucono tam nauczania programowanego, lecz opracowano jego nową, własną koncepcję (Galperin, Łanda, Tałyżina). Skinner traktował nauczanie programowane ze stanowiska behawioryzmu, dla którego człowiek jest „czarną skrzynką”. Behawiorystę interesują jedynie związki zachodzące między sytuacją, w jakiej znajduje się człowiek i jego reakcja na tę sytuację, co daje się ująć w prosty schemat: bodziec → reakcja [2]. Galperin i inni dydaktycy radzieccy pragną zastąpić hamującą rozwój i inwencję ucznia „tresurę intelektualną” (widoczną w wielu programach zachodnich) samodzielnym zdobywaniem przez niego wiedzy. Łanda przestrzega przed nadawaniem algorytmom rangi uniwersalnych przepisów postępowania w przypadkach, gdzie trzeba się liczyć z nieprzewidzianymi, indywidualnymi reakcjami uczącego się [1].

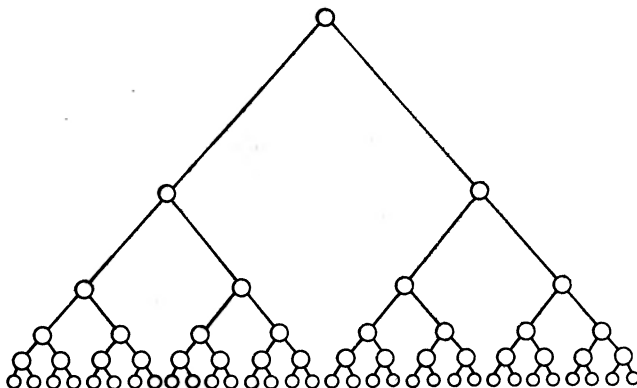
Stwierdzić trzeba, że i w innych krajach zrewidowano pierwotne poglądy na nauczanie programowane i zaczynają się tam pojawiać teksty nie mające nic wspólnego z liniowymi programami Skinnera [4], [5]. Celem prac prowadzonych obecnie w Polsce jest uzyskanie odpowiedzi na pytanie, w jakim stopniu nauczanie programowane może okazać się użyteczne w naszym szkolnictwie. Liczne eksperymenty przeprowadzone w ostatnich latach dowiodły niezbicie, że skuteczność nauczania programowanego w zakresie zaznajamiania uczniów z pamięciową wiedzą bierną jest co najmniej zadowalająca. Nie zawsze jednak przyswojenie wiedzy rozumiemy w taki sposób, a już na pewno nie o taką wiedzę będzie chodziło na wyższym poziomie nauczania, kiedy student powinien samodzielnie dochodzić do pewnych uogólnień, stosować zdobytą wiedzę i przeprowadzać różnego rodzaju rozumowanie [6].

Cz. Kupisiewicz (UW) opracował koncepcję tzw. programu blokowego. Istotnym składnikiem tego programu (oprócz bloku informacyjnego i bloku sprawdzającego zrozumienie przyswojonych informacji) jest blok problemowy, w którym studentowi przedstawia się do rozwiązania różnego rodzaju problemy. W ten sposób przeprowadza się kontrolę i samokontrolę nie tylko opanowania zdobytej wiedzy, ale stopnia jej operatywności [1].

Powstaje zatem pytanie, czy można konstruować takie programy, które pozwoliłyby w wysokim stopniu rozwijać samodzielność studenta i pobudzać go do wysiłku intelektualnego. W Wyższej Szkole Pedagogicznej w Krakowie uznano, że jest to problem naczelnny, którego rozwiązanie zadecyduje o roli, jaką spełniać będzie nauczanie programowane w dydaktyce szkoły wyższej.

W Samodzielnym Zakładzie Fizyki WSP są opracowywane programowane metodą rozgałęzioną materiały pomocnicze do kształtowania umiejętności rozwiązywania zadań fizycznych. Korzystać będą mogli z nich wszyscy studiujący fizykę. Przygotowuje się je jednak z myślą przede wszystkim o studiujących zaocznie, wśród których znajduje się wielu bardzo słabych studentów. Mieszkając z dala od uczelni, często na wsi, nie mogą korzystać z konsultacji nie tylko z prowadzącymi zajęcia, ale nawet z kimkolwiek mogącym udzielić pomocy w przygotowaniu się do ćwiczeń rachunkowych z fizyki. Do dyspozycji mają jedynie podręcznik i zbiór zadań. Wprawdzie autorzy zbiorów zadań z fizyki starają się przystosować je do samodzielnej pracy poprzez udzielanie wskazówek metodycznych, poprzedzanie każdego rozdziału wstępem ujmującym podstawowe prawa i wzory jakie należy stosować, rozwiązania zadań przykładowych, lecz często te zabiegi okazują się niewystarczające. Znane są również zbiory zadań zawierające wszystkie rozwiązania. Mimo poważnej wady, jaką jest fakt, że student przy pierwszych trudnościach rezygnuje z samodzielnej twórczości i korzysta z podanego rozwiązania, spełniałyby te zbiory pozytywną rolę w kształtowaniu umiejętności rozwiązywania zadań. Często jednak z powodu ograniczonej objętości zbioru, rozwiązania pozbawione są analizy sensu fizycznego i ograniczone do przedstawienia opisu matematycznego i przekształceń prowadzących do prawidłowego wyniku. Celowe wydaje się więc opracowanie zbiorów zadań, które stanowiłyby podstawę do samodzielnego pogłębiania znajomości praw fizyki. Rolę tę spełniać

mogą zadania zaprogramowane metodą rozgałęzioną. Każde zaprogramowane zadanie składa się z kilkunastu do kilkudziesięciu (w zależności od stopnia trudności) tzw. ramek, z których pierwsza zawiera temat zadania i kilka alternatywnych odpowiedzi. Tylko jedna z nich jest prawdziwa. Odpowiedzi błędne dobierane są na podstawie analizy możliwych fałszywych dróg myślenia studenta, opartej między innymi na doświadczeniu w pracy dydaktycznej oraz weryfikacji programu. Student rozwiązuje zadanie i porównuje otrzymany wynik z podanymi odpowiedziami. Wybierając jedną z nich jest kierowany do ramki, w której znajdują się odpowiednie wskazówki. Numer ramki i jej treść zależą od rodzaju trudności, jakie programujący koreluje z wybraną odpowiedzią. Postępując zgodnie z programem student otrzymuje coraz bardziej szczegółowe wskazówki. Długość przebytej drogi zależy więc od indywidualnych umiejętności studenta. Jednemu już pierwsze bardzo ogólne wskazówki naprowadzające wystarczą do prawidłowego zrozumienia problemu i rozwiązania zadania. Inny potrzebuje wskazówek bardziej szczegółowych. Najślabszy, któremu nie wystarczyły nawet te najbardziej szczegółowe wskazówki, otrzymuje całkowite rozwiązanie zadania. Równocześnie w zależności od wykrytych w czasie rozwiązywania braków, każdy student jest kierowany do odpowiedniego rozdziału podręcznika. Możliwych dróg przez program jest kilkadziesiąt do kilkaset w zależności od ilości ramek danego programu.



Rys. 1. Struktura programu BSK-3

Dobierając zadania programujący stara się by:

nie były one zbyt trudne dla słabych studentów,  
stanowiły zastosowanie praktyczne podstawowych praw fizyki,  
wskazówki udzielane w poszczególnych zadaniach stanowiły ogólny algorytm dla możliwie dużej grupy zadań.

Opracowujący ten zbiór zadań liczy na to, że zmuszając studenta do pracy w miarę jego możliwości samodzielnej, nie tylko pomoże mu przezwyciężyć trudności w zetknięciu się z bardzo podobnymi do zaprogramowanych zadaniami fizycznymi, ale ułatwi drogę poszukiwania rozwiązania innych zadań problemowych.

Drugą dziedziną działalności zespołu metodycznego Samodzielnego Zakładu Fizyki jest próba zastosowania materiałów programowanych w formie testów do kontroli wiadomości studentów w I pracowni fizycznej.

Ćwiczenia laboratoryjne są w pracowni prowadzone systemem cyklicznym. Grupa studentów jest dzielona na zespoły dwuosobowe i każdy zespół wykonuje inne ćwiczenie. Przy następnych ćwiczeniach zespoły są przesunięte o jeden zestaw laboratoryjny. System pracy w laboratorium jest następujący: student zdaje kolokwium wstępne, które jest warunkiem dopuszczenia do wykonania ćwiczenia, wykonuje odpowiednie pomiary, a po opracowaniu wyników zdaje kolokwium końcowe i uzyskuje zaliczenie danego ćwiczenia. Bardzo ważny jest



pierwszy etap, tzn. wstępna kontrola wiadomości sprawdzająca teoretyczne przygotowanie. Asystent musi prowadzić rozmowę z każdym zespołem, co wymaga dużego nakładu czasu. Bardzo często stosowana jest kontrola w formie kolokwium pisemnego. Umożliwia to równoczesną odpowiedź wszystkich zespołów, ale prowadzący musi poświęcić dodatkowo czas na poprawę prac. Jedną z możliwych form skrócenia czasu kontroli jest stosowanie testów programowanych. Jeśli testy programowane spełniać mają warunki wstępnego kolokwium, muszą być tak konstruowane, aby wystąpiło w nich sprzężenie zwrotne, na podstawie którego student otrzyma informacje, jakich zagadnień nie zna.

Bezmaszynowy System Kontroli programowanej BSK-1 został opracowany w Centralnym Ośrodku Maszyn Dydaktycznych (COMD) w Krakowie [7].

W Samodzielnym Zakładzie Fizyki WSP w Krakowie zostały opracowane programy BSK-3 (Bezmaszynowy System Kontroli programowanej [8]) wg struktury przedstawionej na rysunku 1, które są eksperymentalnie stosowane w I pracowni fizycznej (elektryczność). Sposób posługiwania się programem BSK-3 jest podobny do posługiwania się programem rozgałęzionym. W ramce pierwszej student otrzymuje pytanie, na które musi dać odpowiedź pisemną na karcie odpowiedzi (rys. 2).

#### Karta odpowiedzi

Temat: .....

Nr programu: ..... Ocena: .....

Nazwisko i imię: .....

Rok i kierunek studiów: .....

○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○

○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○ ○

Odpowiedzi pisemne:

1.

2.

Rys. 2. Karta odpowiedzi studenta

Po napisaniu odpowiedzi przechodzi do wskazanej ramki, gdzie znajduje cztery różne odpowiedzi, z których jedna jest prawdziwa. Porównuje odpowiedź napisaną z odpowiedziami podanymi. Przy każdej odpowiedzi znajduje numer ramki, który wskazuje mu dalszą drogę przez program. W przypadku poprawnej odpowiedzi przesuwają się w lewo (rys. 1), gdy odpowiedź była zła przesuwają się w prawo, gdzie otrzymuje następne pytanie. Ramka ostatnia zawiera ocenę oraz wskazuje błędy w przypadku wybrania złych odpowiedzi. Program zawiera 32 możliwe przejścia (rys. 3).

W kółkach na karcie odpowiedzi student wpisuje kolejno numery stron programu, przez które przeszedł. Jest to konieczne dla odtworzenia jego indywidualnej drogi przez program.

W zależności od ilości i jakości popełnionych błędów student wykonuje odpowiednią wersję ćwiczenia. W przypadku otrzymania oceny: bardzo dobry lub dobry wykonuje ćwiczenie bez dodatkowych czynności (wersja I). Jeżeli otrzymał ocenę dostateczną, tzn. popełnił dwa błędy, otrzymuje informację, że powinien wykonać dodatkową obserwację na zestawie umożliwiającym mu zrozumienie danego zjawiska (wersja II), np. jeżeli w ćwiczeniu „Pomiar oporu metodą mostka Wheatstone’a” student dał wszystkie odpowiedzi prawidłowe, przystępuje do wykonania pomiarów na zestawie I. Jeżeli błędna odpowiedź dotyczyła warunku, jaki muszą spełniać różnice potencjałów, aby przez galwanometr nie płynął prąd, otrzymuje dodatkowy zestaw, który umożliwia mu dokonanie odpowiedniej obserwacji — zestaw II. Tak więc prze-

Nr	I	II	III	IV	V	ocena	Nr	I	II	III	IV	V	ocena
1	+	+	+	+	+	bdb	17	—	+	+	+	+	db
2	+	+	+	+	—	db	18	—	+	+	+	—	dost
3	+	+	+	—	+	db	19	—	+	+	—	+	dost
4	+	+	+	—	—	dost	20	—	+	+	—	—	ndst
5	+	+	—	+	+	db	21	—	+	—	+	+	dost
6	+	+	—	+	—	dost	22	—	+	—	+	—	ndst
7	+	+	—	—	+	dost	23	—	+	—	—	+	ndst
8	+	+	—	—	—	ndst	24	—	+	—	—	—	ndst
9	+	—	+	+	—	db	25	—	—	+	+	+	dost
10	+	—	+	—	+	dost	26	—	—	+	+	—	ndst
11	+	—	+	+	—	dost	27	—	—	+	—	+	ndst
12	+	—	—	—	—	ndst	28	—	—	+	—	—	ndst
13	+	—	—	+	+	dost	29	—	—	—	+	+	ndst
14	+	—	—	+	—	ndst	30	—	—	—	+	—	ndst
15	+	—	—	—	+	ndst	31	—	—	—	—	+	ndst
16	+	—	—	—	—	ndst	32	—	—	—	—	—	ndst

Rys. 3. Diagram odpowiedzi BSK-3

bieg wykonania ćwiczenia uwarunkowany jest wynikiem, jaki uzyskuje student w procesie indywidualnej kontroli i pozwala usunąć braki w jego wiedzy, dotyczące danego zagadnienia.

Wyniki kontynuowanych badań wskażą w jakim stopniu programowanie dydaktyczne może być wykorzystane w procesie kształcenia w zakresie fizyki w szkole wyższej.

## Literatura

- [1] Cz. Kupisiewicz, *Metody i przykłady programowania dydaktycznego*, PWN, Warszawa 1970.
- [2] T. Nowacki, T. Karwat, W. Kazimierski, A. Suchanek, *Podstawy nauczania programowanego*, PZWS, Warszawa 1966.
- [3] Cz. Kupisiewicz, *Nauczanie programowane*, PZWS, Warszawa 1970.
- [4] A. S. de Andrada, C. Z. Dib, F. K. Miguel, G. F. Pena, H. M. Munoz, I. Villarroel, M. J. Filho, M. T. Silva, O. P. Yepez, P. Bergvall, *Fizica de la luz*, Instituto Brasilenio de Education, Sao Paulo 1964.
- [5] J. Orear, *Programmed Manual for Students of Fundamental Physics*, John Wiley & Sons, New York—London—Sydney 1965.
- [6] Cz. Kupisiewicz, *Dydaktyka Szkoły Wyższej*, 1, 17 (1972).
- [7] E. Berezowski, *Dydaktyka Szkoły Wyższej*, 1—2, 103 (1970).
- [8] J. Chmura, *Postęp pedagogiczny w kształceniu nauczycieli*, 1, 141 (1973).

Henryk Szydłowski

Instytut Fizyki

Uniwersytet im. Adama Mickiewicza

Poznań

## Rok pracy nad nowym modelem pracowni fizycznej I

### A Year's Work for a New Model of Students Physics Laboratory I

*Abstract:* The article summarizes this year's work aimed at a modernisation of the First Physics Laboratory for students. The curriculum has been extended to comprise a "Theory of Measurement", as introduction to all the Laboratories. The program of the new course is discussed, as well as the preparation of teaching personnel for the new model of laboratory. Conclusions are drawn from this first year of implementation of the new model, and further plans are discussed.

### 1. Przygotowanie do realizacji nowego modelu

W roku akademickim 1972/73 przyjątko do czesćowej realizacji zaproponowanego wzęś-niej [1] nowego modelu pracowni fizycznej I. Możliwość czesćowej realizacji nowego modelu została dzięki przedstawieniu przedmiotn "Matematyczne metody opracowania wyników pomiarów" (W dalszej czesći pracy przedmiot ten bedziemy nazywać "Teoria pomiarów") z se-mestru czwartego na semestr pierwszy. Przyjątko do eksperymentu, mimo że na razie nie udało się zrealizować pozostałych spośród wysuniętych uprzednio [1] postulatów:

Zmniejszenie grup ćwiczeniowych do 9 osób.

Przedłużenie czasu trwania ćwiczeń z 3 do 4 godzin tygodniowo.

Nie wyposazono pracowni w kalkulatory elektroniczne, które na razie zastąpiono suwakami logarytmicznymi.  
Programem wykładów przedmiotn "Teoria pomiarów" realizowanym w semestrze pier-wszym objęto następujące zagadnienia:

1. Elementy metodologii i teorii niepewności pomiarów (błądów).
  2. Elementy techniki rachunków numerycznych; suwak logarytmiczny.
  3. Metody przedstawiania danych.
  4. Elementy rachunku prawdopodobieństwa i rozkłady zmiennych losowych.
  5. Elementy statystyki matematycznej; rozkłady z próby.
  6. Metoda najmniejszych kwadratów i jej zastosowanie do analizy korelacji i regresji.
  7. Wnioskowanie statystyczne i planowanie pomiarów.
- Program ćwiczeń obejmował: obliczanie niepewności systematycznych, wykonywanie rachun-ków za pomocą suwaka logarytmicznego, obliczanie parametrów z próby zmiennych losowych jedno- i dwuwymiarowych oraz estymacja statystyczna.

Na ćwiczeniach wykonywano wszystkie obliczenia za pomocą suwaków logarytmicznych. Ćwiczenia prowadzono w zasadzie według niektórych spośród schematów zawartych w podręczniku Grenia [2], natomiast tematykę zadań bardzo często czerpano z aktualnych prac naukowych oraz z pracowni studenckich. Materiał do wykładów czerpano z bardzo licznych źródeł [3—14]. Stosunkowo najbardziej zbliżony do programu wykładów ze statystyki był podręcznik Pawłowskiego [4]. Uzupełniano go głównie pozycjami [3, 5] oraz [9]. Z uwagi na pewne braki w przygotowaniu matematycznym słuchaczy, na pierwszych ćwiczeniach omówiono pochodne cząstkowe oraz szereg Taylora. Stwierdzono, że poza bardzo nielicznymi przypadkami (głównie repetentów) matematyka nie stanowiła żadnej przeszkody w opanowaniu materiału wykładów i ćwiczeń. Egzamin końcowy po pierwszym semestrze wykazał dobre opanowanie objętego programem materiału.

Zarówno wykład, jak i ćwiczenia prowadził zespół fizyków prowadzący równocześnie zajęcia w pracowni. Zespół ten zbierał się co dwa tygodnie celem omówienia programu ćwiczeń i wyników dotychczasowej pracy. Teksty zadań ustalał każdy indywidualnie i podawał je do wiadomości całego zespołu.

Celem zapoznania prowadzących ćwiczenia w pracowniach z materiałem wykładów i ćwiczeń, w przerwie międzysemestralnej zorganizowano trzydniowe konwersatorium na temat „Zastosowanie statystyki matematycznej do analizy pomiarów fizycznych”. Odbyły się następujące wykłady: 1. Rola statystyki w fizyce. 2. Podstawowe pojęcia statystyki matematycznej. 3. Rozkłady zmiennych losowych. 4. Zastosowanie metody najmniejszych kwadratów do analizy regresji. 5. Wnioskowanie statystyczne i planowanie pomiarów.

W ramach konwersatorium prowadzono również zajęcia pokazowo-ćwiczeniowe z następującym programem: 1. Obliczanie parametrów rozkładu i estymacja przedziałowa. 2. Parametryczne testy istotności. 3. Test zgodności chi kwadrat. 4. Analiza korelacji i regresji.

## 2. Zmieniony model pracowni

Zajęcia w pracowni odbywały się zgodnie z obowiązującym planem wersji I [16] w wymiarze 3 godziny tygodniowo. Zajęcia odbywały się w następujący sposób: po ustawieniu aparatury wykonywano po 2—3 pomiary próbne wielkości prostych oraz oceniano niepewności pomiarowe. Korzystając z pomiarów próbnych obliczano maksymalne niepewności pomiarowe wielkości złożonych i oceniano udział wnoszony przez poszczególne wielkości proste do niepewności maksymalnej wielkości złożonej. W oparciu o te wyniki planowano pomiary końcowe zapewniające optymalny, czyli obciążony najmniejszą niepewnością pomiarową, wynik końcowy. Planowano minimalną liczbę niezbędnych pomiarów, sposób ich wykonywania, a w niektórych pomiarach również i metodę pomiaru poszczególnych wielkości prostych. Pomiary końcowe wykonywano według zaproponowanego przez studenta i zatwierdzonego przez asystenta planu. Obliczenia końcowe wykonywano w domu w sposób następujący: wyznaczane z pomiarów wielkości fizyczne obliczano z dużą dokładnością. Obliczano odchylenia standardowe, które stanowiły miarę niepewności pomiarowych. Celem porównania wyników uzyskanych w różnych pomiarach lub wyników własnych z danymi tablicowymi stosowano parametryczne testy istotności. Ponadto wykonywano estymację przedziałową wyników końcowych. W przypadku nielicznych doświadczeń, w których nie można określić odchylenia standardowego, analizę niepewności pomiarowych wykonywano według obowiązujących dotąd zasad.

W przypadku pomiaru wielkości zależnych, na zajęciach sporządzano wykres pomiarów próbnych i planowano rozmieszczenie punktów pomiarów końcowych. W przypadku zależności liniowych, na ćwiczeniach obliczano współczynnik korelacji. Wykonywano już w domu analizę regresji we wszystkich przypadkach, w których badaną zależność udawało się sprowadzić do postaci liniowej. Obliczano współczynniki regresji liniowej, ich odchylenia standardowe, oraz wykonywano estymację statystyczną. W przypadku, gdy współczynniki regresji

stosowano przy obliczaniu stałych fizycznych, postępowano podobnie jak przy obliczaniu wielkości fizycznej, traktując współczynniki regresji jak wielkości fizyczne, jako wyniki kon-

cowe podawano: wartość średnią, odchylenie standardowe i przedział ufności.

### 3. Wnioski

Celem zapoznania się z opinią samych studentów na temat przeprowadzonych reform, rozpisano ankiety wśród studentów I i II roku fizyki, którzy wznikli potwierdziły szerszość wprowadzonych zmian. Studenti II roku, którzy "teorii pomiarów" wysnuwali zgodnie z planem [16] w semestrze 4, wypowiedzieli się w 90% za koniecznością realizowania przedmiotu na kierunku fizyki, lecz równocześnie za przeniesieniem tego przedmiotu na semestr pierwszy. Studenti I roku, dla których realizowano nowy model, stwierdzili, że nie mają kłopotów z modelem operacyjnym wyników, lecz uskarżają się na czasochłonność obliczeń. Na każde zajęcie w pracowni przypada przeciętnie 6-6 godzin pracy w domu, z czego aż 4,1 godziny poświęcają na obliczenia. Jakkolwiek wydaje się, że 6-6 godzin poświęcanych pracowni to dużo, jednak pamietając, że jestsze przed rokiem, gdy statystyczne opracowanie wyników nie było wymagane, podobna ankieta wykazała, że na pracownię przeznaczano 7,3 godzin tygodniowo. Różnica w czasie nie jest istotnie znacząca w sensie statystycznym i można wytykać wąsok, że mimo iż ilość niezbędnych obliczeń wyraźnie wzrosła w nowym modelu, to nie pochłaniała one więcej czasu niż w latach ubiegłych. Do uzyskania takiego wyniku znacznie przyczyniło się rozporządzenie suwaka logarytmicznego oraz wyeliminowanie konieczności przyswajania sobie teorii niepewności pomiarowych metodą prób i błędów.

Czas niezbędny do opracowania każdego doświadczenia można by jeszcze znacznie skrócić, gdyby udało się zrealizować postulat zwiększenia liczby godzin pracowni do czterech tygodniowo, oraz gdyby udało się wyposażyć pracownię w proste kalkulatory elektroniczne. Dodałkwa godzina ćwiczeń byłaby przeznaczona w części na dokładniejsze planowanie pomiarów, a w części na wykonanie obliczeń końcowych.

Reasumując należy stwierdzić, że przesunięcie na semestr pierwszy przedmiot "teoria pomiarów" jest bardzo korzystne, bowiem eliminuje konieczność mechanicznego podjęcia do pomiarów fizycznych, umożliwia prowadzenie pracowni na poziomie akademickim i uwalnia studentów od konieczności przyswajania dyskusyjnie niepewności pomiarowych metodą prób i błędów. Ponadto należy podkreślić wagę ściślego zespolenia teorii pomiarów z pracownią. Teoria po-zyczna I, w której wykonuje się najwięcej doświadczeń fizycznych. Przedmiot "teoria pomiarów" (Matematyczne metody opracowania wyników pomiarów) w właściwy sposób wprowadzony, stanowi doskonałe wprowadzenie do wszystkich pracowni i jest doskonałą formą realizacji wysuniętego w części [17] postulatu wprowadzenia wykładu i ćwiczeń wprowadzających do pracowni.

### Literatura

- [1] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki*, 23, 583 (1972).
- [2] J. Greh, *Model i zadania statystyki matematycznej*, PWN, Warszawa 1970.
- [3] A. Strzałkowski, A. Siłczyński, *Matematyczne metody opracowania wyników pomiarów*, PWN, Warszawa 1969.
- [4] Z. Pawłowski, *Wstęp do statystyki matematycznej*, Warszawa 1966.
- [5] H. Hånseł, *Podstawy rachunku błędów*, Warszawa 1968.
- [6] W. Oktaba, *Elementy statystyki matematycznej i metodyka doświadczalnictwa*, Warszawa 1966.
- [7] S. Zubrzycki, *Wykłady rachunku prawdopodobieństwa i statystyki matematycznej*, Warszawa 1970.

- [8] M. Fisz, *Rachunek prawdopodobieństwa i statystyka matematyczna*, Warszawa 1969.
- [9] E. B. Wilson, *Wstęp do badań naukowych*, Warszawa 1968.
- [10] N. W. Smirnow, I. W. Dunin-Barkowski, *Krótki kurs statystyki matematycznej*, Warszawa 1966.
- [11] W. Sadowski, *Statystyka matematyczna*, Warszawa 1965.
- [12] J. E. Freund, *Podstawy nowoczesnej statystyki*, Warszawa 1968.
- [13] W. Volk, *Statystyka stosowana dla inżynierów*, Warszawa 1965.
- [14] L. E. Rumsziskij, *Matematičeskaja obrabotka rezultatow eksperimenta*, Moskwa 1971.
- [15] W. Sadowski, *Tablice statystyczne*, Warszawa 1966.
- [16] Plan studiów (wersja I) dla kierunku studiów: fizyka, rok 1971.
- [17] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki*, **22**, 275 (1971).

# NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

*Marek Szczekowski*

Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa

## Metody analizy danych z komór pęcherzykowych w fizyce wysokich energii

### Methods of Bubble Chamber Data Analysis in High Energy Physics

*Abstract:* Short review of recent methods of bubble chamber data analysis in high energy physics is given. The method of computer usage to on-line control of manual measuring projectors, based on system used in Warsaw Bubble Chamber Group, is described. Short discussion of highly automated devices used recently in measurement of bubble chamber photos is also given.

#### Wstęp

Szybki rozwój fizyki cząstek elementarnych powoduje konieczność opracowywania coraz większych ilości danych doświadczalnych, głównie w postaci zdjęć zderzeń cząstek elementarnych w komorach pęcherzykowych i iskrowych. Kluczowym problemem w procesie opracowywania wyników doświadczalnych staje się szybkość wyszukiwania i pomiarów przypadków zarejestrowanych na filmach. Zwiększenie szybkości pomiarów można osiągnąć przez większą automatyzację pomiaru oraz możliwie wczesne wykrywanie pomyłek i niedokładności przy pracy operatora w celu natychmiastowego skorygowania tych błędów.

Poniżej przedstawiony został przegląd metod używanych obecnie przy pomiarach zdjęć z komór pęcherzykowych. W rozdziale 2 omówiono pokrótce przebieg procesu opracowywania danych z komór pęcherzykowych. W rozdziale 3 na przykładzie działającego w ośrodku warszawskim systemu pomiarowego przedstawiono metodę użycia maszyny cyfrowej do kontroli pracy operatora na ręcznym aparacie pomiarowym. Rozdział 4 zawiera opis bardziej zautomatyzowanych urządzeń używanych obecnie do pomiarów w różnych laboratoriach na świecie.

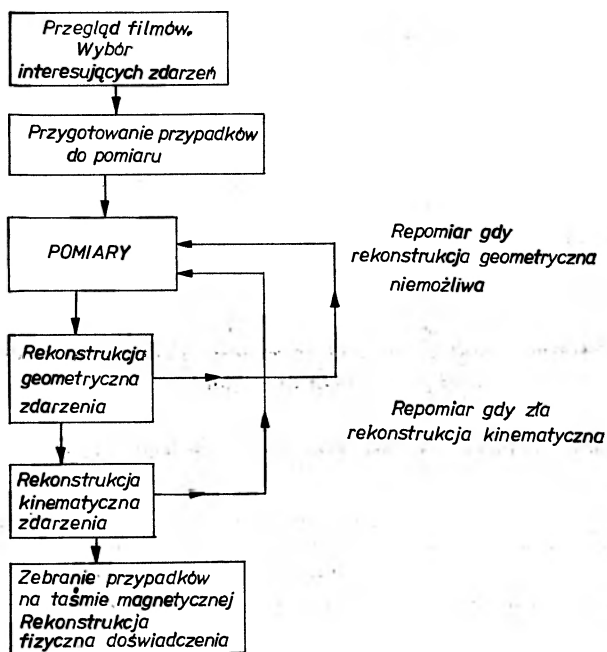
#### 2. Opracowywanie danych z komór pęcherzykowych [1]

Po naświetleniu zdjęć zderzeń cząstek elementarnych w komorze pęcherzykowej otrzymuje się olbrzymią ilość informacji zmagazynowanej w postaci filmów. W przeciętnym eksperymencie opracowuje się obecnie kilkaset tysięcy zdjęć stereoskopowych<sup>1</sup>, z których każde zawiera

<sup>1</sup> Każde zdarzenie w komorze pęcherzykowej fotografowane jest z kilku (przeważnie trzech) obiektywów, co pozwala na późniejsze odtworzenie tego przypadku w przestrzeni.

około  $10^6$  bitów informacji<sup>2</sup>. Większość tej informacji jest bezużyteczna i zadaniem systemu analizy danych jest zredukowanie tej liczby i wybranie żądanej informacji fizycznej. Duża ilość danych sprawia, że konieczne jest tu użycie maszyn cyfrowych dla każdego etapu w procesie analizy danych.

Na rys. 1 podano schemat typowego systemu opracowywania danych w eksperymentach komorowych.



Rys. 1. Typowy proces opracowywania danych z komór pęcherzykowych

Pierwszym zadaniem jest przegląd filmów z zarejestrowanymi śladami cząstek elementarnych i wybór interesujących przypadków. Odbywa się to na specjalnych stołach umożliwiających jednocześnie przeszukiwanie powiększonych zdjęć z różnych obiektywów. Wybrane przypadki są oznaczane, opatrzone dokładną instrukcją pomiarową oraz katalogowane na taśmie magnetycznej [3]. Na taśmie tej zapisywana będzie cała historia przypadku w czasie procesu opracowywania danych. Ponieważ nie każde zdjęcie zawiera interesujący przypadek, już na tym etapie osiąga się pewne ograniczenie ilości danych.

Najpoważniejszą redukcję informacji zawartej na zdjęciach osiąga się w procesie pomiaru. Dla przypadków wybranych w czasie przeglądu mierzy się po pierwsze specjalne punkty odniesienia, tzw. marki, których rzeczywiste współrzędne w komorze są znane. Pomiary te służą do wykonania transformacji pozostałych zmierzonych punktów do układu komory. Mierzone są następnie punkty oddziaływania tzw. wierzchołki oraz kilka punktów na każdym torze. Po zmierzeniu całego przypadku na trzech<sup>3</sup> stereoskopowych zdjęciach (ryc. 2) następuje

<sup>2</sup> Stosunek szerokości zdjęcia do grubości toru jest w przybliżeniu równy  $10^3$ . Dzieląc całe zdjęcie na kwadraty o rozmiarach grubości toru, dostaje się wobec tego obraz zdjęcia jako zbiór około  $10^6$  czarnych i białych elementów [2].

<sup>3</sup> W wielu wypadkach, zwłaszcza w obecnie zbudowanej nowej generacji dużych komór pęcherzykowych, liczba kamer wykonujących zdjęcia jest większa. Na przykład w zbudowanej w CERN-ie komorze wodorowej BEBC przypadki fotografowane są z pięciu różnych położeń, a w wypełnionej ciężką cieczą komorze „Gargamelle“ o wymiarach  $4,8 \text{ m} \times 1,9 \text{ m} \times 1,9 \text{ m}$  aż osiem kamer wykonuje zdjęcia.





Ryc. 2. Zdjęcie z wodorowej komory pęcherzykowej naświetlonej wiązką mezonów  $\pi^+$  przy prędkości 16 GeV/c

trójwymiarowa rekonstrukcja zdarzenia. Program geometrii odtwarza w przestrzeni torę cząstek elementarnych, a z zakrzywienia ich w polu magnetycznym można policzyć pęd cząstek. Gdy rekonstrukcja geometryczna zdarzenia jest niemożliwa, pomiar przypadku zo-

staje powtórzony. Trzy składowe pędu dla każdej cząstki wyprodukowanej w oddziaływaniu służą jako dane wejściowe do programu rekonstrukcji kinematycznej [4].

Przy użyciu zasad zachowania energii i pędu dopasowuje on masy cząstek, a tym samym identyfikuje zdarzenie. Cztery równania dla zachowania energii i trzech składowych pędu w zderzeniach cząstek elementarnych pozwalają w zasadzie nie tylko na poprawne zidentyfikowanie przypadków, w których produkują się jedynie cząstki naładowane, ale również na wybranie zdarzeń z produkcją jednej cząstki neutralnej, niewidocznej w komorze. Błędy pomiarowe sprawiają jednak, że metoda zastosowana do identyfikacji przypadków nie jest absolutnie pewna i potrzebna jest na tym etapie dodatkowa informacja, jaką jest jonizacja torów cząstek elementarnych. Stopień zaciemnienia toru, zależny od prędkości cząstki, pozwala często przy znanym pędzie na określenie masy. Wyniki programu identyfikacji są więc korygowane i błędnie przypisane hipotezy<sup>4</sup> odrzucane. W przypadkach, gdy mimo użycia informacji dodatkowych kilka hipotez jest jednakowo prawdopodobnych, przyjmuje się wszystkie, lecz opatruje się je mniejszymi wagami<sup>5</sup>.

Tak zidentyfikowane przypadki są następnie klasyfikowane według różnych kryteriów i zbierane na taśmach magnetycznych. Zebranie przypadków zderzeń określonego typu pozwala na statystyczną analizę eksperymentu, tzn. otrzymanie rozkładów doświadczalnych żądanych wielkości fizycznych.

Jak widać z powyższego schematu, najwolniejszymi, bo wykonywanymi głównie przez człowieka, etapami procesu opracowywania danych są: przegląd i szczególnie pracochłonne pomiary zdjęć. Pozostała analiza wykonywana jest prawie całkowicie przez maszynę cyfrową. Konieczność zwiększenia statystyki przypadków w doświadczeniach z dziedziny fizyki wysokich energii powoduje więc potrzebę zwiększenia szybkości przeglądu i pomiaru zdjęć.

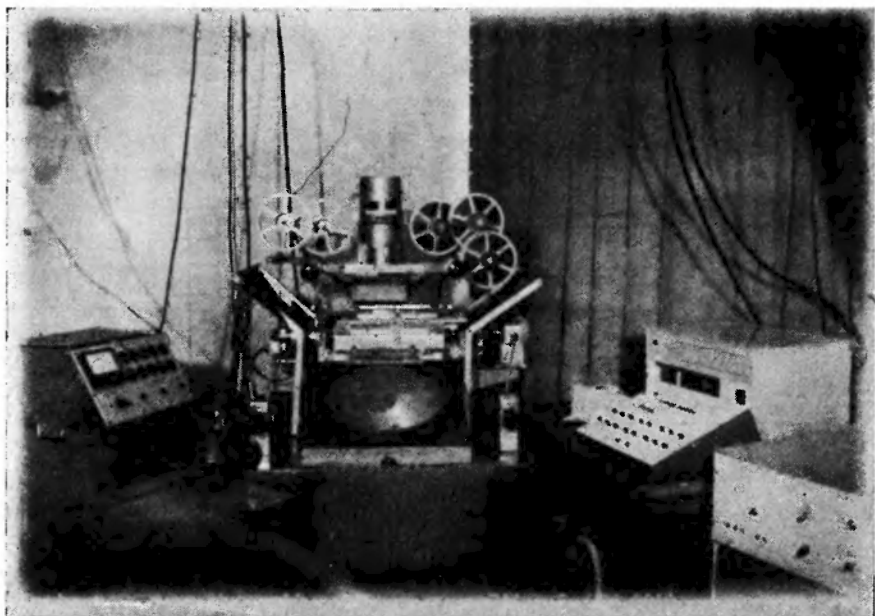
### 3. Ręczne aparaty pomiarowe kontrolowane na linii przez maszynę cyfrową

Najszerzej używane dotychczas aparaty do pomiaru zdjęć z komór pęcherzykowych to różnego typu mikroskopy projekcyjne sterowane przez operatora (ryc. 3 i 4). Zasada pomiaru jest we wszystkich tych aparatach podobna i polega na ręcznym nastawianiu specjalnego krzyża na odpowiednie punkty widocznego na ekranie zdjęcia. Automatyczny przelicznik rewersyjny przetwarza ruch stolika z zamocowanym filmem na współrzędne cyfrowe X i Y nastawianego punktu, które przez naciśnięcie klawisza na pulpicie operatora mogą być przesłane na taśmę perforowaną lub bezpośrednio do rejestru elektronicznej maszyny cyfrowej (EMC) (rys. 5). W celu ułatwienia pomiarów i zwiększenia ich dokładności obraz zdjęcia zostaje powiększony przez układ optyczny aparatu kilkanaście razy. Aparaty używane do pomiarów zdjęć z komór pęcherzykowych powinny podawać współrzędne z dokładnością około 5 mikronów na filmie.

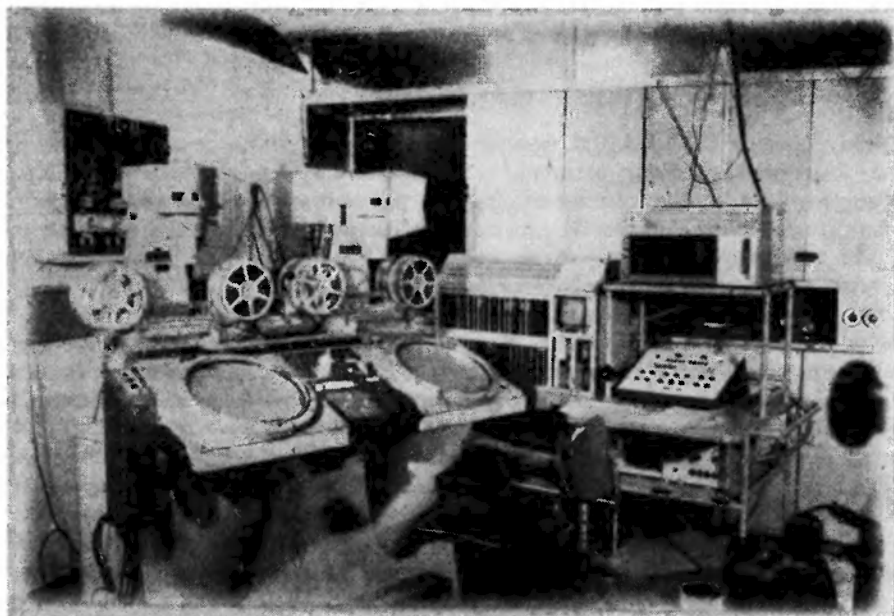
W czasie wykonywania pomiarów operator popełnia błędy albo typu formalnego, jak pominięcie pewnych symboli czy współrzędnych, albo typu pomiarowego polegające na niedokładnym nastawieniu zmierzonych punktów. Błędy te powodują, że przypadek nie może być odtworzony w przestrzeni przez program rekonstrukcji geometrycznej i konieczne są ponowne pomiary źle zmierzonych punktów. Przy wyprowadzeniu wyników pomiarów na taśmę perforowaną błędy takie powodują czasami konieczność zmierzenia ponownie całego przypadku. Jeśli czynności operatora kontrolowane są bezpośrednio podczas pomiarów przez maszynę

<sup>4</sup> Hipotezą nazywa się każdą konfigurację przypisanych do torów mas cząstek elementarnych, która jest sprawdzana przez program rekonstrukcji kinematycznej zdarzenia.

<sup>5</sup> Na przykład, jeśli program rekonstrukcji kinematycznej oraz zastosowane dodatkowe testy nie potrafią wyraźnie odrzucić jednej z dwóch konkurencyjnych hipotez, przypadek wchodzi do zbiorów przypadków zarówno jednej, jak i drugiej hipotezy, opatrzony wagą 1/2. Przypadki jednoznacznie zidentyfikowane mają wagę 1. Wagi te uwzględniane są przy statystycznej analizie eksperymentu.



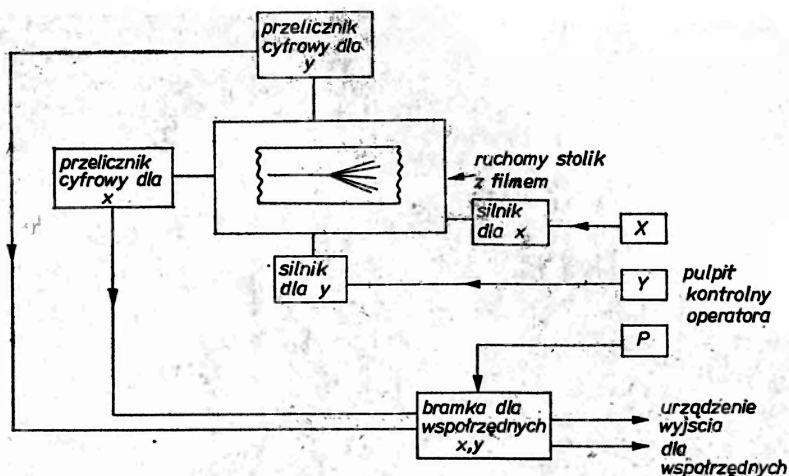
Ryc. 3. Mikroskop projekcyjny do pomiarów zdjęć z komór pęcherzykowych MAŁY



Ryc. 4. Mikroskop projekcyjny do pomiarów zdjęć z komór pęcherzykowych TANDEM

cyfrową podłączoną „na linii” do aparatu pomiarowego, większość tych błędów może być natychmiast skorygowana. Powoduje to znaczne przyspieszenie pomiarów.

Dokładny opis systemu kontrolującego „na linii” pomiary przedstawiono poniżej na przykładzie układu programów używanych w warszawskiej grupie komór pęcherzykowych [6].



Rys. 5. Schemat blokowy układu pomiarowego aparatów MAŁY i TANDEM

Używa się tu czterech ręcznych automatów pomiarowych typu mikroskopów projekcyjnych. Dwa z nich MAŁY i TANDEM zbudowano w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego oraz w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie, a pozostałe to skonstruowane w CERN-ie urządzenia typu IEP [5]. Automaty MAŁY i TANDEM współpracują obecnie z maszyną cyfrową, natomiast elektronika współpracy dla IEP-ów jest w budowie. Do kontroli pomiarów wykorzystano maszynę cyfrową średniej wielkości KAR-65<sup>6</sup> zbudowaną w IFD UW.

#### A. Konfiguracja maszyny i aparatów pomiarowych

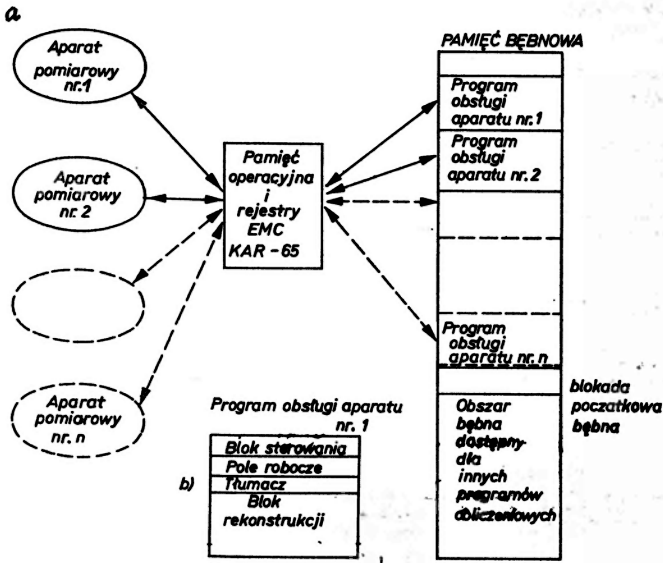
W obecnym stanie EMC KAR-65 kontroluje pomiary na dwóch aparatach pomiarowych. Ponieważ jednak program obsługi został tak skonstruowany, że dołączenie następnych aparatów jest bardzo proste i polega jedynie na automatycznym dodawaniu następnych bloków o identycznej strukturze, schemat działania programu przedstawiono ogólnie dla  $n$  aparatów, przy czym liczba ta ograniczona jest jedynie względami konstrukcyjnymi maszyny takimi jak ilość przerwań<sup>7</sup> i kanałów znakowych oraz pojemnością pamięci.

W celu bardziej efektywnego wykorzystania automatów pomiarowych programy obsługi każdego aparatu są całkowicie niezależne. Można więc na różnych aparatach mierzyć przypadki z różnych eksperymentów oraz wymienić program dla danego aparatu bez przerywania innych pomiarów. Daje to w efekcie dużą elastyczność systemu i możliwość prostego dostosowania do nowego eksperymentu.

Wszystkie programy obsługi (PO) znajdują się w pamięci bębnowej według schematu podanego na rys. 6a, skąd w miarę potrzeby przesyłane są do pamięci operacyjnej i wykorzystywane do analizy danych pochodzących z aparatów. Napisane są one w języku wewnętrznym maszyny i zajmują po około 4000 słów w pamięci bębnowej. Struktura każdego programu jest taka sama i składa się z kilku bloków wykonujących określone czynności. Przedstawiono ją na rys. 6b. W zależności od numeru aparatu oraz rodzaju eksperymentu zmienia się jedynie zawartość BLOKU TŁUMACZA i BLOKU REKONSTRUKCJI.

<sup>6</sup> Pamięć operacyjna 4096 słów 26 bitowych. Pamięć masowa (bęben) 32 768 słów. Szybkość około 20 000 rozkazów na sekundę [7].

<sup>7</sup> Każdy program, o ile zezwala na to program nadrzędny (DYRYGENT), może być przerwany przez jeden z kanałów przerwań. Maszyna cyfrowa przechodzi wtedy do wykonywania odpowiedniego programu obsługi przerwania.



Rys. 6a. Ogólna konfiguracja aparatów pomiarowych i maszyny cyfrowej KAR-65; b. blokowa struktura programu obsługi

## B. Blokowa struktura programu i omówienie poszczególnych bloków

Program obsługi dla każdego aparatu składa się z:

Bloku sterowania, który zabezpiecza prawidłową kolejność wykonywania poszczególnych bloków oraz odpowiada za komunikację między pamięcią bębnową a pamięcią operacyjną.

Bloku tłumacza, którego zadaniem jest: 1. przyjęcie znaków z aparatu pomiarowego, 2. rozkodowanie przyjętych znaków, 3. sprawdzenie poprawności przyjętych znaków, 4. sygnalizacja do operatora w wypadku błędu, 5. umieszczenie rozkodowanych współrzędnych w odpowiednim miejscu pola roboczego jako dane dla programu rekonstrukcji.

W bloku tłumacza, wykonuje się wszelkie możliwe sprawdzenia pomiarów z wyjątkiem tych, które wymagają zrekonstruowania torów w przestrzeni.

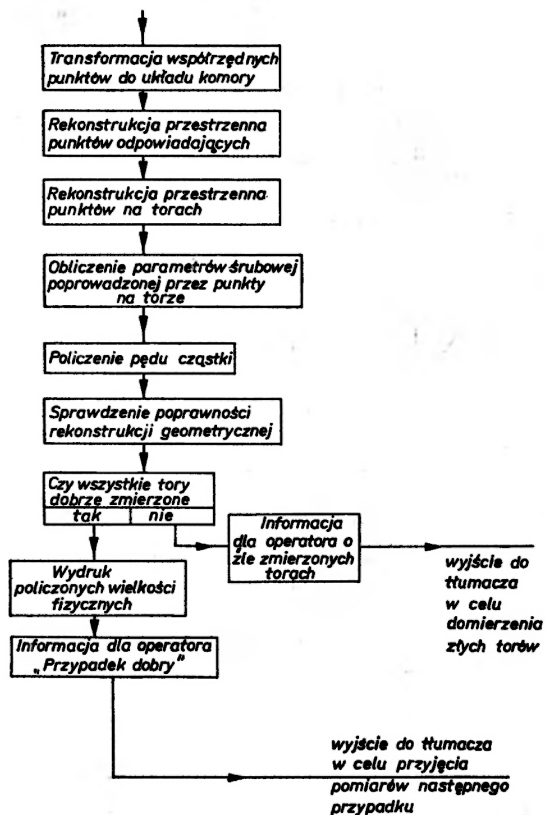
Bloku rekonstrukcji geometrycznej, który z danych dostarczanych przez blok tłumacza odtwarza przypadek w przestrzeni, a następnie oblicza niezbędne parametry fizyczne (rys. 7).

Rekonstrukcja geometryczna stosowana w opisanym tu systemie oparta jest na programie SAM [8], który odtwarza tor cząstki w przestrzeni z pomiarów trzech punktów na torze na dwóch lub trzech zdjęciach stereoskopowych.

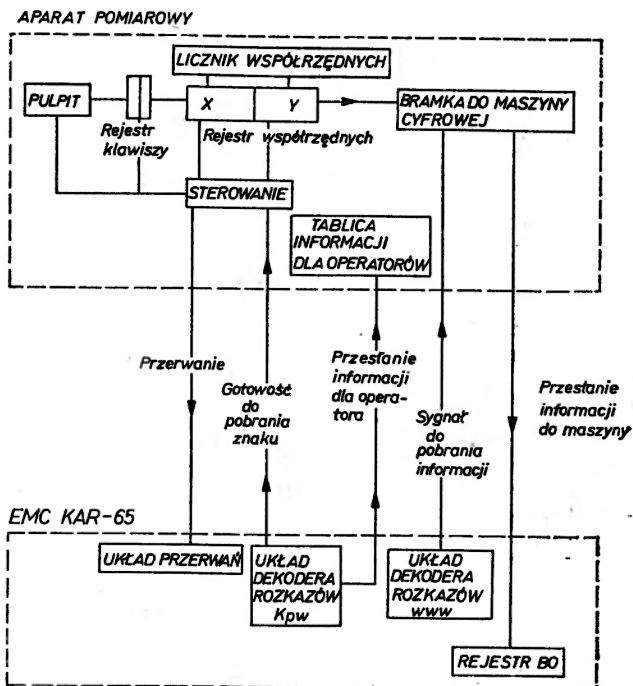
Po pomyślnym zakończeniu rekonstrukcji i wydrukowaniu wyników program obsługi informuje operatora przy aparacie pomiarowym, że przypadek został zaakceptowany i można przejść do pomiaru następnego, w przeciwnym razie sygnalizowany jest błąd i domierza się tory, które zostały nieprawidłowo zmierzone.

## C. Komunikacja między aparatem pomiarowym a maszyną cyfrową

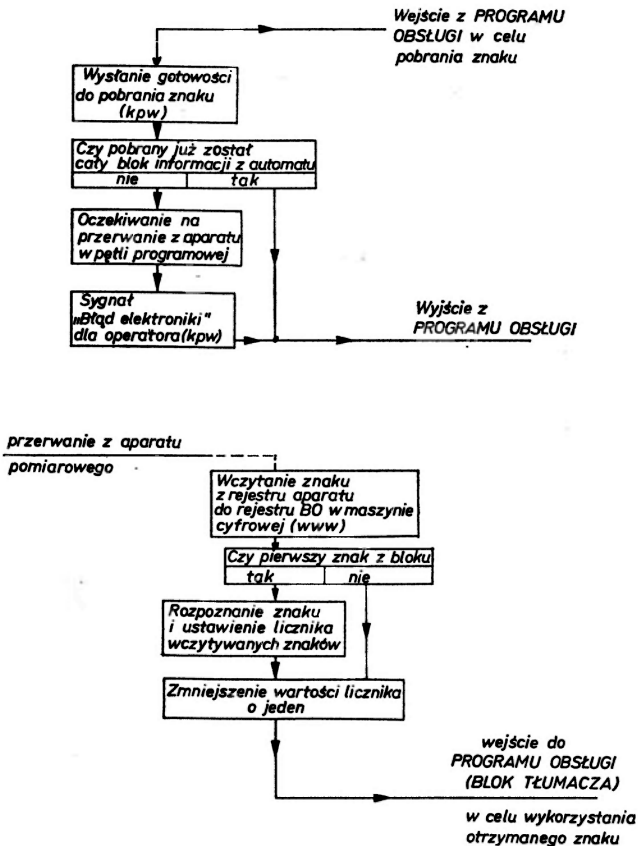
Przesyłanie informacji z aparatu pomiarowego do maszyny odbywa się za pomocą przerwań (rys. 8 i 9). Sygnał przerwania wysłany przez naciśnięcie klawisza na pulpicie automatu pomiarowego rozumiany jest przez blok tłumacza jako gotowość aparatu do przesłania jednego bloku informacji. Następuje pobranie pierwszego znaku do rejestru maszyny (tzw. rejestr BO)



Rys. 7. Schemat bloku rekonstrukcji



Rys. 8. Komunikacja między aparatem pomiarowym a maszyną cyfrową KAR-65 (hardware)



Rys. 9. Komunikacja między aparatem pomiarowym a maszyną cyfrową KAR-65 (software)

i rozkodowanie. Pierwszy znak z bloku jest jednocześnie informacją o długości bloku i służy do ustawiania licznika przyjmowanych znaków. Blok krótki składa się na obu aparatach z dwóch znaków i służy do przekazywania informacji sterujących programem w maszynie cyfrowej, blok długi składający się na MAŁYM z 13, a na TANDEMIE z 12 znaków służy do przekazywania współrzędnych. Pobrany z aparatu znak jest sprawdzany pod względem formalnym. Po zakończeniu analizy przyjętego znaku program wysyła sygnał zezwolenia na przyjęcie następnego znaku z bloku i czeka na przerwanie z aparatu informujące o gotowości przesłania następnego znaku. Przerwania te generowane są już automatycznie przez automat pomiarowy jako odpowiedź na sygnał z maszyny cyfrowej. Czekanie programu na znak polega na wykonywaniu skończonej pętli programowej. Czas pętli jest tak dobrany, że gwarantuje przyjęcie następnego przerwania z bloku, jeśli elektronika aparatu jest nieuszkodzona. Jeśli przerwanie nie przychodzi, program obsługi wyświetla informację BŁĄD ELEKTRONIKI dla operatora i następuje wyjście z programu obsługi. Po prawidłowym pobraniu całego bloku informacji wysłany zostaje sygnał oczekiwania na następny blok i maszyna przechodzi do liczenia innych programów.

#### D. Działanie programu w podziale czasu maszyny cyfrowej

Kontrola pomiarów nawet na kilku aparatach absorbuje tylko niewielką część czasu maszyny. Sygnały z dwóch aparatów przychodzą średnio trzy razy na minutę, a ich obsługa zajmuje kilka sekund pracy maszyny, czyli przez około 70% czasu maszyna beczynnie czeka na in-



formację z aparatów. Wobec tego w celu bardziej ekonomicznego wykorzystania EMC należało stworzyć możliwość równoległej pracy innych programów obliczeniowych. Jest to praca maszyny cyfrowej w podziale czasu (time-sharing) polegająca na tym, że na EMC wykonuje się dowolny program obliczeniowy, który od czasu do czasu przerywany jest w sposób zupełnie przypadkowy przez sygnał z aparatu pomiarowego w celu umożliwienia analizy danych z tego aparatu przez odpowiedni program obsługi. Po zakończeniu obsługi przerywania maszyna cyfrowa przechodzi znów do wykonywania programu obliczeniowego. Jest to więc system wieloprogramowy pozwalający na „jednoczesne“ wykonywanie kilku programów.

#### E. Ocena efektywności programu

Opisany powyżej system obsługi został wprowadzony do eksploatacji w kwietniu 1971 roku. Trzyletni okres użytkowania pozwala na ocenę zastosowanej metody.

Jak wynika z poprzednich rozdziałów, przyspieszenie pomiarów osiąga się tu dzięki eliminacji licznych błędów operatora bezpośrednio podczas mierzenia przypadków. Widać to szczególnie wyraźnie przy tzw. błędach formalnych polegających na opuszczaniu lub zamianie znaków sterujących lub współrzędnych. Błędy takie przy zapisie wyników na taśmie perforowaną powodowały często odrzucanie całego, być może dobrze zmierzonego przypadku. Przy pracy z maszyną cyfrową operator jest natychmiast informowany o takiej pomyłce i od razu ją poprawia. Również sprawdzanie dokładności pomiarów odbywa się zaraz po otrzymaniu wymaganych przez program danych, toteż domierzanie źle zmierzonych punktów jest dużo szybsze i zaoszczędza wiele niepotrzebnej pracy operatora. Wszystkie te przyczyny powodują, że średni czas pomiaru pojedynczego przypadku, który poprzednio, włączając czas repomiarów, wynosił około 2 godz.<sup>8</sup>, po zastosowaniu programu zmniejszył się do 20 minut, czyli szybkość pomiarów wzrosła około 6 razy.

Niemniej ważne jest znaczne uproszczenie administracji eksperymentu. Wyeliminowana zostaje przede wszystkim pracochłonna selekcja źle zmierzonych przypadków wykonywana przedtem ręcznie na taśmie perforowanej, kompilacja torów tego samego zdarzenia zmierzonych w różnym czasie przy repomiarach oraz katalogowanie przypadków przeznaczonych do repomiaru. Niewymierne są efekty natury psychologicznej takie jak łatwiejsza, bo wymagająca mniejszej koncentracji, praca na aparacie pomiarowym oraz łatwiejsze szkolenie nowych operatorów.

#### 4. Półautomatyczne i automatyczne urządzenia pomiarowe [9]

Dalsze zwiększanie szybkości pomiarów możliwe jest tylko przez coraz większą eliminację czynności wykonywanych ręcznie przez operatora. Na początku lat 60 pojawiły się projekty zbudowania całkowicie automatycznych, czyli nie wymagających udziału człowieka, aparatów do pomiarów zdjęć z komór pęcherzykowych i iskrowych. Urządzenia takie muszą posiadać zdolność do automatycznego rozpoznawania obrazów. Mimo że dotychczas nie udało się opracować systemu pozwalającego na całkowicie automatyczną analizę danych, osiągnięto duży postęp w tej dziedzinie i obecnie istniejące rozwiązania konstrukcyjne i programowe pozwalają na osiąganie wydajności rzędu kilkudziesięciu przypadków na godzinę, czyli dziesięciokrotnie przyspieszają proces pomiaru.

Mimo dużych różnic konstrukcyjnych zasada działania tych urządzeń jest podobna. Zdjęcie z komory pęcherzykowej przeszukiwane jest wiązką światła. Kierowanie tą wiązką odbywa się albo za pomocą układów mechanicznych zbudowanych z poruszających się szczelin (np. urządzenie HPD opracowane w CERNie [10]), lub za pomocą lampy oscyloskopowej, gdzie sterowany strumień elektronów wytwarza źródło światła w dowolnym punkcie ekranu fluorescencyjnego (np. system PEPR opracowany w MIT [11]). Wytworzona w ten sposób wiązka światła, uformowana w układzie optycznym aparatu, po przejściu przez film trafia do układu

<sup>8</sup> Mierzono oddziaływania sześcioramienne w zderzeniach  $\pi^+p$  przy pędzie 16 GeV/c.



fotopowielacza zamieniającego natężenie światła na sygnał prądu o odpowiedniej amplitudzie. Jeśli wiązka światła trafi na zaczernione punkty na filmie, jej natężenie ulega osłabieniu. Sygnał z fotopowielacza powoduje wówczas wysłanie współrzędnych takiego punktu do maszyny cyfrowej. W urządzeniach generujących wiązkę światła mechanicznie z powodu dużej bezwładności układu zdjęcia przeszukiwane są tylko raz i współrzędne wszystkich zaczernionych punktów przesyłane są do pamięci maszyny cyfrowej jako dane dla programu rozpoznawania obrazów. W urządzeniach z lampą oscyloskopową sterowana przez program wiązka elektronów umożliwia szybki dostęp do dowolnego elementu zdjęcia i w związku z tym film traktuje się tu jako rodzaj pamięci z szybkim dostępem.

Ilość informacji przekazywana do maszyny jest bardzo duża (20 000 do 50 000 współrzędnych z jednego zdjęcia), toteż obecnie istniejące układy programów nie potrafią w krótkim czasie zrekonstruować obrazu zdjęcia i wybrać poprawne zdarzenie. Konieczna jest tu ingerencja człowieka. W zależności od stopnia udziału operatora w procesie pomiaru urządzenia automatyczne można podzielić na:

1. aparaty z tzw. pełnym prowadzeniem, gdzie operator określa dość szerokie pasmo, w którym na pewno znajdzie się cały tor cząstki. Definicja takiego pasma odbywa się przeważnie przez przybliżony pomiar wierzchołka i dwóch punktów dla każdego toru albo przy przeglądzie filmów, albo bezpośrednio w czasie pomiarów. Informacje określające przybliżone położenie zdarzenia używane są przez program do wyboru tylko tych współrzędnych, które leżą w określonych przez operatora pasmach. Współrzędne pozostałych punktów są odrzucane. Pozwala to na znaczne uproszczenie programu analizującego przychodzące do maszyny dane,

2. systemy z tzw. minimalnym prowadzeniem, gdzie operator określa tylko położenia wierzchołka oddziaływania albo w postaci wyboru jednego ze standardowych obszarów na jakie podzielony został cały obszar komory, albo bezpośrednio przez pomiar przybliżonych współrzędnych wierzchołka. Pomiar pozostałych punktów odbywają się bez udziału człowieka,

3. w pełni automatyczne aparaty, w których pomiar wykonywany jest bez operatora. Początkowo sugerowano, że na obecnym etapie rozwoju maszyn cyfrowych i technik programowania najlepszym rozwiązaniem w dziedzinie automatyzacji pomiarów jest pozostawienie człowiekowi zadania rozpoznawania obrazów, natomiast rozwijanie urządzeń tylko do automatycznych pomiarów [12]. Obecne doświadczenia, szczególnie z systemem POLLY opracowanym w Argonne [13], wskazują, że pewien stopień automatyzacji procesu rozpoznawania obrazów staje się już możliwy. Interwencja operatora pracującego „na linii“ z aparatem pomiarowym ogranicza się tylko do przypadków, gdy program w maszynie cyfrowej sprzężonej z urządzeniem pomiarowym nie może sobie poradzić ze zbyt skomplikowanym zdarzeniem.

Po przesłaniu współrzędnych zaczernionych punktów do pamięci maszyny cyfrowej i wstępnej selekcji przeprowadzonej w systemach z pełnym i minimalnym prowadzeniem rozpoczyna się proces formowania torów z otrzymanych danych. W układach z minimalnym prowadzeniem polega to na grupowaniu współrzędnych punktów leżących w przybliżeniu w linii prostej. Każda grupa zawierająca od trzech do ośmiu punktów określona jest przez położenie środkowego punktu, nachylenie linii i wagę związaną z ilością punktów w grupie. W układach z pełnym prowadzeniem przy formowaniu torów używa się histogramów. Element zdjęcia dzielony jest na paski o równej szerokości równoległe do wybranej tzw. linii podstawowej. Policzone ilości współrzędnych w każdym pasku tworzą histogram. Wyraźne maksimum w histogramie, po wykonaniu paru testów sprawdzających, traktowane jest jako element toru. Po znalezieniu wszystkich elementów dla śladu cząstki dopasowuje się do nich krzywą, aby sprawdzić czy rzeczywiście mogą one utworzyć tor, i czy tory te celują do punktu oddziaływania. Po odtworzeniu obrazu całego przypadku współrzędne wierzchołka oraz kilka współrzędnych dla każdego toru przesyłane są do programu rekonstrukcji geometrycznej, który odtwarza przypadek w przestrzeni.

Jak widać z tego krótkiego przedstawienia metod używanych przy automatycznych pomiarach zdjęć z komór pęcherzykowych, główne trudności związane są z oprogramowaniem

takich systemów. Proces rozpoznawania obrazów przez człowieka nie jest jeszcze zrozumiany a tym samym nie może być zaprogramowany. Obecnie programy, chociaż bardzo skomplikowane, używają raczej prymitywnych i nieadekwatnych metod.

Powyższy artykuł miał na celu przedstawienie problemów oraz ich rozwiązań występujących obecnie przy analizie danych z komór pęcherzykowych. Z powodu ograniczonej objętości wiele zagadnień zostało pominiętych lub omówiono je bardzo pobieżnie. Dotyczy to zwłaszcza urządzeń automatycznych. Bardziej szczegółowe przedstawienie tego tematu można znaleźć w obszernym artykule przeglądowym M. Jobesa i H. R. Shaylora [9].

#### Literatura

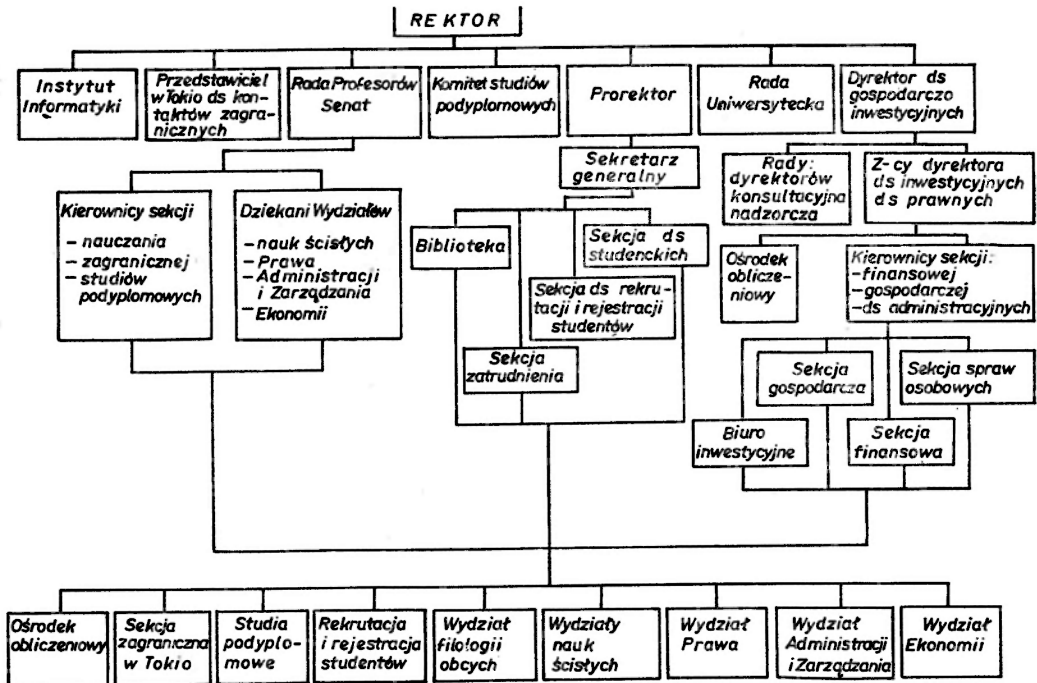
- [1] K. Soop, *Puzyrkowa kamera. Izmierzenie i obrabotka danych*, Moskwa 1970.
- [2] C. Robinson, *Track chamber photograph analysis methods*, Part IV. Univ. College, London 1964, p. 69.
- [3] J. Gajewski, M. Szeptycka, *Opis programu INDEX*, niepublikowane.
- [4] E. Fett, *Kinematical Identifications of Bubble Chamber Events*, Ecole Internationale de la Physique des Particules Elémentaires, Herceg—Novi 1965.
- [5] Y. Goldschmidt-Clermont, *1958 CERN Conference*, CERN Report 58-24 (1958).
- [6] M. Szczekowski, Praca doktorska, IBJ 1974.
- [7] J. Karpiński, J. Moszczyński, T. Pajkowska, *Opis elektronicznej maszyny cyfrowej KAR-65*, IFD UW 1969 niepublikowane.
- [8] M. Bardadin, L. Michejda, S. Otwinowski, R. Sosnowski, *Simp — A Simple Geometrical Reconstruction Program*, Raport IBJ No. 474/VI (1963).
- [9] M. Jobes, H. R. Shaylor, *Data analysis techniques in high energy physics*, Reports on *Progress in Physics* **35**, 1077 (1972).
- [10] P. Hough, B. Powell, *Nuovo Cimento* **18**, 1184 (1960).
- [11] I. Pless, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **4** NS-12, 279 (1965).
- [12] L. Alvarez, *1966 Stanford Conference*, Washington: US Atomic Energy Commission 1966, p. 271.
- [13] R. Barr et al., *Rev. Sci. Instrum.* **39**, 1556 (1968).

Zbigniew Mikołajuk, Janusz Rolecki

Politechnika Warszawska  
Warszawa

### System zarządzania Uniwersytetu Przemysłowego w Kyoto \*

Uniwersytet Przemysłowy w Kyoto, zorganizowany zaledwie 8 lat temu, może być dobrym przykładem praktycznego, kompleksowego rozwiązania problemów zarządzania szkołą wyższą. Obecnie kształci ponad 12 tys. studentów dla największego okręgu przemysłowego Japonii.



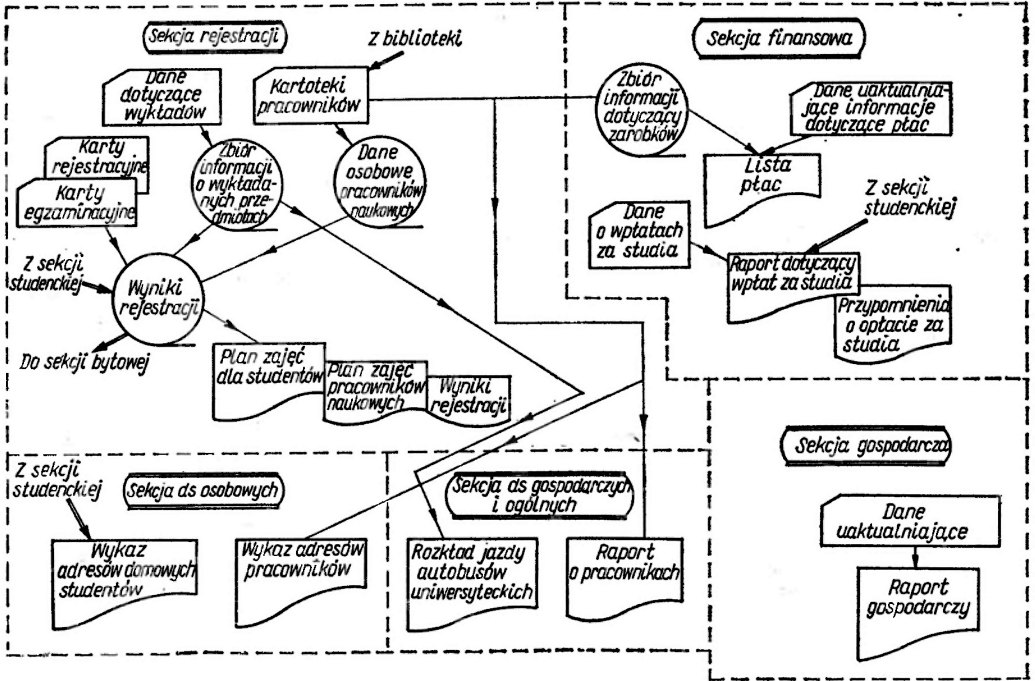
Rys. 1. Struktura Uniwersytetu w Kyoto

Oprócz wydziałów technicznych posiada także i humanistyczne. Program nauczania na tych ostatnich uwarunkowany jest zapotrzebowaniami przemysłu, a więc Uniwersytet kształci prawników, ekonomistów a także dziennikarzy i filologów, którzy będą pracowali w przedsię-

\* Artykuł przedrukowany z czasopisma „Informatyka“ nr 12, 1973 za zgodą Wydawcy i Autorów.

biorstwach handlowych i produkcyjnych. Administracja Uniwersytetu zatrudnia około 200 osób.

Od początków istnienia Uniwersytetu zwrócono uwagę na wykorzystanie metody i środków informatyki dla celów jego zarządzania. Obecnie uczelnia dysponuje własnym ośrodkiem obliczeniowym, posiadającym trzy komputery: TOSHIBA TOSBAC 3400/40 (klasy IBM 360/50), GE-115, BULL GE GAMMA 10.



Rys. 2. Zbiory danych i ich wykorzystanie w sekcjach: rejestracji, finansowej, do spraw osobowych, gospodarczych i ogólnych



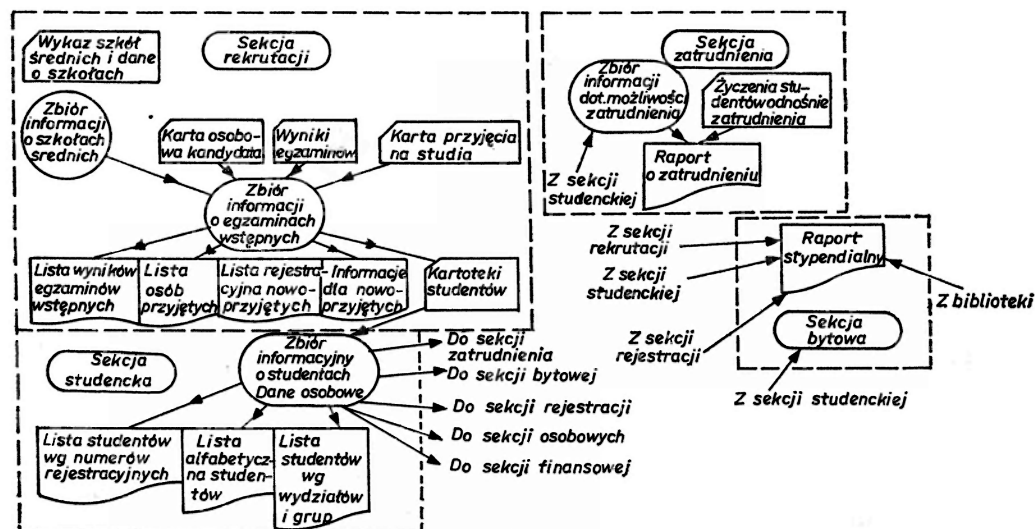
Rys. 3. Raporty o pracy źródła

Ogólna koncepcja systemu zarządzania i podstawowe programy zostały opracowane w początkach działalności uczelni, tj. 6 lat temu. Rozwój Uniwersytetu i dalsza automatyzacja prac administracyjnych powodują rozszerzenie systemu zarządzania i zwiększenie wyposażenia w sprzęt informatyczny. W bieżącym roku Uniwersytet otrzyma nowy model komputera serii

TOSBAC 3400. Będzie to model 41, czyli komputer średniej wielkości trzeciej generacji o następujących parametrach:

- pamięć operacyjna 64 K słów 24 bitowych
- cykl pamięci operacyjnej: 0,8  $\mu$ s
- czas operacji dodawania 2  $\mu$ s
- 6 jednostek pamięci na taśmach magnetycznych
- 3 jednostki pamięci dyskowej
- 2 drukarki wierszowe o szybkości 1000 wierszy/min.
- czytnik kart o szybkości 1000 kart/min.
- dziurkarka kart o szybkości 200 kart/min.
- czytnik i dziurkarka taśmy papierowej
- pisak X-Y (plotter),
- oprogramowanie: wieloprogramowanie, translatory ALGOLu, FORTRANu IV, COBOLu.

Zaplanowano także zakup kilku monitorów ekranowych do pracy w systemie konwersyjnym wyszukiwania informacji dla biblioteki Uniwersytetu.

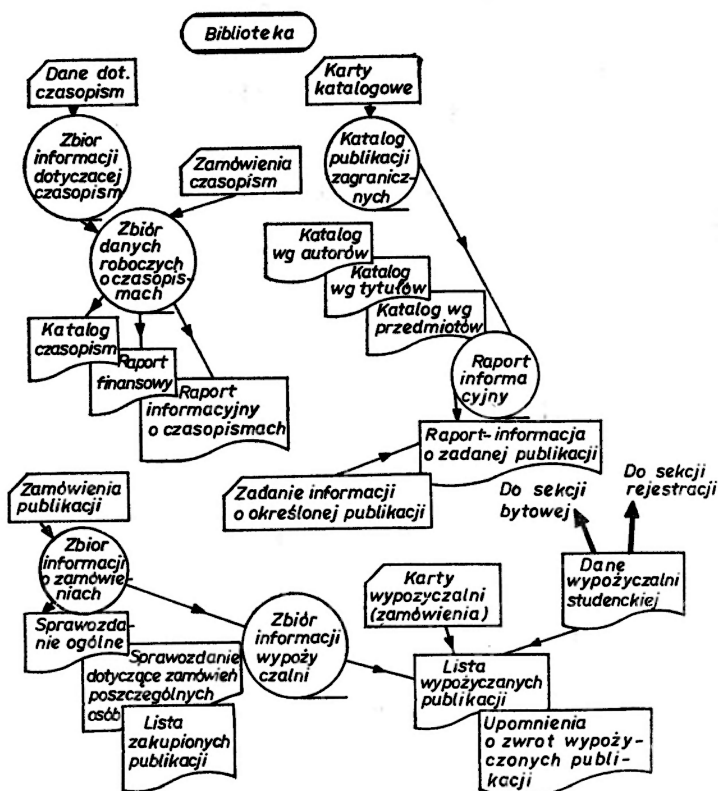


Rys. 4. Zbiory danych i ich wykorzystanie w sekcjach: rekrutacji, studenckiej, zatrudnienia i bytowej

Do celów przetwarzania danych wykorzystuje się głównie komputer TOSBAC 3400/40. Przeciętny czas pracy tego komputera wynosi około 8 godzin dziennie, przy czym podczas sesji egzaminacyjnej (rejestracja ocen i rejestracja studentów) oraz egzaminów wstępnych komputer pracuje całą dobę. Większość programów zarządzania została napisana w języku COBOL, pozostałe w języku symbolicznym lub FORTRANIE.

Na rys. 2, 3, 4 i 5 przedstawiono ważniejsze zbiory danych i ich wykorzystanie w pracy jednostek organizacyjnych Uniwersytetu. Biblioteka programów systemu zarządzania obejmuje ok. 500 pozycji. Są to programy organizowania i przesyłania danych oraz programy sporządzania i drukowania różnych raportów, zestawień i tabel, jak np. rozkład zajęć, lista płac, wyniki egzaminów, raporty finansowe itp.

Poniższe zestawienie najważniejszych programów pozwoli zorientować się w rodzajach i czynnościach programów systemu zarządzania.



Rys. 5. Zbiory danych i ich wykorzystanie w bibliotece

#### Ważniejsze programy systemu zarządzania

Biblioteka Uniwersytetu

Katalog według autorów

Katalog według klasyfikacji dziesiętnej

Katalog według przedmiotów (specjalności)

Katalog najnowszych pozycji

Raport o zakupach (wydawnictwa, ceny, wydatki)

Raport o zakupach na konta indywidualne pracowników naukowych

Uaktualnianie zbioru danych dotyczących biblioteki

Katalog czasopism

Rejestracja zamówień nowych pozycji

Lista zamówień i lista zamówień zrealizowanych

Katalog czasopism wg specjalności

Lista aktualnych prenumerat i prenumerat na rok przyszły

Raport ogólny z wypożyczalni

Lista wypożyczeń i zwrotów

Lista upomnień o zwrot publikacji (wraz z adresami osób zalegających ze zwrotem)

Lista najbardziej popularnych pozycji

Katalog wg znaków kanji (alfabet japoński zawierający ok. 2500 znaków).

Wyszukiwanie informacji o określonych publikacjach

Sporządzanie sprawozdania ogólnego

## Egzaminy wstępne

Uaktualnienie zbioru informacji o szkołach średnich  
 Sporządzanie zbioru informacji o studentach  
 Przygotowanie danych do egzaminu ustnego  
 Sprawdzanie danych do raportu o wynikach egzaminu  
 Opracowanie wyników egzaminów  
 Sporządzanie raportu dla Rady Profesorów  
 Sporządzenie listy przyjętych studentów wg decyzji Rady  
 Sporządzenie dla administracji listy przyjętych  
 Rejestracja nowo przyjętych studentów  
 — przyporządkowanie im odpowiednich kodów  
 Podział na grupy do zajęć z języków obcych

## Rejestracja studentów

Przygotowanie zbioru danych o wykładach  
 Przygotowanie zbioru danych do raportu o wynikach sesji egzaminacyjnej  
 Podział na sekcje sportowe i rejestracja wyników sportowych  
 Przygotowanie wzorcowego zbioru danych o studentach na bieżący rok  
 Drukowanie rozkładu zajęć dla każdego studenta indywidualnie  
 Drukowanie rozkładów zajęć dla pracowników naukowych wraz z listą studentów  
 Raport o wynikach nauczania  
 Lista studentów, którzy uzyskali absolutorium  
 Lista najlepszych studentów  
 Przygotowanie zbioru danych o absolwentach  
 Raport o obecności studentów na zajęciach  
 Podsumowanie wyników w nauce w kolejnych latach  
 Raport stypendialny  
 Raport o stanie zdrowia studentów  
 Lista wezwań na badania lekarskie  
 Wydruk informacji dla nowych studentów  
 Raport o wynikach egzaminów wstępnych dla szkół średnich  
 Sporządzanie kart informacyjnych dla studentów (opłaty, przeniesienia itp.)

## Finanse

Uaktualnianie wzorcowego zbioru informacji (wysokość podatków, dane personalne itp.)  
 Obliczanie zarobków  
 Raport ogólny o wypłatach dla pracowników  
 Sporządzanie zapotrzebowania na banknoty określonej wartości  
 Podział wypłat na przelewy bankowe i wypłaty bezpośrednie  
 Uaktualnianie zbioru informacji o bankach  
 Raport podatkowy dla administracji państwowej  
 Planowanie plac

## Sekcja studencka

Sporządzanie kart osobowych studentów  
 Sporządzanie list studentów wg określonych kryteriów  
 Przygotowanie zbiorów danych o studentach dla poszczególnych wydziałów

## Sekcja zatrudnienia absolwentów

Uaktualnienie zbioru informacji o zakładach pracy  
 Rezultaty rekrutacji do przedsiębiorstw  
 Raport o wynikach w nauce na ostatnim roku

Opracowanie zgłoszeń studentów do pracy  
Sporządzanie kart informacyjnych o studentach dla zakładów pracy  
Raport o zatrudnieniu absolwentów wg gałęzi przemysłu

Programy przygotowywania danych

Sprawdzanie poprawności danych na kartach dziurkowanych

Sprawdzanie zbioru danych na taśmach magnetycznych

Zapisywanie danych z kart na taśmy magnetyczne

Sortowanie danych i przepisywanie na taśmy magnetyczne

Szczególnie skomplikowane było zorganizowanie i oprogramowanie podsystemu zarządzania biblioteką książek i czasopism. Jest to problem dość istotny ze względu na to, że reguły i znaki pisowni japońskiej są całkowicie odmienne od pisowni innych języków, a biblioteka posiada bogaty zbiór woluminów w obcych językach. Obecnie opracowywane są programy drukowania katalogów publikacji w języku japońskim przy użyciu drukarki znaków kanji (2500 znaków alfabetu japońskiego).

Komputery ośrodka wykorzystywane są także do celów naukowych i dydaktycznych. Corocznie około 1000 studentów uczestniczy w kursie programowania. Codziennie ośrodek przyjmuje ponad 100 programów studentów i pracowników naukowych.



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

**Seminarium Związków Półprzewodnikowych AII-BVI**

Kolejne V Ogólnopolskie Seminarium Związków Półprzewodnikowych AII-BVI zorganizowane zostało przez Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk w okresie 21-28 kwietnia 1974 r. w Jaszowcu. Program przewidywał zarówno referaty przeglądowe, jak i komunikaty z prac własnych.

Referaty przeglądowe na aktualne tematy z zakresu Fizyki Ciała Stałego wygłosili:

L. Sosnowski (Instytut Fizyki Doświadczalnej UW) — *Półprzewodniki z wąską przerwą*,

Z. Galasiewicz (Instytut Niskich Temperatur, Wrocław) — *Nadprzewodniki II rodzaju*,

W. Szymańska (Instytut Fizyki PAN) — *Zjawiska transportu w związkach ołowiu*,

A. Mycielski (Instytut Fizyki PAN) — *Magnetoptyka w półprzewodnikach*,

J. Gaj (Instytut Fizyki Doświadczalnej UW) — *Ekscytony w półprzewodnikach przy silnych wzbudzeniach*,

H. Rzewuski (Instytut Badań Jądrowych) — *Implantacja jonów w półprzewodnikach*,

K. Jankowski (Instytut Fizyki UMK) — *Teoria pola krystalicznego w związkach AII-BVI*,

M. Grynberg (Instytut Fizyki Doświadczalnej UW) — *Stany rezonansowe w półprzewodnikach z zerową przerwą energetyczną*,

A. Jędrzejczak (Instytut Fizyki PAN) — *Półprzewodnikowe lasery podczerwieni*,

J. Ginter (Instytut Fizyki Doświadczalnej UW) — *Rozpraszanie ramanowskie w kryształach*,

P. Byszewski (Instytut Fizyki PAN) — *Rezonans magnetofonowy*.

Przedstawiono ponad 30 komunikatów z prac własnych. Nie chcąc ograniczać czasu na dyskusje, które jak wykazało doświadczenie poprzednich spotkań, stanowiły bardzo cenny element Seminarium, organizatorzy zmuszeni byli ograniczyć ilość referatów przyjmując niepełną połowę zgłoszonych prac. Zarówno ilość zgłoszonych komunikatów, jak i liczba uczestników Seminarium (ok. 170 osób) wskazuje na duże zainteresowanie fizyków ciała stałego tematyką dotyczącą związków półprzewodnikowych z grupy AII-BVI.

Dzięki życzliwości Dyrektora Kopalni Węgla Kamiennego „Mysłowice“ mgr inż. Jerzego Raszki, również w roku przyszłym Seminarium odbędzie się w Jaszowcu w domu wypoczynkowym „Gwarek“, którego Kierownictwo stworzyło w ubiegłych latach tak dobre warunki efektywnych obrad.

Kolejne Seminarium w kwietniu w roku 1975 będzie organizował doc. dr J. Żmija.

W. Wardzyński

**Symposium Laserowe**

W dniach 6-8 maja 1974 roku, na terenie Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego przy ul. Hożej 69, odbyło się pierwsze Symposium Laserowe. Miało ono nadzwyczaj skromny charakter, aczkolwiek uczestniczyło w nim wielu gości spoza Warszawy.

W ramach Sympozjum odbyła się wystawa laserów produkcji amerykańskiej firmy Spectra Physics. Demonstrowane były lasery: argonowy (model 165) oraz barwnikowy (model 580). Ekspozycja wzbudziła wielkie zainteresowanie, ponieważ dotychczas nikt w Polsce nie posiada laserów tej klasy.

Posiedzenie, które odbyło się 7 maja w godzinach popołudniowych, otworzył Kierownik Zakładu Optyki IFD UW — organizatora Sympozjum, prof. dr Bohdan Karczewski. Zostały wygłoszone trzy obszernie referaty. Doc. dr hab. W. Woliński z Politechniki Warszawskiej mówił o laserach jonowych, ze szczególnym podkreśleniem własności i parametrów technicznych lasera argonowego. Leo J. A. Bource, przedstawiciel firmy Spectra Physics, wygłosił dwa referaty, w których zawarł odpowiedzi na wiele pytań skierowanych do niego przy okazji demonstracji laserów. Tematem jego referatów były zasady działania i technologia lasera argonowego, a następnie jednoczęściowego lasera barwnikowego na rodaminie, pompowanego laserem argonowym.

Po Sympozjum, oba demonstrowane lasery zostały udostępnione na okres dwóch miesięcy Zakładowi Optyki celem przeprowadzenia doświadczenia z dziedziny spektroskopii laserowej.

*A. Kopystyńska*

### **Seminarium Egzoemisji Elektronów**

W dniach od 26 do 28 kwietnia 1974 odbyło się w Karpaczu w uniwersyteckim ośrodku szkoleniowym „Krokus“ I Ogólnopolskie Seminarium Egzoemisji Elektronów, zorganizowane przez Zakład Fizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego. Kierownikiem Seminarium był prof. B. Sujak.

W Seminarium wzięło udział około 70 osób ze wszystkich polskich ośrodków zajmujących się badaniami egzoemisji elektronów (EEE). Wygłoszono 26 referatów w następujących grupach tematycznych: 1) EEE z metali w czasie deformowania oraz z metali i stopów podczas przemian fazowych; 2) Możliwość zastosowania EEE w technice; 3) Zjawiska EEE wywołane polaryzacyjnymi efektami na powierzchni ferroelektryka; 4) Przechodzenie elektronów przez układy cienkich warstw; 5) EEE z kryształów jonowych; 6) Układy pomiarowe do badań EEE w niskich temperaturach.

Referaty będą ogłoszone w specjalnym numerze „Acta Universitatis Wratislaviensis“.

*W. Sysło*

W ramach Sympozjum odbyła się wystawa laserów produkcji amerykańskiej firmy Spectra Physics. Demonstrowane były lasery: argonowy (model 165) oraz barwnikowy (model 580). Ekspozycja wzbudziła wielkie zainteresowanie, ponieważ dotychczas nikt w Polsce nie posiada laserów tej klasy.

Posiedzenie, które odbyło się 7 maja w godzinach popołudniowych, otworzył Kierownik Zakładu Optyki IFD UW — organizatora Sympozjum, prof. dr Bohdan Karczewski. Zostały wygłoszone trzy obszernie referaty. Doc. dr hab. W. Woliński z Politechniki Warszawskiej mówił o laserach jonowych, ze szczególnym podkreśleniem własności i parametrów technicznych lasera argonowego. Leo J. A. Bource, przedstawiciel firmy Spectra Physics, wygłosił dwa referaty, w których zawarł odpowiedzi na wiele pytań skierowanych do niego przy okazji demonstracji laserów. Tematem jego referatów były zasady działania i technologia lasera argonowego, a następnie jednoczęściowego lasera barwnikowego na rodaminie, pompowanego laserem argonowym.

Po Sympozjum, oba demonstrowane lasery zostały udostępnione na okres dwóch miesięcy Zakładowi Optyki celem przeprowadzenia doświadczenia z dziedziny spektroskopii laserowej.

*A. Kopystyńska*

### **Seminarium Egzoemisji Elektronów**

W dniach od 26 do 28 kwietnia 1974 odbyło się w Karpaczu w uniwersyteckim ośrodku szkoleniowym „Krokus“ I Ogólnopolskie Seminarium Egzoemisji Elektronów, zorganizowane przez Zakład Fizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego. Kierownikiem Seminarium był prof. B. Sujak.

W Seminarium wzięło udział około 70 osób ze wszystkich polskich ośrodków zajmujących się badaniami egzoemisji elektronów (EEE). Wygłoszono 26 referatów w następujących grupach tematycznych: 1) EEE z metali w czasie deformowania oraz z metali i stopów podczas przemian fazowych; 2) Możliwość zastosowania EEE w technice; 3) Zjawiska EEE wywołane polaryzacyjnymi efektami na powierzchni ferroelektryka; 4) Przechodzenie elektronów przez układy cienkich warstw; 5) EEE z kryształów jonowych; 6) Układy pomiarowe do badań EEE w niskich temperaturach.

Referaty będą ogłoszone w specjalnym numerze „Acta Universitatis Wratislaviensis“.

*W. Sysło*

### Nagrody Państwowe 1974

Komitet Nagród Państwowych przyznał za rok 1974 m. in. następujące nagrody:

W zakresie nauk matematyczno-fizycznych:

Nagroda I stopnia — prof. W. Trzebiatowski — za osiągnięte wyniki w badaniach nad magnetyzmem związków uranu.

Nagroda zespołowa II stopnia — prof. A. Białas, i prof. K. Zalewski za prace nad fenomenologiczną teorią oddziaływań z produkcją wielu cząstek.

W zakresie nauk technicznych:

Nagroda zespołowa I stopnia — prof. S. Kaliński, doc. S. Denus, doc. M. Gryziński, doc. Z. Jankiewicz, mgr A. Jerzykowski, mgr W. Nowakowski, prof. Z. Puzewicz, mgr J. Szydłak i dr J. Wołowski — za prace nad wytwarzaniem wysokotemperaturowej plazmy i nad laserową mikrosyntezą termojądrową.

### Mianowania profesorów

Rada Państwa mianowała nowych profesorów. Profesorem zwyczajnym nauk fizycznych został Tadeusz Skaliński, prof. nadzw. w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie.

Profesorami nadzwyczajnymi nauk fizycznych zostali Zbigniew Strugański, doc. w Politechnice Warszawskiej i Jan Żylicz, doc. w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

### Nowy reaktor w Świerku

Dnia 12 lipca 1974 w Instytucie Badań Jądrowych im. Andrzeja Sołtana w Świerku nastąpił rozruch technologiczny reaktora jądrowego, który na cześć Marii Skłodowskiej-Curie otrzymał nazwę „Maria”. Na uroczysty rozruch przyjechali do Świerku I Sekretarz KC PZPR Edward Gierek i Prezes Rady Ministrów Piotr Jaroszewicz.

Reaktor „Maria”, zbudowany całkowicie przez fizyków i techników polskich, jest największym reaktorem badawczym w krajach RWPG. W I fazie osiągnie moc 30 MW, która następnie będzie mogła być zwiększona dwu- a może nawet trzykrotnie. Przy wyborze konstrukcji oparto się na reaktorze MR pracującym w Instytucie im. Kurczatowa w Moskwie.

Dzięki uzyskaniu dużego strumienia neutronów termicznych reaktor umożliwi prowadzenie interesujących eksperymentów z dziedziny fizyki i techniki jądrowej. W rdzeniu będzie można instalować specjalne urządzenia — sondy i pętle, pozwalające modelować warunki podobne do tych, jakie występują w reaktorze energetycznym, prowadzić badania paliwa i materiałów konstrukcyjnych dla przyszłych reaktorów energetycznych, jakie zamierza się w Polsce budować. „Maria” wykorzystywana będzie również do produkcji długożyciowych izotopów promieniotwórczych.

### II ogólnopolskie seminarium na temat oddziaływań międzymolekularnych

W dniach 15 i 16 maja 1974 odbyło się w Poznaniu II ogólnopolskie seminarium „Oddziaływania międzymolekularne typu wiązania wodorowego i charge-transfer”. Organizatorem seminarium był prof. Jerzy Małecki, kierownik Zespołu Problemowego Oddziaływań Molekularnych oddziału Instytutu Fizyki PAN w Poznaniu.

Pierwsze tego typu spotkanie odbyło się w czerwcu 1967 r. w Karpaczu, gdzie gospodarzem był prof. Lucjan Sobczyk, kierownik Katedry Chemii Fizycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. Wówczas — przed sześciu laty — wszyscy uczestnicy seminarium zgodnie podkreślali konieczność wymiany myśli i doświadczeń naukowych na tego typu spotkaniach; przerwa trwała niestety bardzo długo.

W ciągu ostatnich sześciu lat badania oddziaływań specyficznych osiągnęły tak duży stopień rozwoju, w poszczególnych ośrodkach naukowych uzyskano tyle interesujących wyników, że organizatorzy spotkania w Poznaniu stanęli przed trudnym problemem programowym. W ciągu dwóch dni wygłoszono 37 referatów i krótkich komunikatów, przy czym wyszczególnienie najbardziej interesujących wymagałoby opublikowania całego programu seminarium.

W spotkaniu uczestniczyło ponad 80 osób ze wszystkich ośrodków krajowych, w których prowadzone są badania nad specyficznymi oddziaływaniami międzymolekularnymi.

Ze względu na istotną potrzebę kontynuowania tego typu spotkań zapadła decyzja o ich organizowaniu przez ośrodek poznański i wrocławski (na przemian) co dwa lata.

*Jan Jadżyn*

## II Ogólnopolskie Konwersatorium Chemii Kwantowej

W dniu 30 marca 1974 r. odbyło się w Warszawie II Ogólnopolskie Konwersatorium Chemii Kwantowej, zorganizowane przez Sekcję Chemii Kwantowej przy Polskim Towarzystwie Chemicznym. W spotkaniu tym uczestniczyło 75 chemików i fizyków z Warszawy, Torunia, Krakowa, Wrocławia, Poznania, Katowic, Szczecina, Łodzi i Olsztyna. Tematem obrad były badania naukowe zespółu chemii kwantowej Instytutu Podstawowych Problemów Chemii Uniwersytetu Warszawskiego oraz grupy teoretycznej Instytutu Chemii Organicznej PAN w Warszawie. Wygłoszono 11 referatów, po których odbyła się krótka i ożywiona dyskusja. W szczególności prof. dr W. Kołos przedstawił ostatnie wyniki dotyczące oddziaływania dalekiego i średniego zasięgu między atomami wodoru, a jego współpracownicy omówili oddziaływania stanów  $B^1\Sigma_u^+$  i  $C^1\Pi_u$  w cząsteczce wodoru (J. Rychlewski), zbieżność różnych wariantów rachunku zaburzeń (G. Chałasiński i K. Szalewicz), analizę energii wiązania wodorowego w dimerze wody (B. Jeziorski), wielociałowe oddziaływania wymienne w układzie trzech atomów zamkniętopowłokowych (M. Bulski), efekty trójciałowe zgodnie z modelem efektyw-

nego elektronu (A. Leś), strukturę pasmową wybranych kryształów molekularnych w ujęciu ab initio (L. Pielą) i konformacje nukleozydów zgodnie z metodą półempiryczną CNDO (M. Geller). Z uwagi na staż zagraniczny doc. dra hab. A. J. Sadleja, kierującego pracami teoretycznymi z zakresu chemii kwantowej w Instytucie Chemii Organicznej PAN w Warszawie, prace te omówił dr M. Jaszniński. Dotyczą one analizy własności molekularnych drugiego rzędu na podstawie metody Hartree'ego-Focka.

Kolejne konwersatorium zorganizowane zostanie we wrześniu br. w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu.

*Alojzy Gołębiowski*

## Uzyskiwanie obrazów przy pomocy rozproszonych promieni X

R. Sider, E. Kenney i A. Jacobs z Pennsylvania State University opracowali metodę uzyskiwania obrazów przy pomocy rozproszonych promieni X. Zastosowali soczewkę Fresnela, której pierścienie są kolejno przezroczyste (aluminium) dla promieni X i nieprzezroczyste (ołów). Promienie X rozproszone w jakimś punkcie przechodzą przez tę soczewkę i tworzą cień na filmie czułym na promienie X. Położenie cienia zależy liniowo od odległości punktów rozpraszających i od odległości soczewka—film. Przedmiot utworzony z nieskończonej liczby punktów rozpraszających daje obraz odwzorowujący jego trójwymiarowy kształt. Rozszyfrowanie takiego skomplikowanego cienia następuje przy pomocy światła widzialnego. Cień punktowy na filmie (po wywołaniu) jest znowu soczewką Fresnela, tym razem dla światła widzialnego. Każdy punkt przedmiotu dostarcza takiej soczewki na obrazie-filmie, co prowadzi do rekonstrukcji przedmiotu. Ponieważ każda elementarna soczewka Fresnela obrazu ma inną ogniskową, zależną od odległości punktu rozpraszającego przedmiotu od ustawionej soczewki Fresnela dla promieni X, więc uzyskany w rezultacie widzialny obraz końcowy rejestruje rezolucję głębokościową. Wydaje się, że metodę tę można będzie zastosować również w wypadku termicznych neutronów.

## 250 lat Akademii Nauk ZSRR

Akademia Nauk ZSRR obchodzi w bieżącym roku dwieście pięćdziesiąt lat swego istnienia. Założona została w r. 1724 przez cara Piotra I. Rozumiał on dobrze rolę nauki w rozwoju kraju i w czasie swoich licznych podróży zagranicznych nawiązał ścisłe kontakty z uczonymi europejskimi. Piotr I zapoznał się z organizacją Akademii Francuskiej (która go wybrała na członka zagranicznego), niemniej tworząc Akademię w Petersburgu nadał jej inny charakter niż miały Akademie w zachodniej Europie, będące jedynie stowarzyszeniami uczonych.

Założona przez Piotra I Akademia miała zadania zarówno dydaktyczne, jak i badawcze. Wynikało to z sytuacji ówczesnej Rosji, w której w początkach XVIII w. nie było jeszcze ani jednego uniwersytetu. Początkowo Akademia w Petersburgu prowadziła szkoły na różnych szczeblach, a niezależnie od tego utrzymywała pracownie badawcze, których obecnym odpowiednikiem są liczne instytuty naukowe Akademii Nauk ZSRR. We wczesnym okresie członkami Akademii byli Daniel Bernoulli, Euler, później Łomonosow, Richmann, Lenz, Jacobi. O ile przy założeniu wśród członków Akademii przeważali zaproszeni uczeni zagraniczni, to w miarę podnoszenia się poziomu naukowego w Rosji coraz więcej miejsc zajmowali uczeni rosyjscy. Jednak w końcu XIX w. większość badań z fizyki prowadzona była w zakładach wyższych uczelni, gdyż ze względów politycznych wielu wybitnych fizyków jak Umow, Stoletow, Popow, Lebidiew nie zostało dopuszczonych do grona akademików.

Sytuacja ta zmieniła się zupełnie po Rewolucji Październikowej. Siedziba Akademii została w latach trzydziestych przeniesiona z Leningradu do Moskwy. Zaczęły powstawać instytuty naukowe Akademii — w tym Instytut Fizyki im. Lebidiewa w Moskwie i Instytut Półprzewodników im. Joffego w Leningradzie.

W wielu republikach ZSRR powstały narodowe Akademe Nauk, przy Prezydium Akademii Nauk ZSRR działa komitet koordynujący działalność tych Akademii.

Rozwój fizyki w Związku Radzieckim zarówno rozwój badań podstawowych, jak i zastosowań, opiera się w głównej mierze na

pracach prowadzonych w różnych instytutach Akademii Nauk.

Sama Akademia zmieniała wielokrotnie swą nazwę: od początkowej „Akademia Nauk i Sztuk“, poprzez „Cesarska Akademia Nauk i Sztuk“ (1747), „Cesarska Akademia Nauk“ (1803), „Rosyjska Akademia Nauk“ (1917) do obecnej „Akademia Nauk ZSRR“ (od 1925).

### „Europhysics Journals“

Na podstawie rekomendacji Komitetu Doradczego do spraw Publikacji, Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) postanowiło dodać dalszych kilka czasopism do listy Europhysics Journals, to jest czasopism mających prawo ukazywać się z emblematem EPS. Oto nowe Europhysics Journals: *Astronomy and Astrophysics*, *Acta Physica Austriaca*, *Molecular Physics*, *Nouvelle Revue d'Optique*, *Optica Acta*, *Physica Scripta*, *Plasma Physics*, oraz czasopisma przeglądowe: *Advances in Physics*, *Reports on Progress in Physics*.

### Medal Lomba

James M. Forsyth otrzymał medal Adolpha Lomba, przyznawany co dwa lata przez Amerykańskie Towarzystwo Optyczne za wybitne osiągnięcia w dziedzinie optyki młodym naukowcom, którzy nie ukończyli jeszcze 30 lat.

J. M. Forsyth jest profesorem Instytutu Optyki Uniwersytetu Rochester. Zajmuje się badaniami promieniowania laserowego, m. in. badał emisję stymulowaną w obszarze widmowym promieni X, zajmował się konstrukcją laserów CO<sub>2</sub> wielkiej mocy. Położył duże zasługi w unowocześnianiu programów nauczania optyki.

### Nagroda dla Guinier

Znany francuski fizyk André Guinier, profesor Uniwersytetu Paryskiego (Orsay), otrzymał nagrodę Amerykańskiego Towarzystwa Krytalograficznego za wybitny wkład w krytalografię rentgenowską.

Guinier znany jest przede wszystkim ze swoich badań nad niskokątowym rozpraszaniem promieni X oraz badań defektów kry-

stalicznych. Wspólnie z panią Y. Cauchois skonstruował ogniskujący monochromator promieni X z wygiętym kryształem.

**Sir James Chadwick**

(1891—1974)

W lipcu 1974 r. zmarł Sir James Chadwick, znany fizyk angielski.

James Chadwick urodził się 20 października 1891 w Manchesterze. Był zastępcą dyrektora Cavendish Laboratory w Cambridge, potem profesorem uniwersytetu w Liverpoolu, w r. 1948 powrócił do Cambridge jako Master Gonville and Caius College. W czasie II wojny światowej pracował w laboratorium jądrowym w Santa-Fé w Nowym Meksyku. Prowadził badania w dziedzinie fizyki jądrowej, odkrył neutron, za co w r. 1935 otrzymał nagrodę Nobla z fizyki. W r. 1945 otrzymał tytuł szlachecki Sir.

**P. M. S. Blackett**

(1897—1974)

Dnia 13 lipca 1974 zmarł lord Blackett.

Patric Maynard Stuart Blackett urodził się 18 listopada 1897 r. w Londynie. Był oficerem Marynarki Wojennej, potem profesorem uniwersytetów w Londynie, Manchesterze i Imperial College of Science and Technology w Londynie. W czasie II wojny światowej kierował ośrodkiem badawczym marynarki brytyjskiej. W r. 1925 uzyskał w komorze Wilsona napełnionej azotem pierwsze fotografie torów cząstek  $\alpha$ . Zajmował się badaniem oddziaływań mezonowych. W r. 1948 otrzymał nagrodę Nobla z fizyki za ulepszenie komory Wilsona i odkrycia poczynione tą metodą w dziedzinie fizyki jądrowej i promieniotworzenia kosmicznego.

W r. 1969 otrzymał od królowej Elżbiety II dożywotni tytuł lorda.

**S. N. Bose**

(1894—1974)

Dnia 4 lutego 1974 zmarł w Kalkucie wybitny fizyk indyjski S. N. Bose.

Satyendra Nath Bose urodził się w Kalkucie 1 stycznia 1894 r., studiował matematykę stosowaną na uniwersytecie w Kalkucie. Zajmując się statystyką fotonów doszedł do wniosku, że klasyczne ujęcie statystyczne Boltzmanna nie opisuje we właściwy sposób zachowania się fotonów. Bose w opisie fotonów wprowadził statystykę kwantową. Swoją pracę *Prawo Plancka i hipoteza kwantów światła* przesłał w rękopisie angielskim do oceny Einsteinowi. Ten, od razu zrozumiawszy wagę odkrycia, przetłumaczył pracę na niemiecki i przekazał do publikacji w „Zeitschrift für Physik“, gdzie ukazała się w lipcu 1924 r. Nieco później Einstein zastosował statystykę Bosego do cząstek i w ten sposób powstała statystyka Bosego-Einsteina. Po opublikowaniu swojej pracy Bose uzyskał dwuletnie stypendium na wyjazd do Europy, gdzie zetknął się z uczonymi tej miary co Louis de Broglie, Max Planck, Maria Skłodowska-Curie, Max von Laue. Kontakty te przyczyniły się do dalszego wkładu Bosego w rozwój fizyki kwantowej. Po powrocie do Indii, dzięki wysokiej ocenie Einsteina, Bose został profesorem uniwersytetu w Dacca. Od 1945 był profesorem uniwersytetu w Kalkucie, a potem rektorem Vishwabharati — uniwersytetu założonego przez wielkiego poetę indyjskiego Rabindranatha Tagore. W późniejszych latach swego życia Bose zajmował się poszukiwaniem unitarnej teorii pola oraz teorią liczb.

Brał bardzo czynny udział w życiu publicznym Indii, piastował funkcje przewodniczącego wielu indyjskich organizacji naukowych. Bose z wielkim zamiłowaniem i bardzo poważnie traktował swoje funkcje dydaktyczne i był źródłem inspiracji dla wielu młodych fizyków indyjskich.



## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty czasopisma*

Instytucje państwowe, społeczne, zakłady pracy, szkoły itp. mogą zamówić prenumeratę wyłącznie w miejscowych Oddziałach i Delegaturach RSW „Prasa — Książka — Ruch“.

Prenumeratory indywidualni mogą opłacać w urzędach pocztowych i u listonoszy lub dokonywać wpłat na konto PKO 4-4-777 RSW „Prasa — Książka — Ruch“ Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki, Al. Pokoju 5, 31-548 Kraków w terminie do 10 dnia poprzedzającego okres prenumeraty

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje RSW „Prasa — Książka — Ruch“, Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych, ul. Wronia 23, 00-840 Warszawa, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w RSW „Prasa — Książka — Ruch“, Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki w Krakowie, Al. Pokoju 5, 31-548 Kraków, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić w księgarniach naukowych „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzręczownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, 00-901 Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA-RUCH, Krakowskie Przedmieście 7, 00-068 Warszawa, P. O. Box 1001, Poland.

Please send payments to the account to ARS POLONA-RUCH, Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma



## TREŚĆ

M. Suffczyński — Subrahmanyan Chandrasekhar . . . . .	453
F. Hoyle — Kryzys w astronomii (tłum. M. Kozłowski) . . . . .	459
B. Kuchowicz — Problemy i osiągnięcia astrofizyki jądrowej. Cz. IV. Szybki wchwyty neutronów i procesy trzeciorzędowe nukleosyntezy . . . . .	475
A. Kopystyńska — Optyczne metody wyznaczania parametrów jądrowych. . . . .	497
M. Osiński — Własności dynamiczne promieniowania laserów złączonych . . . . .	517
J. Bardeen — Fizyka ciała stałego: osiągnięcia i prognozy (tłum. Z. W. Gortel) . . . . .	537
<b>ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH</b>	
J. Chmura, B. Sagnowska, J. Salach — Programowanie dydaktyczne w nauczaniu fizyki w szkole wyższej . . . . .	561
H. Szydłowski — Rok pracy nad nowym modelem w pracowni fizycznej . . . . .	567
<b>NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW</b>	
M. Szczekowski — Metody analizy danych z komór pęcherzykowych w fizyce wysokich energii . . . . .	571
Z. Mikołajuk, J. Rolecki — System zarządzania Uniwersytetu Przemysłowego w Kyoto . . . . .	583
<b>ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI</b>	
W. Wardzyński — Seminarium Związków Półprzewodnikowych AII-BVI . . . . .	589
A. Kopystyńska — Sympozjum Laserowe . . . . .	589
W. Sysło — Seminarium Egzemiesji Elektronów . . . . .	590
<b>KRONIKA</b>	

## CONTENTS

M. Suffczyński — Subrahmanyan Chandrasekhar . . . . .	453
F. Hoyle — The Crisis in Astronomy . . . . .	459
B. Kuchowicz — Problems and Achievements of Nuclear Astrophysics. Part IV. Rapid Neutron Capture and Tertiary Processes of Nucleosynthesis . . . . .	475
A. Kopystyńska — Optical Methods in Determination of Nuclear Parameters . . . . .	497
M. Osiński — Dynamical Properties of Injection Laser Radiation . . . . .	517
J. Bardeen — Solid-State Physics: Accomplishments and Future Prospects . . . . .	537
<b>PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS</b>	
J. Chmura, B. Sagnowska, J. Salach — Programmed Teaching on a University Level . . . . .	561
H. Szydłowski — A Year's Work for a New Model of Students Physics Laboratory I . . . . .	567
<b>LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING</b>	
<b>MEETING AND CONFERENCES</b>	
<b>CHRONICLE</b>	