

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 36  
ZESZYT 1  
1985

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ  
Prof. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Sekretarz Generalny

Prof. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

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

Zastępcy członków Zarządu

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

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)	Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)	Dr DANUTA TOKAR (Opole)
Dr RYSZARD HRABAŃSKI (Częstochowa)	Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)	Dr ADAM DRZYMAŁA (Rzeszów)
Doc. dr ANDRZEJ ZASTAWNY (Gliwice)	Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)
Dr MAREK ZRALEK (Katowice)	Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)	Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ FULIŃSKI (Kraków)	Prof. dr ŁUKASZ TURSKI (Warszawa)
Dr MIECZYSLAW BUDZYŃSKI (Lublin)	Prof. dr KAZIMIERZ ŁUKASZEWICZ (Wrocław)

Adres Zarządu

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69



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

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 36, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1985

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

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

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

### Korespondenci Oddziałów PTF

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

---

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

Nakład 2100+100 egz. Ark. wyd. 8. Ark. druk. 6<sup>1</sup>/<sub>16</sub>+4 wkl. Papier druk. sat. kl. III.  
70×100, 70 g. Oddano do składania w październiku 1984 r. Podpisano do druku  
w marcu 1985. Druk ukończono w kwietniu 1985. Zam. 515/84 Cena zł 80,—

---

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

*Luigi A. Lugiato*

Istituto di Fisica  
dell' Università  
Mediolan, Włochy

## Bistabilność optyczna\*

### Optical Bistability

*Abstract:* Optical bistability is a phenomenon that arises in the transmission of light by an optical cavity filled with a medium which exhibits saturable absorption or nonlinear dispersion. From the theoretical viewpoint optical bistability is a remarkable example of a cooperative behaviour in an open driven system far from thermal equilibrium. From the practical viewpoint optical bistability offers a possibility of realizing memory elements that may perhaps be used to construct an optical computer. We illustrate the basic physical principles of optical bistability at steady state and the main features of the transient behaviour. The role and the effects of fluctuations (noise) are described in general.

Particular attention is devoted to the situation in which the output of the system is not stationary in time, but oscillatory (self-pulsing behaviour), so that the system works as a converter of continuous wave light into pulsed. It is shown that, according to the values of the external parameters, the oscillations can be either periodic in time or completely aperiodic (optical turbulence). The state of art in problem of optical bistability is briefly discussed.

### 1. Wstęp

#### 1.1. Co to jest bistabilność optyczna?

Bistabilność optyczna (OB)<sup>1</sup> stanowi przedmiot ciągłego zainteresowania społeczności naukowców pracujących w dziedzinie optyki kwantowej od czasu, gdy Gibbs, McCall i Venkatesan donieśli o pierwszej eksperymentalnej obserwacji tego zjawiska [1]. We wstępie tym spróbuję wyjaśnić w sposób poglądowy czym jest OB i czemu skupia ona tak entuzjastyczną uwagę zarówno fizyków teoretyków i eksperymentatorów, jak również tych, którzy zainteresowani są głównie aspektami technologicznymi.

---

\* Artykuł, opublikowany w *Contemporary Physics* 24, 333 (1983), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1983 by Taylor and Francis Ltd. All rights reserved.] (przyp. Red.).

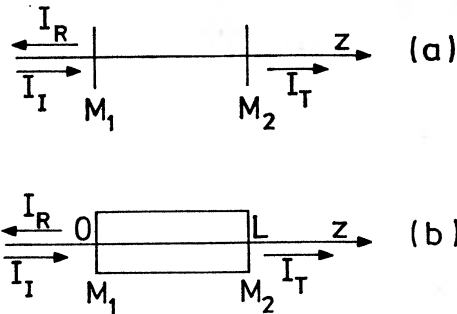
<sup>1</sup> Z ang.: *Optical Bistability* (przyp. tłum.).

Rozpatrzmy na początek rezonansową wnękę optyczną, taką jak np. wnęką Fabry'ego-Pérot, pokazana na rys. 1. Oba zwierciadła,  $M_1$  i  $M_2$ , mają współczynnik transmisji  $T$ , co oznacza, że kiedy wiązka światła o natężeniu  $I$  pada na jedno z tych zwierciadeł, to część  $TI$  natężenia jest przepuszczona, a część  $(1-T)I$  jest odbita. Zadaniem wnęki optycznej jest, w głównej mierze, wybór określonych częstości drgań pola elektromagnetycznego. W istocie, tylko odpowiednie mody pola z dobrze określoną strukturą przestrzenną i z dobrze określonymi częstościami mogą stabilnie oscylować we wnęce.

Następnie wprowadźmy do wnęki wiązkę światła wyemitowaną przez laser o pracy ciągłej. Natężenie  $I_I$  tej wiązki jest stałe w czasie. Częstość padającego promieniowania jest w rezonansie lub prawie w rezonansie z jedną z częstości własnych wnęki.

Rozważmy najpierw przypadek pustej wnęki (rys. 1a). Wiązka padająca jest częściowo przepuszczona ( $I_T$ ) i częściowo odbita ( $I_R$ ). Po etapie przejściowym, kiedy światło wchodzi

### WNĘKI FABRY'EGO - PEROTA



Rys. 1a). Pusta wnęką typu Fabry'ego-Pérot.  $I_I$  oznacza natężenie pola padającego;  $I_T$  i  $I_R$  — natężenia pola przepuszczonego i odbitego; b) wnęką Fabry'ego-Pérot wypełnioną ośrodkiem absorbującym.

do wnęki, układ osiąga reżim stanu stacjonarnego lub ustalonego, w którym  $I_T$  i  $I_R$  są stałe w czasie. W tym reżimie natężenie światła przepuszczonego jest proporcjonalne do natężenia światła padającego, tak że  $I_T = \mathcal{T}I_I$ , gdzie  $\mathcal{T}$  jest stałą proporcjonalności (zawsze mniejszą od jedności), zależną od współczynnika transmisji  $T$  i od stopnia rezonansu między polem padającym i wnęką (rys. 2a). W szczególności, w przypadku idealnego dostrojenia (tzn. w rezonansie) mamy  $\mathcal{T} = 1$ .

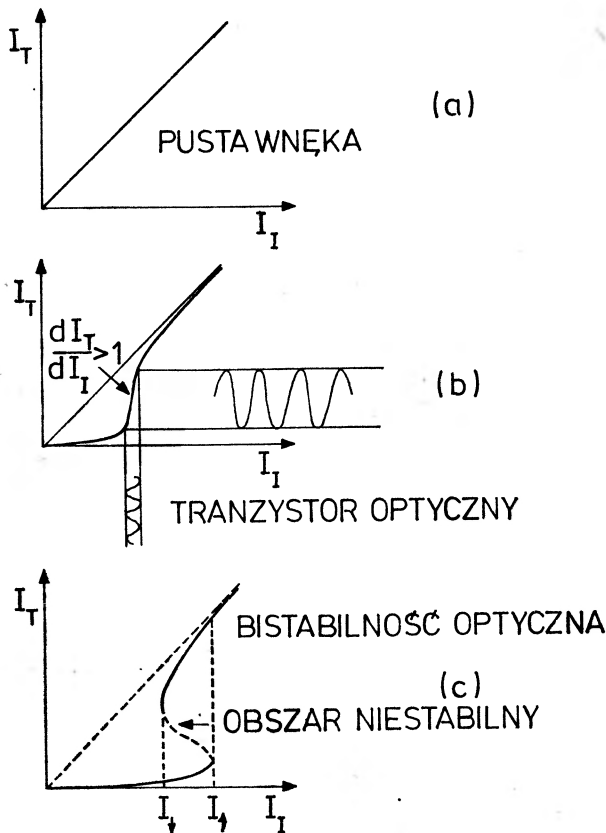
Ciekawszy przypadek zachodzi wówczas, gdy wnęką wypełnioną jest ośrodkiem pochłaniającym, będącym w rezonansie lub prawie w rezonansie z polem padającym. W tej sytuacji część padającej energii jest pochłaniana przez ośrodek. Z kolei, część tej zaabsorbowanej energii jest rozproszona w postaci ciepła, a część jest wyemitowana we wszystkich kierunkach jako światło fluorescencji.

Jak widzimy na rys. 1 b, próbka absorbera o długości  $L$  umieszczona jest między zwierciadłami. Oznaczmy przez  $\alpha$  współczynnik absorpcji na jednostkę długości materiału. W tym przypadku natężenie przepuszczonego światła staje się *nieliniową* funkcją natężenia światła padającego. Kluczowym parametrem, który określa stacjonarne zachowanie

się układu jest stosunek całkowitej absorpcji  $\alpha L$ , której podlega światło w czasie każdego przejścia przez ośrodek, do współczynnika transmisji  $T^2$

$$C = \frac{\alpha L}{2T} \quad (1)$$

Zwiększając  $C$  stwierdzamy, że na wykresie (rys. 2b) natężenia przepuszczonego w funkcji natężenia padającego (w stanie ustalonym) najpierw pojawia się część, w której tzw. „wzmocnienie różniczkowe”, czyli pochodna  $dI_T/dI_I$ , jest większe od jedności. W tych



Rys. 2a). Natężenie pola przepuszczonego w funkcji natężenia pola padającego dla pustej wnęki; b) działanie tranzystora optycznego; c) działanie bistabilne.

warunkach układ pracuje jako tranzystor. Zmodulujemy teraz natężenie pola padającego dostatecznie powoli, tak aby układ nadążał przemieszczając się wzdłuż krzywej stanu ustalonego (adiabaticzna zmiana natężenia padającego światła). Modulacja ta zostanie przekazana wiązce przepuszczonej i, jak widzimy na rys. 2b, głębokość modulacji okaże się

<sup>a</sup> Wielkości  $\alpha$  i  $C$  różnią się od oznaczonych tymi samymi symbolami w [2] czynnikiem  $1 + \Delta^2$  (patrz wzór (13)).

większa w polu przepuszczonym niż w polu padającym. Jest to dokładnie działanie tranzystora, w którym natężenie padającego światła gra rolę baterii.

Jeśli dalej zwiększamy stosunek  $\alpha L/T$ , to krzywa stanu ustalonego przybiera kształt litery S (rys. 2c) z fragmentem o ujemnym nachyleniu. Tak więc w tym przypadku  $I_T$  jest wielowartościową funkcją  $I_I$ . Istotnie, w przedziale wartości  $I_1 < I_I < I_1$  układ ma trzy rozwiązania stacjonarne. Jednakże jedno z tych rozwiązań, leżące w obszarze o ujemnym nachyleniu jest niestabilne i dlatego układ jest *bistabilny*. Jeśli zwiększamy adiabatycznie natężenie pola padającego, to gdy osiągnie ono wartość  $I_1$ , układ musi przejść w sposób nieciągły do wyższej gałęzi transmisji. Jeżeli teraz powoli zmniejszamy natężenie  $I_I$ , układ pozostaje na górnej gałęzi, dopóki nie osiągniemy wartości  $I_1$ , kiedy to układ powraca w sposób nieciągły do niższej gałęzi transmisji. Tak więc otrzymujemy *pętlę histerezy*. Jako zobaczymy w następnym rozdziale, zachowanie bistabilne jest wynikiem głównie dwóch nieliniowości: oddziaływania układu atom-pole i obecności zwierciadeł. W istocie, jeśli usuniemy zwierciadła, przepuszczone natężenie będzie zawsze funkcją jednowartościową i bistabilność zniknie. Zadaniem zwierciadeł jest wytworzenie sprzężenia zwrotnego, działającego na pole elektromagnetyczne. Gdy wiązka padająca dochodzi do zwierciadła na końcu próbki ( $M_2$ ), część jej zostaje odbita i daje wkład do wiązki, biegnącej w przeciwnym kierunku. Gdy ta odbita wiązka pada na zwierciadło  $M_1$ , część z niej zostaje ponownie odbita i w ten sposób zasila wiązkę pierwotną. Progowa wartość parametru  $C$ , przy której uzyskuje się bistabilność, zależna jest od szeregu różnych wielkości i własności, takich, jak np. stopień rezonansu między polem padającym, materiałem i wnęką, szerokość linii atomowej, typ wnęki itd.

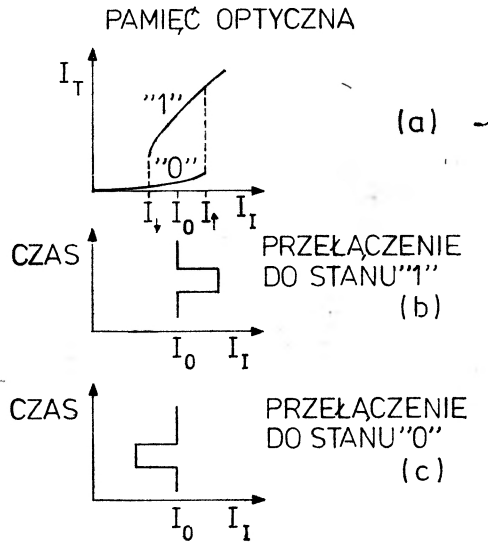
Jak wiadomo, gdy wiązka światła przechodzi przez ośrodek mamy w zasadzie do czynienia z dwoma rodzajami zjawisk — absorpcją i dyspersją, przy czym przyczyną tej ostatniej jest zależność współczynnika załamania ośrodka od częstości promieniowania padającego. Jeśli pole padające jest w idealnym rezonansie z linią atomową, dyspersja światła nie odgrywa żadnej roli, tak że możemy mówić o *bistabilności czysto absorpcyjnej*. W przeciwnym razie mamy przypadek mieszany — absorpcyjny i dyspersyjny. Jeśli jednak różnica między częstościami pola padającego i pola absorbowanego przez materiał jest tak duża, że absorpcja staje się zaniedbywalna, mamy *bistabilność czysto dyspersyjną*.

Układy, które dotychczas opisaliśmy są zazwyczaj zwane *układami całkowicie optycznymi* (lub *samoistnie*) *bistabilnymi*. Z drugiej strony, istnieją również różne odmiany tzw. *hybrydowych układów elektro-optycznych*. Typowe urządzenie tego rodzaju można otrzymać, zastępując absorber przez kryształ elektro-optyczny, który jest sterowany przez pole wychodzące. Wytworzone zmiany współczynnika odbicia są wówczas proporcjonalne do mocy wychodzącej. W artykule tym będziemy rozważać jedynie układy całkowicie optyczne.

Z tego krótkiego opisu wynika natychmiast, że optycznie bistabilne układy mają wielkie znaczenie dla techniki. Widzieliśmy już, że w reżimie niebistabilnym mogą one pracować jako tranzystory optyczne. Natomiast w sytuacji bistabilnej (rys. 2c) mogą one pracować jako elementy *pamięci optycznej*, w których można przechowywać informacje. Istotnie, w zakresie  $I_1 < I_I < I_1$  stany górny i dolny odpowiadają wartościom 1 i 0 elementu pamięci. Jak pokazano na rys. 3, poprzez odpowiednie zmiany natężenia pola padającego możliwe jest też przełączanie układu z jednego stanu do drugiego. Oczywiście, aby zbudować



wać komputer optyczny, trzeba zestawić bardzo wiele takich elementów, a więc każdy element musi być zminiaturyzowany. Dlatego też duży wysiłek wkłada się obecnie w prace zmierzające do konstrukcji praktycznych, zminiaturyzowanych i szybko działających bistabilnych układów optycznych. Układy te mogą również pracować jako przyrządy do formowania impulsów, pozwalają bowiem na różnego rodzaju kształtowanie impulsów światła padającego poprzez wzmacnianie pewnych ich fragmentów przy jednoczesnym



Rys. 3a). Pamięć optyczna.  $I_0$  oznacza natężenie trzymania; b) przełączanie do stanu „1”. Układ jest początkowo na dolnej gałęzi w  $I_I = I_0$  i przełącza się do górnej gałęzi pod wpływem impulsu pokazanego na rysunku. Ostatecznie układ pozostaje na górnej gałęzi w  $I_I = I_0$ ; c) przełączenie do stanu „0”. Układ jest początkowo na górnej gałęzi w  $I_I = I_0$  i przełącza się do dolnej gałęzi pod wpływem impulsu pokazanego na rysunku. Ostatecznie układ pozostaje na dolnej gałęzi w  $I_I = I_0$ .

tłumieniu innych. Można też w ten sposób eliminować zaszumione części impulsów. Ogólnie, układy takie mogą być stosowane jako układy obcinające, dyskryminatory, ograniczniki itd. Jak zobaczymy później, mogą one również działać jako przetworniki spójnego światła fali ciągłej na ciąg impulsów świetlnych.

OB wzbudziła również szerokie zainteresowanie wśród teoretyków, odświeżając częściowo entuzjazm, który w latach sześćdziesiątych wywoływał laser. Istotnie, OB jest bardzo ważnym przykładem kolektywnego zachowania w układzie otwartym, z dala od równowagi termodynamicznej i dlatego też poświęcony jej został specjalny rozdział w monografii Hakena *Synergetics* [3] i w teorii struktur dysypatywnych Nicolisa i Prigogine'a [4]. Przede wszystkim, pętla histerezy OB w stanie ustalonym sugeruje natychmiastową analogię z *przemianą fazową pierwszego rodzaju* w układach równowagowych. Nie mniej ciekawe jest, że sterując wielkością natężenia światła padającego można wywołać pojawienie się *spontanicznych pulsacji* w układzie. Wówczas przepuszczone natężenie nie jest już stacjonarne w czasie, lecz ma postać nietłumionej sekwencji impulsów. Zależnie od wartości

zewnętrznych parametrów kontrolnych, sekwencja ta może być albo idealnie okresowa w czasie (*regularna samoistna pulsacja*) lub zupełnie nieregularna (*zachowanie chaotyczne lub turbulencja optyczna*).

## 1.2. Krótki rys historyczny

Pełna historia OB jest bardzo długa, dlatego też ograniczę się jedynie do krótkiego opisu pierwszych, podstawowych jej etapów.

Absorpcyjna OB została po raz pierwszy przewidziana teoretycznie przez Szökego i współpracowników [5]. W kilka lat później McCall [6] udowodnił, że w odpowiednich warunkach ten sam układ może wykazywać przy akcji tranzystorowej różniczkowe wzmocnienie większe od jedności. Badał on również absorpcyjną OB we wnęce Fabry'ego-Pérotta poprzez numeryczną analizę rozwiązań tzw. równań Maxwella-Blocha. Praca ta skłoniła Gibbsa i in. [1] do przeprowadzenia doświadczeń w parach sodu. W doświadczeniach tych zaobserwowano zarówno efekt tranzystorowy, jak i bistabilność. Analiza danych pokazała, że zaobserwowana bistabilność była, oprócz kilku wyjątków, typu dyspersyjnego. Mechanizm wytwarzający dyspersyjną OB wytłumaczono na przykładzie prostego modelu sześciennego<sup>3</sup>. Felber i Marburger [7] podali analityczny opis dyspersyjnego OB w ośrodku Kerra. Bonifacio i Lugiato [8] zainicjowali teoretyczny, opierający się na pierwszych zasadach, analityczny opis OB. W pracy tej szczególnie podkreślono zachowanie kooperatywne i analogię z przejściem fazowym pierwszego rodzaju. Smith i Turner [9] zaproponowali oraz zademonstrowali działanie bistabilnego urządzenia elektro-optycznego. Wszystkie te wyniki stymulowały dalsze bardzo aktywne badania, zarówno teoretyczne jak i eksperymentalne. Obecnie prace nad OB prowadzone są w dwu zasadniczych kierunkach. Pierwszy kierunek, głównie technologiczny, poświęcony jest różnym aspektom urządzeń bistabilnych, zbudowanych przy użyciu zarówno całkowicie optycznych, jak i elektro-optycznych układów. Drugi kierunek poświęcony jest fundamentalnym aspektom OB i związanym z nią zagadnieniom.

## 1.3. Plan artykułu

W niniejszym artykule spróbuję podać elementarny opis OB i zjawisk bezpośrednio z nią związanych. Po dalsze szczegóły odsyłam Czytelnika do najnowszych artykułów przeglądowych Abrahama i. Smitha [10] oraz Lugiato [2]. Inne, krótsze prace przeglądowe na temat OB to artykuły Gibbsa i in. [11, 12], Lугоvoi [13], Collinsa i Wasmundta [14], Bonifacio [15], Abrahama i Smitha [16]. Cały szereg artykułów na temat bistabilności optycznej można znaleźć w *Proceedings of the Ashville Conference*, wydanych przez Bowdena in. [17] oraz w wydaniu specjalnym *IEEE Journal of Quantum Electronics*, pod redakcją Smitha [18].

W rozdz. 2 opisuję szczegółowo różne elementy (pole padające, wnękę, układ atomowy), które składają się na bistabilność optyczną. Rozdział 3 daje wyczerpujący opis bistabilności optycznej w stanie ustalonym z podkreśleniem głównych zasad fizycznych. Rozdział ten

---

<sup>3</sup> Jest to model ośrodka, którego nieliniowy charakter opisywany jest poprzez polaryzację proporcjonalną do trzeciej potęgi pola przepuszczonego (przyp. tłum.).

obejmuje zarówno dyspersyjną, jak i absorpcyjną OB. W szczególności, w par. 3.3. przeprowadzam analogię z przejściem fazowym pierwszego rodzaju w układach równowagowych. Rozdział 4 poświęcony jest opisowi etapu przejściowego, w którym układ zbliża się do stanu ustalonego. Szczególnie podkreślono tu rolę efektu tzw. spowolnienia krytycznego. W rozdz. 5 uwzględniam istnienie szumu i przedstawiam kwantowo-statystyczny opis OB, uzupełniając w ten sposób analogię z przejściem fazowym pierwszego rodzaju. Rozdział 6 ilustruje główne cechy zachowania pulsacyjnego w OB. Uwzględnia on zarówno regularną, samoistną pulsację jak i zachowanie chaotyczne (turbulencję optyczną). Artykuł zamyka rozdz. 7, w którym przedstawiam w skrócie aktualny stan zaawansowania prac nad skonstruowaniem praktycznego urządzenia optycznie bistabilnego, które mogłoby być podstawowym elementem w przyszłej realizacji optycznego komputera.

## 2. Elementy układu OB

Podstawowymi czynnikami warunkującymi istnienie OB są: pole padające, wnęka optyczna i układ atomowy (lub cząsteczkowy).

### 2.1. Pole padające

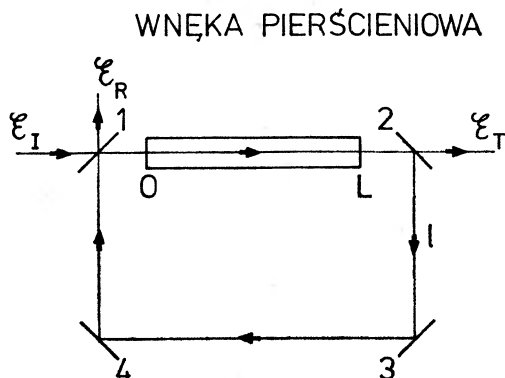
Pole padające wytwarzane jest przez zewnętrzny laser o pracy ciągłej. Jak wiadomo światło laserowe jest spójne. Oznacza to między innymi, że światło to jest monochromatyczne i jego natężenie jest doskonale stałe w czasie. W rzeczywistych laserach sytuacja nie jest aż tak idealna. Natężenie przejawia małe fluktuacje wokół wartości średniej. Faza pola nie jest stała, lecz podlega przypadkowym wahaniom, w wyniku czego światło ma skończoną szerokość linii — czyli nie jest doskonale monochromatyczne. W dalszym opisie, dla uproszczenia, zaniedbam te cechy i założę, że światło padające jest doskonale spójne. Jeżeli weźmiemy z kolei pod uwagę przekrój wiązki laserowej to zauważymy, że jej natężenie maleje od środka wiązki według prawa Gaussa. Znowu, dla uproszczenia rozważań, zaniedbam radialne zmiany pola elektrycznego i założę, że pole to jest falą płaską względem kierunków poprzecznych. Powyższe przybliżenie zmienia wyniki ilościowo, jednakże większość jakościowych cech pozostaje w zasadzie bez zmian. Tak więc, jeżeli oznaczymy przez  $z$  kierunek propagacji wiązki padającej (rys. 1), to pole elektryczne będzie na ogół zależeć od  $z$  oraz od zmiennej czasowej  $t$ . Będzie ono niezależne od zmiennych poprzecznych  $x$  i  $y$ .

### 2.2. Wnęka

Wnękę optyczną można zbudować dobierając odpowiednią liczbę zwierciadeł. Zgodnie z naszym założeniem o falach płaskich będziemy brać pod uwagę jedynie zwierciadła płaskie. Najbardziej powszechnym rodzajem wnęki jest wnęka typu Fabry'ego-Pérot'a z płaskimi, równoległymi zwierciadłami (rys. 1). Innym rodzajem jest wnęka pierścieniowa, pokazana na rys. 4. Na rysunku tym wiązka padająca  $\mathcal{E}_I$  wchodzi do wnęki od lewej strony i zostaje częściowo odbita ( $\mathcal{E}_R$ ), a częściowo rozchodzi się w ośrodku. Na wyjściowym zwierciadle 2 światło jest częściowo przepuszczone ( $\mathcal{E}_T$ ), a częściowo wraca do zwierciadła

wejściowego 1, po odbiciu się od zwierciadeł 3 i 4. Zakładam, że zwierciadła 3 i 4 mają współczynniki odbicia równe 100%. Współczynniki transmisji zwierciadeł 1 i 2 są równe i oznaczam je przez  $T$ . Oznaczę również przez  $R$  współczynnik odbicia,  $R = 1 - T$ .

Jak wiadomo, wnęka optyczna podtrzymuje jedynie dobrze określone częstotliwości. W przypadku wnęki pierścieniowej częstotliwości kołowe wynoszą  $2\pi cn/\mathcal{L}$ , gdzie  $n = 0, 1, 2, \dots, c$  jest prędkością światła, a  $\mathcal{L}$  całkowitą długością wnęki pierścieniowej ( $\mathcal{L} = 2(L+l)$ ), (rys. 4). W przypadku wnęki Fabry'ego-Pérot'a częstotliwości kołowe wynoszą  $\pi cn/L$  (patrz rys. 1).



Rys. 4. Wielkości  $\mathcal{E}_I$ ,  $\mathcal{E}_T$  i  $\mathcal{E}_R$  oznaczają amplitudy pola padającego, przepuszczonego i odbitego.

W obu przypadkach mody wnęki są równoodległe. Z punktu widzenia teorii, wnęka pierścieniowa jest łatwiejsza do analizy, gdyż światło rozchodzi się tylko w jednym kierunku, podczas gdy we wnęcie Fabry'ego-Pérot'a istnieją wiązki przeciwbieżne. Z tego powodu ograniczymy się jedynie do przypadku wnęki pierścieniowej. Jeśli oznaczymy amplitudę pola elektrycznego przez  $\mathcal{E}(z, t)$  i spojrzymy na rys. 4, to uświadomimy sobie, że pole  $\mathcal{E}(0, t)$  w punkcie  $z = 0$  składa się z dwóch różnych części: z pola padającego  $\mathcal{E}_I$  przepuszczonego przez zwierciadło 1 i z pola  $\mathcal{E}(L, t)$  w punkcie  $z = L$ , odbitego przez kolejne zwierciadła wnęki, czyli

$$\mathcal{E}(0, t) = \sqrt{T}\mathcal{E}_I + R\mathcal{E}(L, t - \Delta t) \quad (2a)$$

Pierwiastek kwadratowy przed  $\mathcal{E}_I$  bierze się stąd, że  $T$  jest współczynnikiem transmisji natężenia, a pole elektryczne jest pierwiastkiem kwadratowym z natężenia. Czynniki  $R$  przed drugim członem wyrażenia pochodzą od dwóch odbić od zwierciadeł 2 i 1. We wzorze (2a) nie ma dodatkowych czynników pochodzących od odbić od zwierciadeł 3 i 4, gdyż ich współczynniki odbicia są równe jedności. Występujące w zależności (2a) opóźnienie  $\Delta t$  jest czasem, w którym światło przechodzi od zwierciadła 2 do zwierciadła 1 i jest równe  $(L+2l)/c$  (rys. 4). Drugi składnik w (2a) reprezentuje wkład sprzężenia zwrotnego, które, jak zobaczymy później, jest niezbędne, aby zaistniała bistabilność.

Oznaczmy przez  $\omega_0$  częstotliwość kątową monochromatycznego światła padającego i przez  $k_0 = \omega_0/c$  odpowiadający jej wektor falowy. Ze względu na to, że  $\omega_0$  jest również cen-

tralną częstotścią pola elektrycznego wewnątrz wnęki, celowym jest uwidocznienie to w równaniu na pole, pisząc

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z,t) &= E(z,t)\exp[-i(\omega_0 t - k_0 z)] + E^*(z't)\exp[+i(\omega_0 t - k_0 z)] \\ \left\{ \begin{matrix} \mathcal{E}_I \\ \mathcal{E}_T \end{matrix} \right\} (t) &= \left\{ \begin{matrix} E_I \\ E_T \end{matrix} \right\} (t)\exp(-i\omega_0 t) + \left\{ \begin{matrix} E_I \\ E_T^* \end{matrix} \right\} (t)\exp(i\omega_0 t), \end{aligned} \quad (3)$$

gdzie  $E(z,t)$  zmienia się w czasie i w przestrzeni znacznie wolniej niż czynnik wykładniczy i stąd zwane jest *wolnozmienną obwiednią* pola elektrycznego. Zwróćmy uwagę, że w przeciwieństwie do  $\mathcal{E}$ , które jest z definicji rzeczywiste, obwiednia  $E$  jest na ogół zespolona. Dla uproszczenia zakładamy dalej, że pole padające jest rzeczywiste i dodatnie. Jeśli podstawimy (3) do (2a), to po prostych przekształceniach dostaniemy

$$E(0,t) = \sqrt{T}E_I + R\exp(-i\delta_0)L E(L, t - \Delta t), \quad (2b)$$

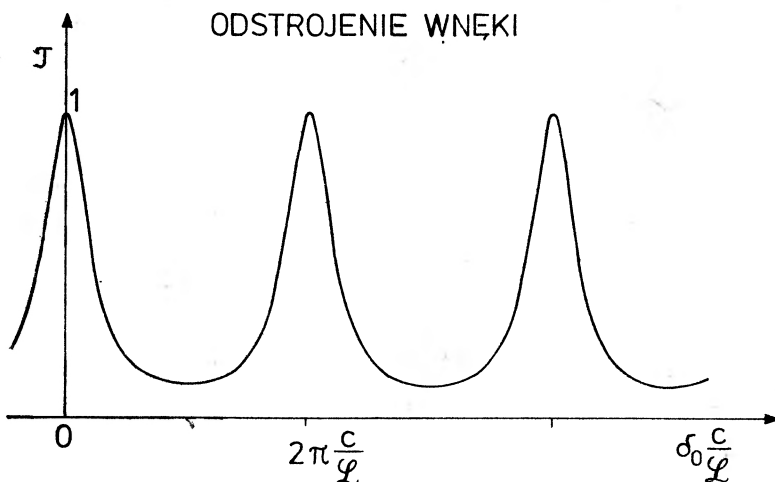
gdzie tzw. parametr odstrojenia wnęki,  $\delta_0$ , jest dany przez

$$\delta_0 = \frac{\omega_c - \omega_0}{c/\mathcal{L}}, \quad (4)$$

a  $\omega_c$  jest jedną z częstotści własnych wnęki. Dla ustalenia uwagi weźmy taką częstotliwość wnęki, która jest najbliższa częstotliwości pola padającego,  $\omega_0$ . Tak więc, w przypadku idealnego rezonansu między wnęką i polem padającym mamy  $\delta_0 = 0$ . Inna zależność, która wynika natychmiast z rysunku 4 jest następująca:

$$E_T(t) = \sqrt{T}E(L, t). \quad (5)$$

Zależność (2b) można również zapisać przy pomocy transmisji *pustej wnęki*. W stanie stacjonarnym  $E$  nie zależy od czasu i w przypadku pustej wnęki mamy po prostu  $E(0) =$



Rys. 5. Transmisja pustej wnęki w funkcji parametru odstrojenia wnęki  $\delta_0 c/\mathcal{L} = \omega_c - \omega_0$ .

$= E(L)$ . Dlatego też, korzystając z (2b) i (5) oraz definiując natężenie pola padającego i przepuszczonego jako odpowiednio

$$I_I = E_I^2, \quad I_T = |E_T|^2 \quad (6)$$

znajdujemy po odpowiednich przekształceniach dobrze znane wyrażenie na transmisję  $\mathcal{T}$  wnęki

$$\mathcal{T} \equiv \frac{I_T}{I_I} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{T^2} \sin^2 \frac{\delta_0}{2}}. \quad (7)$$

Jeśli wykreślimy  $\mathcal{T}$  jako funkcję parametru odstrojenia  $\delta_0 c/L$ , to otrzymamy wykres przedstawiony na rys. 5. Maksima linii odpowiadają częstościom wnęki, gdyż pusta wnęka przenosi tylko swoje własne częstości. Szerokość każdej linii jest równa

$$k = \frac{cT}{\mathcal{L}\sqrt{R}}. \quad (8)$$

Z tego też powodu  $k$  nazywane jest *szerokością linii wnęki*.

### 2.3. Układ atomowy

Jakkolwiek próbka absorbera może zawierać zarówno molekuly, jak i atomy, dla prostoty wyводу będę mówił jedynie o atomach. Energia oddziaływania atom-pole jest dana w tzw. przybliżeniu dipolowym przez

$$H_{\text{int}} = -\mathcal{P} \cdot \mathcal{E} \quad (9)$$

gdzie  $\mathcal{P}$  jest całkowitym atomowym momentem dipolowym (makroskopową polaryzacją atomową). Na szczególne podkreślenie zasługuje fakt, że wyrażenie (9) jest *nieliniowe* w obu zmiennych wziętych jednocześnie, pomimo, że oddzielnie jest liniowe zarówno w zmiennej polowej jak i w zmiennej atomowej. Następstwem tego jest *nieliniowy* charakter oddziaływania atom-pole, który z kolei jest przyczyną wszystkich interesujących zjawisk optyki kwantowej, włączając OB.

Wprowadźmy teraz wolnozmienną obwiednię dla atomowej polaryzacji w taki sam sposób jak dla pola elektrycznego pisząc

$$\mathcal{P}(z, t) = P(z, t)\exp[-i(\omega_0 t - k_0 z)] + P^*(z, t)\exp[+i(\omega_0 t - k_0 z)]. \quad (10)$$

W stanie ustalonym mamy w ogólnym przypadku

$$P = E\chi(|E|^2), \quad (11)$$

gdzie  $\chi$  jest podatnością dielektryczną ośrodka, która jest proporcjonalna do współczynnika absorpcji  $\alpha$ . Dla słabych pól  $\chi$  może być traktowana jako stała i  $P$  jest wówczas proporcjonalne do  $E$ . Jednakowoż, w optyce kwantowej rozważamy często silne pola i wówczas  $P$  staje się na ogół nieliniową funkcją  $E$ , zależną oczywiście od ośrodka atomowego. Podatność jest wielkością zespoloną

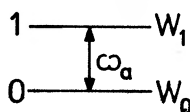
$$\chi = \chi_d + i\chi_a, \quad (12)$$



gdzie część rzeczywista,  $\chi_d$ , wpływa na *fazę* pola elektrycznego i jest odpowiedzialna za dyspersję, podczas gdy część urojona,  $\chi_a$ , wpływa na *moduł* pola elektrycznego i jest odpowiedzialna za absorpcję.

Szczególnie prosta, z teoretycznego punktu widzenia, jest sytuacja, gdy w procesie oddziaływania następuje przejście jedynie między dwoma poziomami energetycznymi. W tym przypadku mówimy o tzw. *atomach dwupoziomowych* [19], (patrz rys. 6). Niech  $\omega_a$  oznacza częstość przejścia Bohra i równa jest  $\omega_a = (W_1 - W_0)/\hbar$  gdzie  $\hbar$  jest stałą Plancka, a  $W_i$  ( $i = 0,1$ ) są energiami obu poziomów. Jak wiadomo, oddziaływanie z polem elektromagnetycznym wywołuje trzy rodzaje procesów: emisję spontaniczną, emisję wymuszoną i absorpcję.

### ATOM DWUPOZIOMOWY



Rys. 6. Atom w przybliżeniu dwupoziomowym

Emisja spontaniczna ma miejsce, gdy pole jest w stanie próżni (nie ma fotonów) i atom jest w stanie wzbudzonym. Atom przechodzi wykładniczo do stanu podstawowego ze stałą czasową, zwaną *naturalnym czasem życia*. Na skutek emisji spontanicznej poziom wzbudzony uzyskuje skończoną szerokość, zwaną *szerokością naturalną linii*. Szerokość ta zwiększa się dodatkowo na skutek takich procesów, jak zderzenia między atomami (skracają one czas życia poziomu wzbudzonego). Atomową szerokość linii będziemy dalej oznaczać przez  $\gamma$ . Wielkość ta jest wynikiem zarówno emisji spontanicznej, jak i zderzeń.

Emisja wymuszona ma miejsce, gdy pole elektromagnetyczne o  $n$  fotonach oddziałuje z atomem w stanie wzbudzonym i w rezultacie atom przechodzi do stanu podstawowego, emitując jeden dodatkowy foton. Z kolei absorpcja zachodzi wtedy, gdy pole elektromagnetyczne oddziałuje z atomem w stanie podstawowym i w konsekwencji następuje przejście atomu do stanu wzbudzonego z jednoczesną absorpcją fotonu.

W przypadku lasera, atomy są „pompowane” dla uzyskania inwersji obsadzeń. Inwersja ta ma miejsce, gdy górny poziom jest bardziej obsadzony niż poziom dolny. Stąd w laserze emisja wymuszona dominuje nad absorpcją. Odwrotnie jest w przypadku OB, gdzie atomy nie są pompowane i poziom dolny jest zawsze bardziej obsadzony. Dlatego też absorpcja dominuje nad emisją wymuszoną.

Zauważmy, że w ogólnym przypadku nie wszystkie atomy muszą mieć taką samą częstość przejścia. W rzeczywistości mamy dwa różne mechanizmy powodujące, że atomowe częstości przejścia nie są jednakowe. Jednym z tych mechanizmów jest ruch atomów w gazach. Z uwagi na efekt Dopplera, grupy atomów o różnych prędkościach mają również różne częstości. Drugim jest obecność zanieczyszczeń lub defektów w ciałach stałych. Mamy więc w ogólnym przypadku do czynienia nie z jedną częstością atomową, ale z pewnym *rozkładem* częstości. W takim przypadku, przez  $\omega_a$  będą oznaczać centralną częstość rozkładu. Szerokość rozkładu częstości nazywana jest *niejednorodną szerokością*

*linii*, w odróżnieniu od omawianej poprzednio *jednorodnej szerokości linii*  $\gamma$ . Jeżeli niejednorodna szerokość linii jest mała w porównaniu z szerokością jednorodną, to mówimy, że układ atomowy jest *poszerzony jednorodnie*, zaś w przeciwnym przypadku mówimy o *poszerzeniu niejednorodnym*. Okazuje się przy tym, że część dyspersyjna  $\chi_a$  podatności jest proporcjonalna do atomowego parametru rozstrojenia  $\Delta$ , który jest zdefiniowany jako

$$\Delta = \frac{\omega_a - \omega_0}{\gamma} \quad (13)$$

i znika, jeśli linia atomowa jest dokładnie w rezonansie z częstością pola wymuszającego  $\omega_0$ .

### 3. Fizyczne podstawy bistabilności optycznej w stanie ustalonym

Dla uproszczenia będę rozważać jedynie przypadek wnęki pierścieniowej. Oznaczmy przez  $\varrho$  i  $\varphi$  moduł i fazę pola elektrycznego wewnątrz próbki

$$E(z, t) = \varrho(z, t) \exp[i\varphi(z, t)]. \quad (14)$$

W stanie ustalonym  $\varrho$  i  $\varphi$  spełniają następujące równania różniczkowe

$$\frac{d\varrho}{dz} = -\alpha\varrho\tilde{\chi}_a(\varrho^2) \quad (15a)$$

$$\frac{d\varphi}{dz} = -\alpha\Delta\tilde{\chi}_d(\varrho^2) \quad (15b)$$

gdzie  $\tilde{\chi}_a$  i  $\tilde{\chi}_d$  są proporcjonalne odpowiednio do  $\chi_a$  i  $\chi_d$ , i są zdefiniowane w taki sposób, że czynniki  $\alpha$  i  $\alpha\Delta$  pojawiają się jawnie w równaniach; w szczególności  $\tilde{\chi}_a(0) = 1$ . Interpretacja fizyczna równania (15a) jest oczywista. Widzimy, że w granicy słabego pola  $\tilde{\chi}_a = 1$ , czyli, że

$$\varrho(z) = \varrho(0) \exp(-\alpha z). \quad (16)$$

Jest to zwyczajne prawo wykładniczej absorpcji Beera. Stosując (2b), (5) i (6) można otrzymać następujące ogólne wyrażenie na transmisję we wnęce pierścieniowej:

$$\mathcal{T} \equiv \frac{I_T}{I_I} = \frac{T^2}{(\eta - R)^2 + 4R\eta \sin^2\left\{\frac{1}{2}(\delta_0 - \Delta\varphi)\right\}} \quad (17)$$

gdzie

$$\eta \equiv \frac{\varrho(0)}{\varrho(L)} \geq 1, \quad \Delta\varphi \equiv \varphi(L) - \varphi(0). \quad (18)$$

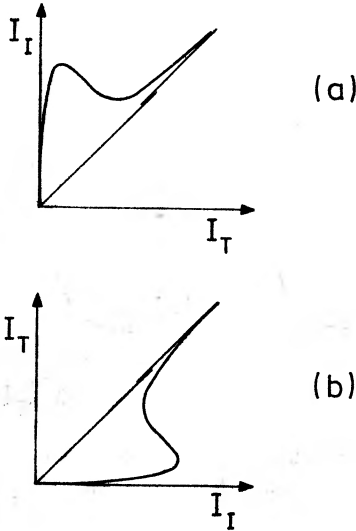
Gdy wnęka jest pusta ( $\tilde{\chi}_a = \tilde{\chi}_d = 0$ ), dostajemy z (15)  $\eta = 1$  i  $\Delta\varphi = 0$  i (17) redukuje się do (7). Zauważmy przy tym, że w granicy  $\tilde{\chi}_a = 1$ ,  $\eta$  równe jest  $\exp(\alpha L)$ , (patrz równanie (16)). Pragnę podkreślić, że  $\eta$  i  $\Delta\varphi$  są funkcjami przepuszczonego pola:  $\eta = \eta(I_T)$  i  $\Delta\varphi = \Delta\varphi(I_T)$ . Funkcje te można wyznaczyć, rozwiązując równania różniczkowe (15a) i (15b)

i korzystając z (5) i (6). Jeśli podstawimy wyrażenia na  $\eta(I_T)$  i  $\Delta\varphi(I_T)$  do (17) i rozwiążemy to równanie względem  $I_I$ , to otrzymamy natychmiast jawne wyrażenie na  $I_I$  jako funkcję  $I_T$

$$I_I = f(I_T),$$

$$f = \frac{I_T}{T^2} \{ [\eta(I_T) - R]^2 + 4R\eta(I_T)\sin^2[\frac{1}{2}(\delta_0 - \Delta\varphi(I_T))] \}.$$

### BISTABILNOŚĆ



Rys. 7a). Wykres natężenia pola padającego w funkcji natężenia pola przepuszczonego; b) Wykres natężenia pola przepuszczonego w funkcji natężenia pola padającego.

Funkcja  $f$  jest z definicji jednowartościowa. Jednakże, jeśli wykreślimy  $f$  (rys. 7a) i jeśli zamienimy osie tak, aby otrzymać wykres  $I_T$  w funkcji  $I_I$  (rys. 7b), to przekonamy się, że funkcja odwrotna może być wielowartościowa: krzywa  $I_T$  w funkcji  $I_I$  może być w kształcie litery S. Otrzymujemy wówczas bistabilność.

### 3.1. Bistabilność dyspersyjna w ośrodku Kerra

W ośrodku Kerra mamy

$$\tilde{\chi}_a = 0, \quad \tilde{\chi}_d = C_1 + C_2 q^2. \quad (19)$$

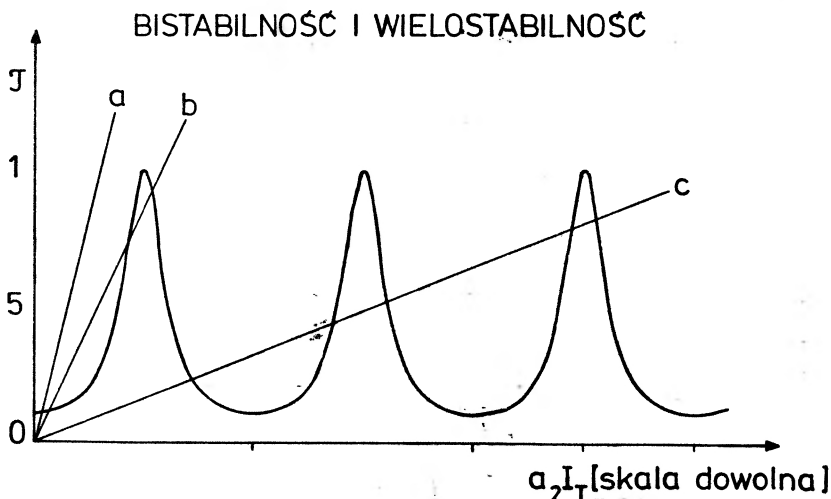
A więc, z równań (18), (15) i (5) otrzymujemy natychmiast, że

$$\eta = 1, \quad \Delta\varphi = a_1 - a_2 I_T, \quad (20)$$

gdzie  $a_1 = -\alpha\Delta Lc_1$ ,  $a_2 = \alpha L\Delta c_2/T$ . Korzystając z (17) otrzymujemy zależność

$$\mathcal{F} \equiv \frac{I_T}{I_I} = \left( 1 + \frac{4R}{T^2} \sin^2 \left\{ \frac{1}{2} [(\delta_0 - a_1) + a_2 I_T] \right\} \right)^{-1}. \quad (21)$$

Jeśli wykreślimy  $\mathcal{F}$  w funkcji  $I' = a_2 I_T$ , to otrzymamy krzywą (rys. 8), która pokrywa się z wykresem  $\mathcal{F}$  w funkcji  $\delta_0$  (zależność (7), rys. 5) dla pustej wnęki, lecz jest przesunięta o wielkość  $\delta_0 - a_1$ . Rozwiązania stacjonarne można znaleźć przy pomocy prostej procedury graficznej, opracowanej przez Felbera i Marburgera [7]. Należy w tym celu przeciąć naszą krzywą (rys. 8) linią prostą  $\mathcal{F} = I_T/I_I = I'/a_2 I_I$ . Nachylenie tej prostej jest odwrotnie



Rys. 8. Metoda graficzna wyznaczania rozwiązania stacjonarnego dla ośrodka Kerra.  $I'$  zdefiniowane jest jako  $a_2 I_T$  (patrz tekst)

proporcjonalne do natężenia wiązki padającej. Dla małych  $I_I$  jest tylko jeden punkt przecięcia (linia a). Zwiększając  $I_I$  otrzymujemy trzy punkty przecięcia (linia b), co odpowiada sytuacji bistabilnej, ponieważ rozwiązanie środkowe jest niestabilne. Wykreślając więc  $I_T$  w funkcji  $I_I$ , otrzymamy pętlę histerezy. Dla większych wartości  $I_I$  otrzymamy rozwiązania wielokrotne (linia c), które prowadzą do niestabilności i do pętli wielokrotnej histerezy. Gdy  $T$  dąży do jedności, krzywa (21) spłaszcza się i bistabilność znika.

### 3.2. Bistabilność absorpcyjna przy zerowym odstrojeniu wnęki

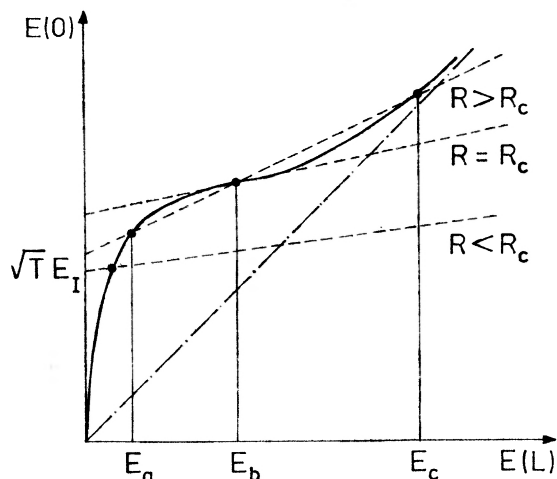
Załóżmy teraz, że pole padające, atomy i wnęka są w idealnym rezonansie, tak, że  $\delta_0 = \Delta = 0$  (równania (4) i (13)). Jest to przypadek czysto absorpcyjnej OB i równanie (2b) przybiera w stanie ustalonym postać

$$E(0) = \sqrt{T} E_I + RE(L), \quad (22)$$

gdzie pole  $E$  jest rzeczywiste, tzn.  $\varphi = 0$ ,  $\rho = E$ . Rozwiązanie stacjonarne znajdujemy, posługując się metodą graficzną Bonifacia i Lugiato [20]. Rozwiązując (15a) otrzymujemy wyrażenie na  $E(0)$  jako funkcję  $E(L)$ . Załóżmy teraz, że krzywa ta ma kształt pokazany na rys. 9. Odpowiada to przypadkowi jednorodnie poszerzonego układu atomów dwupoziomowych. Dla dużych  $\alpha L$  typowe cechy tej krzywej są następujące:

- (1) Gdy  $E(0)$  jest małe,  $E(L)$  jest znacznie mniejsze niż  $E(0)$ . Wynika to z prawa Beera (16), gdyż mamy do czynienia z silną absorpcją.
- (2) Gdy  $E(0)$  jest duże,  $E(L)$  jest praktycznie równe  $E(0)$  (ośrodek jest przezroczysty). Istotnie, dla silnych pól  $E\chi_a(E^2) \approx 0$ , czyli  $\frac{dE}{dz} \approx 0$ . Zjawisko to zwane jest *nasyceciem* ośrodka atomowego. Zachodzi ono, gdyż pole elektryczne obsadza również górny poziom

## ROZWIĄZANIA STACJONARNE



Rys. 9. Graficzne wyznaczanie rozwiązań stacjonarnych dla absorpcyjnej OB przy zerowym odstrojeniu wnęki. Krzywa przedstawia funkcję przenoszenia ośrodka.

dwupoziomowego atomu. W przypadku silnego pola oba poziomy stają się jednakowo obsadzone, na skutek czego prawdopodobieństwa emisji wymuszonej i absorpcji stają się równe, a zatem ośrodek staje się przezroczysty.

(3) Pomiędzy obszarami silnej absorpcji i nasycecia, krzywa  $E(0)$  w funkcji  $E(L)$  ma punkt przegięcia. Nachylenie  $R_c$  stycznej w tym punkcie jest takie, że  $0 < R_c < 1$  i zależy jedynie od  $\alpha L$ .

Rozwiązania stacjonarne otrzymuje się przez przecięcie krzywej z rys. 9 linią prostą (22) o nachyleniu  $R$  i wartości w punkcie  $E(L) = 0$  równej  $\sqrt{T}E_I$ . Stąd dla  $R < R_c$  jest tylko jeden punkt przecięcia dla wszystkich wartości  $E_I$ . Dla  $R > R_c$  istnieje zakres wartości  $E_I$ , dla których znajdujemy trzy punkty przecięcia  $E_a < E_b < E_c$ . Punkty  $E_b$  są niestabilne, tak więc mamy sytuację bistabilną. Jeśli wykreślimy stacjonarne wartości  $E_T = \sqrt{T}E(L)$  w funkcji pola padającego  $E_I$ , to otrzymamy krzywą w kształcie litery S, co prowadzi z kolei do pętli histerezy.

Analiza nasza wskazuje, że bistabilność jest wynikiem połączonego działania nieliniowego charakteru funkcji przenoszenia dla ośrodka (rys. 9) i sprzężenia zwrotnego wprowadzanego przez zwierciadła (równanie (22)). Działanie zwierciadeł jest bardzo istotne, ponieważ, jak widać, z rys. 9, nie ma bistabilności przy  $R = 0$  (brak zwierciadeł).

### 3.3. Równanie stacjonarne w granicy średniego pola

Związki łączące pola padające i przepuszczone mają szczególnie prostą postać analityczną w granicy małej absorpcji, małej przepuszczalności i małego odstrojenia wnęki, tzn. gdy  $\alpha L \ll 1$ ,  $T \ll 1$  i  $\delta_0 \ll 1$ . Matematycznie, warunki te wyrażone są przez przejścia graniczne

$$\alpha L \rightarrow 0, T \rightarrow 0, \delta_0 \rightarrow 0, \quad (23)$$

przy  $C = \frac{\alpha L}{2T}$  stałym i stałym  $\Theta = \frac{\delta_0}{T}$ .

Jest to tzw. „granica średniego pola”, ponieważ dla  $\alpha L \rightarrow 0$  pole elektryczne staje się jednorodne w przestrzeni, tak że jego wartość na ściance wyjściowej próbki atomowej jest taka sama, jak jego średnia wartość w przestrzeni. Pragnę zaznaczyć, że zwrot „średnie pole” ma tutaj inne znaczenie niż to, które jest zazwyczaj używane w innych działach fizyki, takich jak np. teoria Landaua równowagowych przejść fazowych.

W granicy (23) otrzymujemy następujące „równanie stanu”, wyrażające natężenie padające jako funkcję natężenia przepuszczonego:

$$I_I = I_T \{ [1 + 2C\tilde{\chi}_a(I_T)]^2 + [\Theta - 2CA\tilde{\chi}_a(I_T)]^2 \}. \quad (24a)$$

Przedyskutuję teraz krótko sens fizyczny granicy (23). Po pierwsze,  $\alpha L \rightarrow 0$  oznacza, że oddziaływanie między polem elektrycznym i atomami staje się bardzo słabe. Jeśli przyjmiemy, że  $\alpha L \rightarrow 0$ , ale będziemy trzymać  $T$  skończone,  $C$  znika i otrzymujemy rozwiązanie dla pustej wnęki:  $I_T = I_I / (1 + \Theta^2)$ . Przeciwnie, jeśli położymy również  $T \rightarrow 0$ , to parametr bistabilności  $C$  staje się dowolny i otrzymamy w równaniu (24) nieliniowe wyrażenia, które są odpowiedzialne za wszystkie interesujące zjawiska. Znaczenie fizyczne granicy  $T \rightarrow 0$  jest takie, że średni czas życia  $\mathcal{L}/cT$  fotonów we wnęce staje się bardzo długi, tak że fotony odczuwają oddziaływanie z atomami nawet wówczas, gdy jest ono bardzo słabe. Wreszcie, granica  $\delta_0 \rightarrow 0$ , podczas gdy  $\Theta = \delta_0/T$  pozostaje skończone, oznacza, że rozstrojenie wnęki  $\omega_c - \omega_0$  musi być znacznie mniejsze niż odległość  $2\pi c/\mathcal{L}$  między modem rezonansowym i sąsiednimi modami wnęki (patrz równanie (4)). Z drugiej strony jednak musi ono być tego samego rzędu, co szerokość linii wnęki (patrz równanie (8)), gdyż w przeciwnym razie nic nie mogłoby być przepuszczone. Tak więc granica  $\delta_0 \rightarrow 0$  powoduje, że układ pracuje tylko z jednym modem wnęki, najbliższym rezonansowi z polem padającym (działanie jednomodowe).

W szczególnym przypadku jednorodnie poszerzonego układu atomów dwupoziomych równanie (24a) przybiera jawną postać

$$I_I = I_T \left\{ \left[ 1 + \frac{2C}{1 + \frac{I_T}{(1 + \Delta^2)I_S}} \right]^2 + \left[ \Theta - \frac{2CA}{1 + \frac{I_T}{(1 + \Delta^2)I_S}} \right]^2 \right\}, \quad (25a)$$

gdzie  $I_S$  jest tzw. „natężeniem nasyceniowym” ośrodka atomowego, zależnym od szerokości linii atomowej i momentu dipolowego przejścia między oboma poziomami.



Na podstawie równań (24a) i (25a) możemy teraz przedyskutować mechanizmy fizyczne, które wywołują histerezę w absorpcyjnej i dyspersyjnej bistabilności optycznej. W przypadku absorpcyjnym ( $\Delta = 0$ ) rozważmy dla uproszczenia sytuację rezonansową, tzn.  $\Theta = 0$  ( $\omega_c = \omega_0$ ). Wówczas równania (24a) i (25a) przybierają odpowiednio postać

$$I_I = I_T [1 + 2C\tilde{\chi}_d(I_T)]^2, \quad (24b)$$

$$I_I = I_T \left[ 1 + \frac{2C}{1 + \frac{I_T}{I_S}} \right]^2. \quad (25b)$$

Dla małego natężenia światła padającego przepuszczalność jest mała ze względu na obecność absorbera. Większość padającego światła jest odbijana przez wnękę. Ze wzrostem natężenia światła padającego absorber zaczyna się nasycać. Zmniejsza się więc absorpcja, prowadząc do wzrostu pola elektrycznego, wskutek czego zwiększa się z kolei nasycenie itd., aż do chwili, gdy absorber stanie się przezroczysty. Wówczas  $I_T \simeq I_I$  i układ przelacza się do górnej gałęzi pętli histerezy. Z drugiej strony, jeśli układ znajduje się na wyższej gałęzi transmisji, to pomimo zmniejszania natężenia padającego, pole wewnętrzne we wnęce jest dostatecznie silne, aby utrzymać absorber w stanie nasycenia. Dlatego też światło przepuszczone przeskakuje na gałąź dolną przy wartości natężenia padającego mniejszej niż wartość, która jest konieczna do przeskoczenia do góry. Mamy więc pętlę histerezy.

W przypadku czysto dyspersyjnej bistabilności mechanizm jest całkowicie odmienny [1]. Równanie (24a) sprowadza się wówczas do postaci

$$I_I = I_T \{1 + [\Theta - 2C\Delta\tilde{\chi}_d(I_T)]^2\}. \quad (24c)$$

W przypadku pustej wnęki  $C = 0$ , przepuszczalność jest niska, gdyż częstość własna wnęki,  $\omega_c$ , jest odstrojona od częstości światła padającego  $\omega_0$ . Jeśli we wnęce wypełnionej absorberem odstrojenie wnęki i odstrojenie atomowe mają ten sam znak, to zwiększenie pola padającego (a zarazem wzrost nieliniowego współczynnika załamania związanego z  $\tilde{\chi}_d$ ) zmienia efektywną długość optyczną wnęki, zmniejszając w ten sposób odstrojenie od rezonansu. Zwiększa to z kolei pole wewnętrzne, które jeszcze bardziej przesuwa efektywną częstość wnęki  $\omega'_c = \omega_c - 2Ck\Delta\tilde{\chi}_d$  w kierunku częstości światła padającego  $\omega_0$ . Proces ten trwa aż do momentu osiągnięcia rezonansu, czyli gdy  $I_T \simeq I_I$ . Z drugiej strony, jeśli układ jest na wyższej gałęzi transmisji, to pole wewnętrzne jest dostatecznie silne, aby podtrzymać rezonans, pomimo zmniejszania pola padającego. Prowadzi to ponownie do histerezy.

### 3.4. Efekty kolektywne. Analogia z przejściem fazowym pierwszego rodzaju

W rozdziale tym skupimy naszą uwagę na przypadku  $\Delta = \Theta = 0$ . Jeśli zdefiniujemy

$$x = \frac{I_T}{I_S}, \quad y = \frac{I_I}{I_S}, \quad (26)$$

to przy użyciu tych znormalizowanych amplitud pola padającego i przepuszczonego równanie (25b) można zapisać w następującej postaci:

$$y = x \left( 1 + \frac{2C}{1+x^2} \right). \quad (27)$$

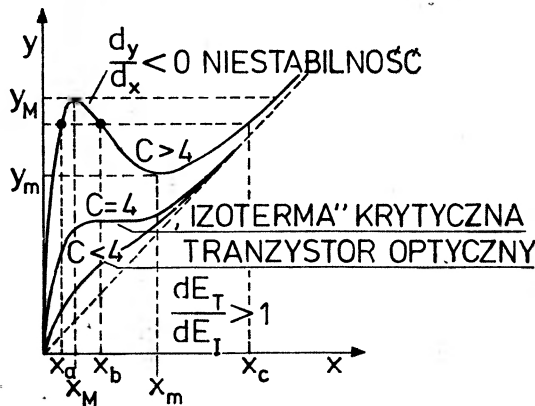
Z uwagi na istnienie w próbce pola reakcji, pole wewnętrzne jest z reguły całkowicie odmienne od pola padającego. Pole reakcji wytwarzane jest kolektywnie przez atomy i przeciwdziała polu padającemu. Człon nieliniowy  $2Cx/(1+x^2)$  jest wynikiem działania pola reakcji, zależy więc od stopnia kooperacji atomów, mierzonego wielkością parametru  $C$ .

Dla bardzo dużych  $x$  równanie (27) redukuje się do rozwiązania dla pustej wnęki  $x = y$  (tzn.  $I_T = I_I$ ). Układ atomowy jest nasycony, a więc ośrodek jest przezroczysty. Każdy atom oddziałuje z polem padającym tak, jak gdyby innych atomów nie było. Jest to sytuacja niekooperatywna. Podejście kwantowo-statystyczne pokazuje, że korelacje między atomami są w takiej sytuacji zaniedbywalne.

Dla małych  $x$  równanie (27) redukuje się do  $y = (2C+1)x$ , które ponownie jest równaniem liniowym. Liniowość wynika tutaj z faktu, że w przypadku małego pola wymuszającego odpowiedź układu jest liniowa. Układ atomowy nie jest wówczas nasycony. Dla dużych  $C$  kooperacja atomowa dominuje, istnieją więc znaczące korelacje międzyatomowe.

Bistabilność optyczna — zjawisko, w którym pole zewnętrzne wprowadza układ w stan daleki od stanu równowagi termodynamicznej, stanowi bezpośrednią analogię do przejścia fazowego pierwszego rodzaju w układach równowagowych. W istocie, krzywe  $y(x)$  otrzymane dla różnych wartości  $C$  mają ten sam charakter, co krzywe van der Waalsa dla przejścia fazowego ciecz — para, przy  $y$ ,  $x$  i  $C$  grających rolę odpowiednio ciśnienia, objętości i temperatury (rys. 10). Dla  $C < 4$   $y$  jest monotoniczną funkcją  $x$ , tak że nie ma bistabilności, a istnieje jedynie możliwość akcji tranzystorowej (porównaj rys. 2b). Dla

### PARAMETR BISTABILNOŚCI $C$



Rys. 10. Wykres równania stanu (27) w przybliżeniu średniego pola w przypadku czysto absorpcyjnej bistabilności przy  $\Theta = 0$ , dla różnych wartości parametru bistabilności  $C$ .

$C = 4$  (krzywa krytyczna)  $y(x)$  ma punkt przegięcia ze styczną poziomą. Wreszcie, dla  $C > 4$  na krzywej pojawia się maksimum i minimum. Odpowiada to bistabilności; gdyż dla  $y_m < y < y_M$  (rys. 10) mamy trzy stacjonarne rozwiązania  $x_a < x_b < x_1$ , przy czym rozwiązania  $x_b$  są niestabilne. Zamieniając osie  $x$  i  $y$  otrzymujemy natychmiast pętlę histerezy światła przepuszczonego w funkcji światła padającego. Ponieważ kooperacja atomowa jest znacząca w stanach  $x_a$  i zaniedbywalna w stanach  $x_c$ , będziemy nazywać  $x_a$  „stanem stacjonarnym kooperatywnym”, a  $x_c$  „stanem stacjonarnym jednoatomowym” [8].

Kiedy w układzie atomów dwupoziomowych górny poziom ma nieznikające obsadzenie, to układ emituje we wszystkich kierunkach światło fluorescencji (emisja spontaniczna), którego całkowite natężenie,  $I_F$ , jest proporcjonalne do obsadzenia górnego poziomu. Można pokazać, że kiedy układ jest na gałęzi jednoatomowej, to  $I_F$  jest proporcjonalne do liczby atomów. W przypadku, gdy układ jest na gałęzi kooperatywnej,  $I_F$  okazuje się być odwrotnie proporcjonalne do liczby atomów. Jest to jawny przejaw kooperatywnego zachowania się atomów.

Analogię między OB i przejściem fazowym pierwszego rodzaju będziemy jeszcze dyskuutować w rozdz. 5, w związku z kwantowo-statystycznym opisem OB.

#### 4. Zachowanie niestacjonarne

Dotychczas rozważaliśmy jedynie zachowanie stacjonarne układu. Pętlę histerezy stanu ustalonego OB można zaobserwować doświadczalnie przez bardzo powolne (adiabaticzne) przemiatanie polem padającym, w taki sposób, że układ może w sposób ciągły przystosowywać się do każdej, nowej wartości pola padającego.

W rozdziale tym zajmiemy się etapem przejściowym, w którym układ zbliża się do stanu ustalonego. Proces ten jest opisany przez charakterystyczne stałe czasowe. W przypadku jednorodnie poszerzonego układu dwupoziomowego, atomowymi stałymi czasowymi są: odwrotność szerokości linii atomowej,  $\gamma$ , oraz czas relaksacji różnicy obsadzeń między poziomami górnym i dolnym. Przy braku zderzeń, lub gdy zderzenia są nieelastyczne, czas relaksacji obsadzeń jest równy połowie odwrotności szerokości linii atomowej. W przeciwnym przypadku jest to więcej, niż połowa, przy czym nadwyżka ta jest proporcjonalna do częstości zderzeń elastycznych. Innym czasem charakterystycznym układu jest czas relaksacji wnęki. Wynika on z faktu, że pole koherentne, wpuszczone do wnęki, narasta w niej w czasie równym odwrotności szerokości linii wnęki  $k$  (patrz równanie (8)).

Ograniczmy się teraz do przypadku czysto absorpcyjnego (tzn.  $\Delta = \Theta = 0$ ) w granicy średniego pola ( $\alpha L \ll 1$ ,  $T \ll 1$ ). Założmy ponadto, że czas relaksacji atomów jest znacznie krótszy niż czas relaksacji wnęki. W tym przypadku, następujące równanie na amplitudę pola przepuszczonego (26) opisuje nam dynamikę układu:

$$\frac{dx}{dt} = k \left( y - x - \frac{2Cx}{1+x^2} \right). \quad (28)$$

Widzimy, że dynamika procesu jest zdeterminowana przez czas relaksacji wnęki,  $k^{-1}$ .

Oczywiście w stanie ustalonym  $\left( \frac{dx}{dt} = 0 \right)$  otrzymujemy równanie stanu (27).

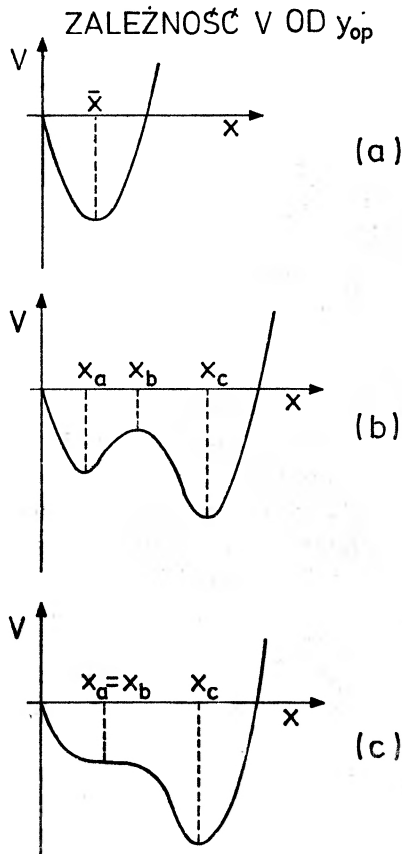
Intuicyjny obraz zachowania się układu można uzyskać, przepisując równanie (28) w następującej zwartej formie:

$$k^{-1} \frac{dx}{dt} = -\frac{dV_y(x)}{dx}, \quad (29a)$$

$$-V_y(x) = \int \left( y - x - \frac{2Cx}{1+x^2} \right) dx = yx - \frac{x^2}{2} - C \ln(1+x^2). \quad (29b)$$

W ten sposób, (28) staje się formalnie identyczne z równaniem, opisującym jednowymiarowy, nadkrytycznie tłumiony ruch cząstki klasycznej. Dla przykładu rozważmy cząstkę o masie  $m$ , która porusza się w potencjale  $V$  i jest poddana tarciu ze współczynnikiem tarcia  $f$ . Jej równanie ruchu ma postać

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + f \frac{dx}{dt} = -\frac{dV}{dx}. \quad (30)$$

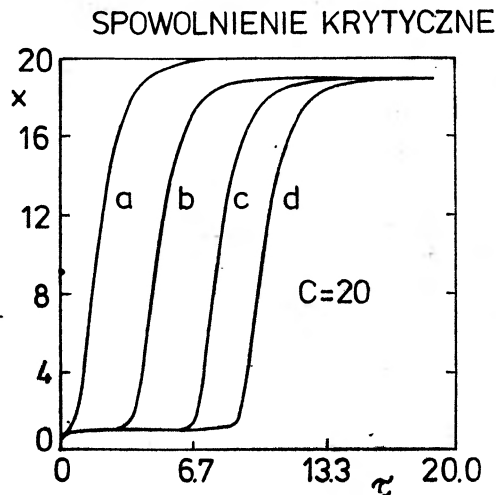


Rys. 11. Potencjał  $V_y(x)$  dla różnych wartości,  $y_{op}$ , znormalizowanego pola padającego  $y$ ; a)  $y_{op} \gg y_M$ ; b)  $y_m < y_{op} < y_M$ ; c)  $y_{op} = y_M$  (wartość krytyczna).

Gdy  $f$  jest dostatecznie duże, można zaniedbać początkowy wyraz,  $m \frac{d^2 x}{dt^2}$  i wtedy (30) przybiera postać (29a).

Przyjmijmy, że ekstrema „potencjału”  $V_y(x)$  są zdefiniowane przez (29b) i odpowiadają rozwiązaniom stacjonarnym, przy czym kształt  $V_y(x)$  zależy od pola padającego  $y$  (rys. 11). Dla tych wartości  $y$ , dla których mamy tylko jedno rozwiązanie stacjonarne  $\bar{x}$ , potencjał posiada pojedyncze minimum w  $x = \bar{x}$  (rys. 1a). Jeśli natomiast mamy trzy rozwiązania stacjonarne  $x_a < x_b < x_c$  (rys. 10), to  $V_y$  ma dwa minima  $-x = x_a$  i  $x = x_c$  oraz jedno maksimum odpowiadające niestabilnemu rozwiązaniu stacjonarnemu  $x = x_b$  (rys. 11b).

Rozważmy teraz następujący eksperyment. Załóżmy, że początkowo układ jest w stanie stacjonarnym z zerowym polem zewnętrznym, tak że  $x(0) = 0$ . W tym momencie włączamy



Rys. 12. Efekt tzw. „letargu” i spowolnienie krytyczne w ewolucji czasowej pola przepuszczonego.  $C$  równe jest 20; a)  $y_{op} = 22$ ; b)  $y_{op} = 21.1$ ; c)  $y_{op} = 21.05$ ; d)  $y_{op} = 21.04$ . Czas  $\tau$  wyrażony jest w jednostkach  $k^{-1}$ . Wartość  $y_M$  wynosi 21.0264.

skokowo pole padające tak, że osiąga ono pewną operacyjną wartość  $y_{op}$  większą, niż górny próg bistabilności  $y_M$  (rys. 10). Wówczas pole przepuszczone zbliża się (na górnej gałęzi transmisji) do stacjonarnej wartości  $\bar{x}$ , odpowiadającej wartości  $y_{op}$  pola padającego. Równanie (28) można rozwiązać analitycznie (rys. 12). Opisane zbliżanie się do stanu stacjonarnego wykazuje swoisty rodzaj „letargu”, tak że czas, w którym układ osiąga stan stacjonarny, staje się coraz dłuższy, gdy  $y_{op}$  zdąża do  $y_M$  i rozbiega się do nieskończoności w granicy  $y_{op} \rightarrow y_M$ . Zachowanie to zaobserwowane zostało doświadczalnie [21, 22] i nazywane jest „spowolnieniem krytycznym”. Zjawisko to może być zrozumiane intuicyjnie na podstawie równania (29a). Gdy  $y_{op}$  jest tylko trochę większe od  $y_M$ , to potencjał  $V_{op}$  ma płaski odcinek o niewielkim nachyleniu, który układ przebywa w stosunkowo długim czasie. Gdy  $y_{op}$  zbliża się do  $y_M$ , nachylenie tego odcinka maleje (istotnie, dla  $y_{op} = y_M$  krzywa  $V_{op}(x)$  ma punkt przegięcia ze styczną poziomą) i stąd czas dochodzenia do stanu stacjonarnego staje się coraz dłuższy.

Analiza powyższa wykazuje, że dzięki wynikającemu z dynamiki układu efektowi spowolnienia krytycznego, czas osiągnięcia stanu stacjonarnego może być znacznie dłuższy niż charakterystyczne czasy relaksacji układu. Dlatego też, aby zaobserwować pętlę histerezy stanu ustalonego, przemiatając polem padającym musi być 100—1000 razy wolniejsze niż największy wchodzący w grę czas charakterystyczny. Jeżeli natężenie pola padającego zmieniane jest bardziej gwałtownie, to pętla zaokrągla się i przejścia z dolnej do górnej gałęzi i odwrotnie nie są już nieciągłe [23].

## 5. Fluktuacje

Teoria, którą dotychczas, opisywałem była całkowicie deterministyczna. Była ona oparta na równaniach różniczkowych, tak że przy zadanych warunkach początkowych ewolucja w czasie mogła być jednoznacznie określona. Przy takim opisie zaniedbaliśmy jednak fluktuacje, które są obecne w naszym układzie, podobnie jak we wszystkich układach makroskopowych. Fluktuacje są bowiem przejawem struktury mikroskopowej, która leży u podstaw każdego układu makroskopowego. Możemy kontrolować zmienne makroskopowe układu, ale nie możemy kontrolować zmiennych mikroskopowych, które przejawiają się właśnie poprzez fluktuacje (niekontrolowany szum układu).

W przypadku układu bistabilnego, analiza fluktuacji jest szczególnie ważna, ponieważ szum może wywoływać w układzie spontaniczne i przypadkowe skoki z jednej gałęzi pętli histerezy na drugą. Obie gałęzie nie są więc absolutnie stabilne, lecz jedynie metastabilne.

Oczywiście, zjawisko to jest efektem niepożądanym, szczególnie jeśli używamy naszego układu jako elementu pamięci. Zapisana informacja ginie bowiem w momencie przeskoku układu z jednego stanu do drugiego. Dlatego też punkt pracy elementu musi być tak dobrany, aby prawdopodobieństwo przeskoków było minimalne. Odpowiada on wartości tzw. „natężenia trzymywania” układu i jest pokazany na rys. 3.

W OB szum może mieć trzy różne źródła. Może to być:

- (1) szum zewnętrzny, np. szum pochodzący z fluktuacji pola padającego;
- (2) szum termiczny;
- (3) szum „wewnętrzny” lub „kwantowy”, wywodzący się z kwantowej natury układu i pochodzący przede wszystkim z emisji spontanicznej.

Aby wziąć pod uwagę fluktuacje, trzeba podać opis *statystyczny*, w którym stan układu jest określony nie przez proste podanie liczby (wartości pola elektrycznego w czasie  $t$ ), ale przez podanie całego *rozkładu prawdopodobieństwa* (rozkładu prawdopodobieństwa pola elektrycznego w czasie  $t$ ). Czasową ewolucją takiego układu rządzi odpowiednie równanie zwane równaniem Fokkera-Plancka. Dyskusja tego równania leży poza zakresem tego artykułu. Wspomnimy tu jedynie, że równanie Fokkera-Plancka zawiera jeden parametr dodatkowy oprócz tych, które już pojawiły się w teorii bez fluktuacji. Parametr ten,  $q$ , jest odwrotnie proporcjonalny do objętości układu i mierzy „siłę” fluktuacji. Dlatego też będziemy go nazywać „parametrem fluktuacji”.

Opiszmy teraz jakościowo wynik podejścia statystycznego, w przypadku  $\Delta = \Theta = 0$ , w granicy pola średniego ( $\alpha L \ll 1$ ,  $T \ll 1$ ) i przy założeniu jak w rozdz. 4, że czasy relaksacji atomowej są znacznie krótsze niż czas relaksacji pola. Oznaczmy przez  $P(x, t)$  rozkład



prawdopodobieństwa pola elektrycznego w czasie  $t$ , tak, że  $P(x, t)dx$  jest prawdopodobieństwem, że w czasie  $t$  znormalizowana amplituda pola przepuszczonego (26) ma wartość między  $x$  i  $x+dx$ . Stąd mamy warunek normalizacji

$$\int_0^{\infty} P(x)dx = 1.$$

Dla  $t \rightarrow \infty$ ,  $P(x, t)$  zbliża się do stacjonarnego rozkładu prawdopodobieństwa  $P_{st}(x)$ , który, ponieważ  $P$  jest dodatnie, można zawsze zapisać w następującej postaci wykładniczej:

$$P_{st}(x) = \exp \left[ - \frac{U_y(x)}{q} \right]. \quad (31)$$

Zdefiniowana w ten sposób funkcja  $U_y(x)$  odgrywa rolę *uogólnionej energii swobodnej* układu w stanie odległym od równowagi termodynamicznej.  $U_y(x)$  pozwala ustalić związek z teorią Landaua równowagowych przejść fazowych, dokładnie tak, jak dla lasera zrobili to Degiorgio i Scully [24] oraz Graham i Haken [25]. W przypadku, gdy szum termiczny i zewnętrzny dominuje nad szumem kwantowym, energia swobodna  $U_y$  jest tożsama z potencjałem  $V_y$ , omówionym w poprzednim rozdziale. W innych przypadkach  $U_y$  jest różne od  $V_y$ . Jednak ekstrema (minima i maksima) obu funkcji zawsze odpowiadają rozwiązaniom stacjonarnym ( $x_a < x_b < x_c$ ) teorii bez fluktuacji (rys. 10).  $U_y$  i  $V_y$  różnią się przede wszystkim głębokościami minimów (rys. 11b). Jest to istotna cecha, gdyż determinuje ona stopień stabilności obu stanów bistabilnego układu. Im głębsze minimum, tym bardziej stabilny jest odpowiadający mu stan stacjonarny. Stosując (31) możemy to wszystko wyrazić poprzez prawdopodobieństwa, a nie przy pomocy stopnia stabilności. Minima uogólnionej energii swobodnej  $U_y$  odpowiadają bowiem maksimum stacjonarnego rozkładu prawdopodobieństwa. Im głębsze jest minimum, tym wyższe odpowiadające mu maksimum rozkładu prawdopodobieństwa. Tak więc stany bardziej stabilne są równocześnie bardziej prawdopodobne. Dla wartości  $y$ , dla których teoria bez fluktuacji przewiduje tylko jedno rozwiązanie stacjonarne  $\bar{x}$ , rozkład prawdopodobieństwa  $P_{st}(x)$  ma jedno maksimum w  $x = \bar{x}$  (rys. 13a). W przypadku trzech rozwiązań stacjonarnych w teorii bez fluktuacji ( $x_a < x_b < x_c$ ),  $P_{st}(x)$  ma dwa maksima w  $x = x_a$  i  $x = x_c$  i jedno minimum lokalne, odpowiadające stanowi niestabilnemu  $x = x_b$  (rys. 13b).

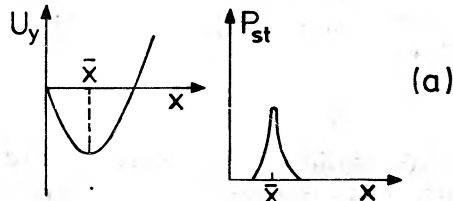
Parametr fluktuacji  $q$  odpowiada za szerokość profilu  $P(x)$ ; im mniejsza wartość  $q$ , tym profile są węższe. Gdy  $q$  jest małe, oba maksima są porównywalne, lecz tylko w bardzo małym przedziale wartości znormalizowanego pola padającego  $y$ , w rejonie bistabilnym  $y_m < y < y_M$  (rys. 10). Jednocześnie we wszystkich innych częściach tego rejonu maksimum przy  $x = x_a$  jest znacznie wyższe niż maksimum przy  $x = x_c$ , lub odwrotnie.

Stosując rozkład prawdopodobieństwa  $P_{st}(x)$  można obliczyć wartość średnią  $\langle x \rangle$  przepuszczonego pola, zdefiniowaną w sposób następujący:

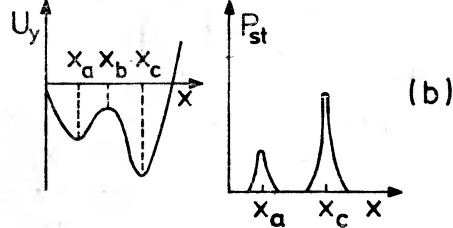
$$\langle x \rangle = \int_0^{\infty} x P_{st}(x) dx. \quad (32)$$

Na rys. 14 wykreśliśmy  $\langle x \rangle$  jako funkcję pola padającego  $y$  w zestawieniu z krzywą w kształcie litery  $S$ , daną przez teorię bez fluktuacji. Obie krzywe wyznaczone są dla

## PRZYPADK JEDNOSTABILNY

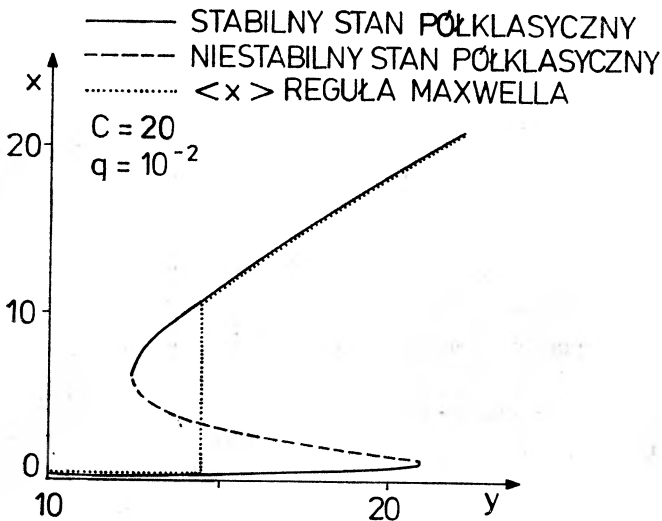


## PRZYPADK BISTABILNY



Rys. 13. Postać uogólnionej energii swobodnej  $U_y(x)$  i stacjonarnego rozkładu prawdopodobieństwa  $P_{st}(x)$  dla przypadku monostabilnego a) i przypadku bistabilnego b).

## REGUŁA MAXWELLA

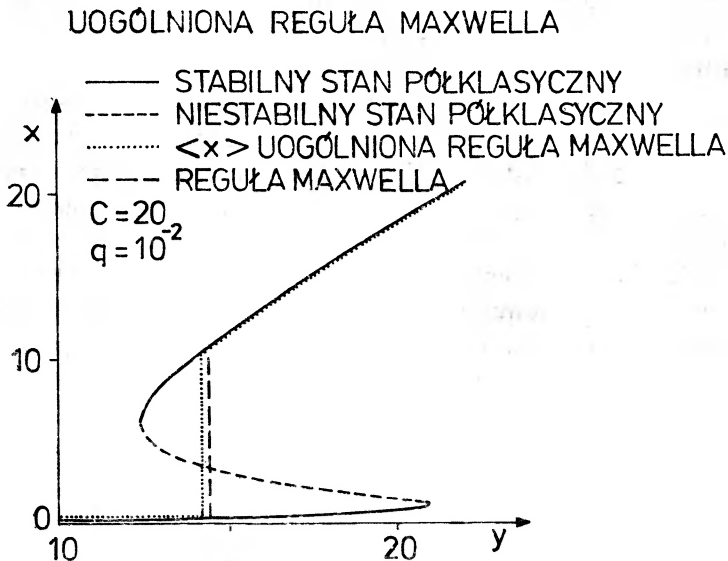


Rys. 14. Porównanie krzywej w kształcie litery  $S$  (teoria bez fluktuacji) z krzywą przedstawiającą średnią wartość  $\langle x \rangle$  pola przepuszczonego dla przypadku zaniedbywalnego szumu kwantowego.

$C = 20$  i  $q = 10^{-2}$  w przypadku, gdy szum kwantowy jest zaniedbywalny względem szumu termicznego i zewnętrznego ( $U_y(x) = V_y(x)$ ). Wartość średnia dokładnie pokrywa się z krzywą bistabilności w kształcie litery  $S$ , z wyjątkiem wąskiego obszaru przejściowego, w którym  $\langle x \rangle$  przechodzi z dolnej gałęzi na górną. Na przedstawionym rysunku przejście to jest tak gwałtowne, że wygląda jak nieciągły skok. Stosując jednak skalę rozciągniętą

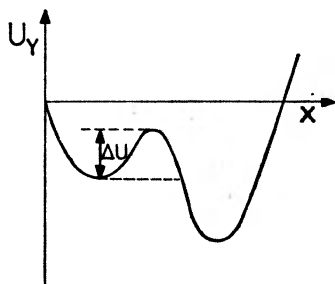
w  $y$  można zobaczyć, że przejście to jest ciągle i staje się nieciągle jedynie w granicy nieskończonej objętości, tzn. dla  $q \rightarrow 0$ . Kształt krzywej  $\langle x \rangle$  pokazany na rys. 14 może być łatwo zrozumiany, jeśli uświadomimy sobie, że jedynie w obszarze przejściowym obie linie mają porównywalną wysokość. Dla wartości  $y$  poniżej (powyżej) obszaru przejściowego linia w  $x = x_a (x = x_c)$  absolutnie dominuje nad linią w  $x = x_c (x = x_a)$  i dlatego wartość średnia praktycznie równa jest  $x = x_a (x = x_c)$ . Rysunek 14 przypomina nam regułę Maxwella dla przejść fazowych pierwszego rodzaju. Można udowodnić, że obszar przejściowy przecina krzywą w kształcie litery S w taki sposób, że otrzymuje się dwa płaty o takiej samej powierzchni. Przestaje to być prawdą, gdy wewnętrzne fluktuacje kwantowe nie są zaniedbywalne. W tym przypadku otrzymujemy obraz podobny do przedstawionego na rys. 14, ale z inną, tzw. „uogólnioną regułą Maxwella” (rys. 15). Wynika to z faktu, że fluktuacje kwantowe, w przeciwieństwie do zewnętrznych fluktuacji termicznych, są zależne od wielkości pola elektrycznego. Podobne odchylenia od zwykłej reguły Maxwella zostały zaobserwowane również w innych układach odległych od stanu równowagi termodynamicznej np. w reakcjach chemicznych.

Należy tutaj podkreślić, że opisane przez nas dotychczas podejście kwantowo-statystyczne jest czysto statyczne, tzn. jest ono słuszne w granicy długiego czasu. Rozważmy wartość pola padającego  $y$ , która leży w obszarze bistabilnym ( $y_m < y < y_M$ ) ale na prawo od obszaru przejściowego. Jak już wiemy, jeżeli początkowo nasz układ jest w stanie o niskiej transmisji, to jeśli poczekać dostatecznie długo, układ ten przejdzie do bardziej stabilnego stanu o wysokiej transmisji, który odpowiada tej samej wartości pola padającego. Nasuwa się tutaj pytanie, po jakim średnio czasie przejście takie ma miejsce. Odpowiedź na to można znaleźć przy pomocy metody Kramersa [26], a wynik jest przedstawiony na rys. 16.



Rys. 15. Krzywe z rys. 14 dla przypadku, gdy szum kwantowy dominuje nad szumami zewnętrznym i termicznym.

## UOGÓLNIONA ENERGIA SWOBODNA



Rys. 16. Bariera potencjału  $\Delta U$ , którą musi pokonać układ, aby przejść ze stanu o niższej transmisji (lewa studnia) do stanu o wyższej transmisji.

Założmy, że początkowo układ nasz jest na dnie lewej studni energii swobodnej. Odpowiada to stanowi o niskiej transmisji. Aby osiągnąć dno bardziej stabilnej studni prawej, układ musi przewyciężyć barierę  $\Delta U$ , grającą w tym problemie rolę podobną do roli energii aktywacji w reakcjach chemicznych. Układ nasz jest w stanie przewyciężyć tę barierę dzięki odpowiednio dużym fluktuacjom. Procedura Kramersa pokazuje, że średni czas przejścia,  $t_{AV}$ , jest proporcjonalny do następującego wyrażenia:

$$t_{AV} \sim \exp\left(\frac{\Delta U}{q}\right) \quad (33)$$

Jeśli rozmiary układu są rzędu co najmniej centymetra, to przy założeniu, że temperatura nie jest zbyt wysoka i szum termiczny nie jest duży, parametr  $q$  jest mały, powiedzmy mniejszy niż 0.01 lub 0.001. W tym przypadku czas przejścia jest astronomiczny i stany stacjonarne można uważać praktycznie za absolutnie stabilne, chociaż naprawdę są one metastabilne. Z drugiej strony, gdy szum zewnętrzny wzrasta lub zmniejszają się rozmiary układu na tyle, że całkowita liczba atomów jest rzędu 1000, czas  $t_{AV}$  skraca się i wpływ fluktuacji staje się znacznie bardziej znaczący. Może mieć to istotny wpływ na sposób konstrukcji projektowanych z myślą o optycznym komputerze zminiaturyzowanych urządzeń bistabilnych (rozdz. 7).

Na zakończenie pragnę wspomnieć, że fluktuacje determinują również widmo pola przepuszczonego, widmo emitowanego we wszystkich kierunkach światła fluorescencji, oraz tzw. statystykę fotonów obu tych pól. Opis tych problemów znajduje się w moim bardziej szczegółowym artykule [2].

### 6. Samoistna pulsacja i zachowanie chaotyczne

Wróćmy teraz do teorii bez fluktuacji, zakładając, że parametr fluktuacji jest tak mały, że efekty fluktuacji są zaniedbywalne. W rozdziale tym zajmiemy się zagadnieniem *niestabilności* w bistabilności optycznej. Będziemy mówić, że stan stacjonarny (lub reżim stanu stacjonarnego) jest niestabilny, jeśli układ na skutek niewielkiego wytrącenia z tego stanu

nie wraca już do niego, lecz oddala się od niego coraz bardziej. Stan niestabilny nie jest znaczący fizycznie, gdyż nawet najłżejsze zaburzenie bezpowrotnie wytrąca z niego układ.

Zjawisko bistabilności optycznej samo w sobie wywodzi się z powstania niestabilności. Zbliżając się od dołu do górnego progu bistabilności  $y = y_M$  (rys. 10), stan o niskiej transmisji staje się niestabilny i właśnie z tego powodu układ przeskakuje do stanu na gałęzi o wysokiej transmisji. To samo dzieje się z gałęzią o wysokiej transmisji, gdy  $y$  zbliża się do dolnego progu stabilności,  $y = y_M$ .

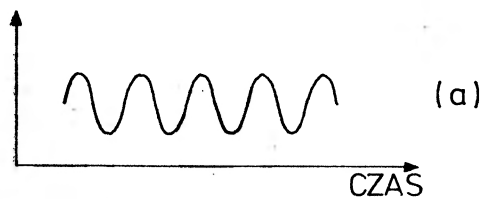
Jak wiadomo [3, 4], w układach nieliniowych można znaleźć całą sekwencję niestabilności. Najpierw stan stacjonarny staje się niestabilny, gdy układ zbliża się do innego stanu stacjonarnego, następnie ten nowy stan stacjonarny staje się sam niestabilny itd. Sekwencję taką znajdujemy poprzez zmianę tych parametrów układu, które jesteśmy w stanie kontrolować; w OB parametrami kontrolowanymi są pole padające i długość wnęki. Na ogół już po kilku niestabilnościach układ nie posiada żadnego stanu stabilnego i zaczyna przejawiać zachowanie oscylacyjne: w układzie pojawiają się *spontaniczne pulsacje*. Takie zachowanie oscylacyjne może być regularne — absolutnie okresowe w czasie, lub kompletnie nieregularne i aperiodyczne. W tym drugim przypadku mówimy o zachowaniu *chaotycznym* lub *turbulentnym* (rys. 17).

Szczególnie istotne są przy tym dwa aspekty:

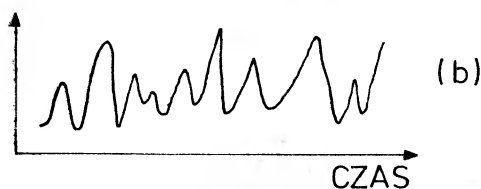
(1) Zachowanie oscylacyjne nie jest wynikiem zewnętrznego „manipulowania” układem; powstaje ono przy ustalonych parametrach układu. W OB można łatwo uzyskać zachowanie impulsowe, zmieniając okresowo długość wnęki (np. używając kryształu piezoelektrycznego). Jest to oczywiście przykład trywialny. Pokażemy jednak, że zachowanie impulsowe można uzyskać również ustalając wszystkie zewnętrzne parametry (długość wnęki, natężenie pola padającego). W tym przypadku pulsacje są spontaniczne i są wytwarzane przez tzw. samoorganizowanie się układu. Dlatego też zachowanie to nazwane zostało *samoistną pulsacją*.

(2) W przypadku chaotycznym (rys. 17b) przebieg czasowy przypomina nieregularności, które są konsekwencją szumu w układzie. Zachowanie chaotyczne możemy uzyskać nawet

#### OKRESOWA SAMOISTNA PULSACJA



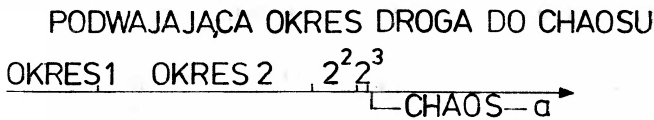
#### CHAOTYCZNA SAMOISTNA PULSACJA



Rys. 17a). Regularne zachowanie oscylacyjne; b) chaotyczne zachowanie oscylacyjne.

wówczas, gdy całkowicie zaniedbamy szum, to znaczy w ramach teorii deterministycznej (a więc bez fluktuacji). Z tego powodu zachowanie takie nazywamy *chaosem deterministycznym*.

Zachowanie chaotyczne oraz rozmaite drogi, które prowadzą układ do stanu chaosu były w ostatnich latach przedmiotem bardzo aktywnych badań. Ciągłe jednak nie mamy pełnej ich klasyfikacji. Najbardziej popularną i dogłębnie badaną drogą prowadzącą do chaosu jest tzw. „droga podwajająca okres” [27, 28, 29], przedstawiona na rys. 18. Na początku układ jest w stabilnym stanie regularnie oscylującym z podstawową częstotliwością  $\bar{\omega}$ . Przy zwiększaniu parametru kontrolnego  $a$ , w pewnym punkcie stan ten staje się niestabilny i układ zmierza do nowego stanu oscylacyjnego o podwojonym okresie. Zauważmy,



Rys. 18. Ze wzrostem parametru kontrolnego  $a$  w układzie następuje kaskada podwajających okres niestabilności, która ostatecznie doprowadza do stanu chaosu.

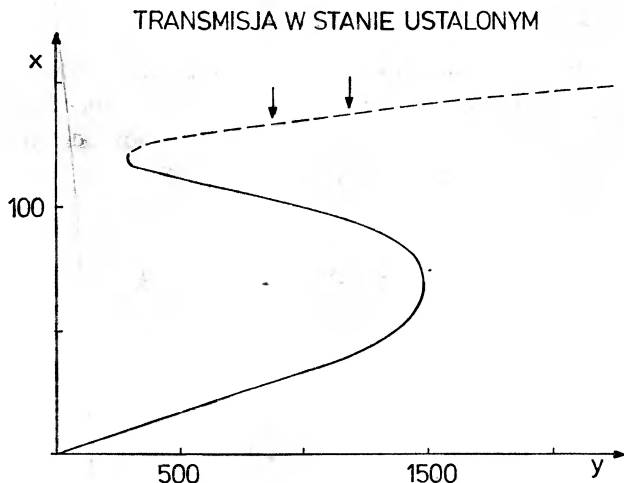
że z punktu widzenia teorii transformacji Fouriera (tzn. widma) podwojenie okresu odpowiada generacji częstości subharmonicznej równej  $\bar{\omega}/2$ . Przy dalszym zwiększaniu  $a$  ten nowy stan staje się niestabilny i znowu następuje podwojenie okresu. Otrzymujemy okres o długości czterokrotnie większej od okresu początkowego, itd. Przez taką sekwencję niestabilności znajdujemy następnie okresy równe 8, 16, 32, .... Ciąg wartości parametru kontrolnego, przy których następuje podwojenie okresu, zawęży się, zgodnie z twierdzeniem o ciągu geometrycznym. W istocie, stosunek pomiędzy przedziałem, w obrębie którego mamy okres  $2^n$  i przedziałem w którym okres wynosi  $2^{n+1}$  jest 4.6692..... . Liczba ta jest stałą uniwersalną — obowiązuje dla wszystkich sekwencji podwajających okres. W omawianym przypadku, sekwencja osiąga dość raptownie punkt kumulacji, poza którym układ przejawia zachowanie chaotyczne. W obszarze chaosu widmo nie jest już dane przez pojedyncze linie, lecz ma ciągłe tło. W pewnych układach sekwencję podwajającą okres można znaleźć przez zmniejszanie parametru kontrolnego, a nie przez jego zwiększanie.

W rozdziale tym pokażę, że samoistna pulsacja w OB może być zarówno periodyczna, jak i chaotyczna.

Jak już powiedziałem w rozdz. 2, wnęka ma nieskończoną liczbę częstości własnych (modów). Zachowanie się układu może być opisane przy pomocy *amplitud tych modów*. Wyróżnię tutaj dwa przypadki, zależnie od mechanizmu, który prowadzi do niestabilności stanu stacjonarnego. W pierwszym przypadku będziemy mówić o amplitudzie modu rezonansowego z polem padającym, który staje się niestabilny. W drugim przypadku niestabilność wynika z modów pozarezonansowych.

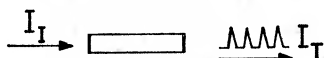
### 6.1. Niestabilność modu rezonansowego

Ten typ niestabilności może powstać tylko w przypadku dyspersyjnym [30, 31], w którym znacząca część gałęzi o wysokiej transmisji staje się niestabilna (rys. 19). Z grubsza mówiąc, mechanizm tego procesu jest następujący. W przypadku dyspersyjnym istnieje



Rys. 19. Na osiach poziomej i pionowej odłożone są amplitudy  $y$  i  $x$  pola padającego i pola przepuszczonego. Krzywa przerywana oznacza zakres niestabilności, prowadzący do nietłumionych oscylacji. Strzałki wyznaczają obszar, w którym stwierdzono zachowanie chaotyczne ( $C = 0.5$ ,  $\Delta = 374$ ,  $\Theta = 340$ ).

niedopasowanie między częstotliwością atomową i częstotliwością pola padającego. Gdy niedopasowanie to jest dostatecznie duże, układ nie jest w stanie dostosować się do częstotliwości pola padającego i dlatego stan stacjonarny staje się niestabilny, a układ zaczyna oscylować. W tej sytuacji, pole przepuszczone nie jest już stacjonarne w czasie, ale dane jest przez nietłumioną sekwencję impulsów (samoistna pulsacja). Zachowanie to jest bardzo interesujące z praktycznego punktu widzenia, gdyż nasuwa ono pomysł urządzenia przetwarzającego światło stacjonarne na spójne światło impulsowe (rys. 20) [32, 33].



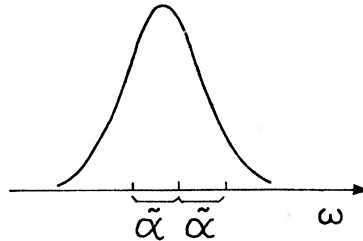
Rys. 20. Przetwornik światła spójnego ciągłego na spójne światło impulsowe.

Zobaczmy teraz, co się dzieje, gdy układ przeskakuje z gałęzi o niższej transmisji na gałąź o wyższej transmisji. Ponieważ stan stacjonarny w wyższej gałęzi jest już niestabilny, otrzymujemy natychmiast regularną sekwencję oscylacji (rys. 21a). Innym sposobem spojrzenia na to zachowanie jest analiza płaszczyzny, wyznaczonej przez część rzeczywistą i urojoną znormalizowanego pola przepuszczonego. Wówczas trajektorią na tej płaszczyźnie jest prosty cykl graniczny (rys. 21b). Jeśli teraz zmniejszymy pole padające  $y$ , które jest naszym parametrem kontrolnym, to stwierdzimy pojawienie się podwójnego okresu (rys. 21c), odpowiadającego trajektorii przedstawionej na rys. 21d. Trajektorja ta powstaje w wyniku rozszczepienia się cyklu granicznego na dwie oddzielne części. Z rys. 21d możemy również wywnioskować, dlaczego mamy podwojenie okresu. Widzimy, że po jednej pętli układ nie powraca do warunków początkowych, aczkolwiek udaje się to po dwóch pętlach; czyli okres się podwaja. Dalsze zmniejszenie  $y$  prowadzi do pojawienia się poczwórnego okresu (rys. 21e i f) itd. Ostatecznie, wkraczamy w obszar chaosu (rys. 19 oraz 22a i b), gdzie nie ma już żadnej okresowości w czasie.

## 6.2. Niestabilność modu pozarezonansowego

Zjawisko to powstaje, gdy dwa mody wneki, sąsiadujące z modem rezonansowym, leżą wewnątrz linii absorpcyjnej ośrodka atomowego (rys. 23). Warunek ten może być spełniony przez użycie odpowiednio długiej wneki. Wówczas, w odpowiednich warunkach, amplitudy modów sąsiednich stają się niestabilne, podczas gdy mod rezonansowy pozostaje stabilny.

## LINIA ABSORPCJI ATOMOWEJ



Rys. 23. Zobrazowanie przypadku, gdy dwa mody wneki, sąsiadujące z modem rezonansowym z polem padającym leżą w obrębie linii absorpcyjnej ośrodka atomowego.  $\tilde{\alpha}$  jest różnicą częstości między modami sąsiadującymi i modem rezonansowym.

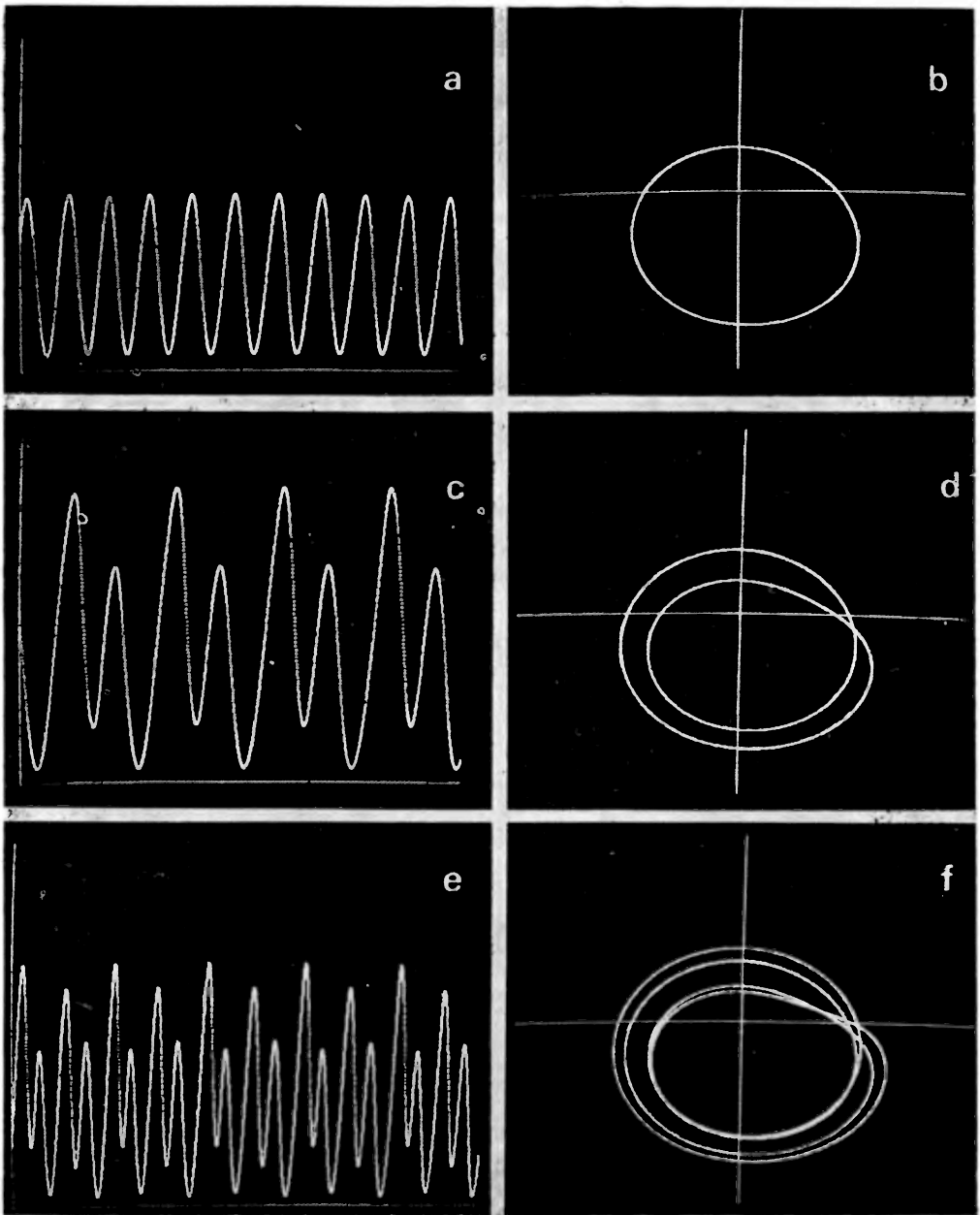
Rozważmy najpierw najprostszy przypadek absorpcyjny  $\Delta = \Theta = 0$ . Jak powiedzieliśmy wcześniej, zewnątrznie kontrolowanymi parametrami naszego układu są pole padające  $y$  i całkowita długość wneki pierścieniowej  $\mathcal{L}$ . Zamiast  $y$  i  $\mathcal{L}$  możemy użyć  $x$ , które jest powiązane z  $y$  przez równanie (27) oraz  $\frac{\tilde{\alpha}}{\gamma} = 2\pi C/\mathcal{L}\gamma$  stosunek różnicy częstości

między modem sąsiadującym i modem rezonansowym (rys. 23) do szerokości linii atomowej,  $\gamma$ . Rysunek 24 przedstawia płaszczyznę wyznaczoną przez parametry kontrolne  $\tilde{\alpha}/\gamma$  i  $x$ . Stan stacjonarny na gałęzi o wyższej transmisji staje się niestabilny, gdy punkt pracy leży w zaciemnionym obszarze tej płaszczyzny. Obszar ten będziemy nazywać obszarem niestabilności. Mechanizm, który prowadzi do niestabilności, w tym przypadku jest różny od tego, który opisany został w poprzednim paragrafie. Jest to ten sam mechanizm, który znajdujemy w tzw. *spektroskopii nasyceniowej* [34]<sup>4</sup>. Rozważmy próbkę atomów bez wneki (rys. 25) oświetloną silnym, spójnym polem stacjonarnym, które nasycza ośrodek. Jednocześnie oświetlmy tę próbkę słabą wiązką próbną. W wyniku tego eksperymentu stwierdzamy, że w pewnych zakresach wartości różnicy częstości pola próbnego i pola nasycającego, wiązka próbna ulega wzmocnieniu, a nie absorpcji. Analogiczna sytuacja ma miejsce w naszym układzie — mod rezonansowy wneki nasycza ośrodek, podczas gdy mody sąsiadujące działają jako pole próbne. W odpowiednich warunkach mody te są wzmocniane. Gdy wzmocnienie to staje się większe niż straty, mody sąsiadujące stają się niestabilne. Tak więc, nasz układ absorbujący zachowuje się w stosunku do modów sąsiadujących jak laser (układ wzmacniający), ale bez jakiegokolwiek inwersji obsadzeń.

Jeżeli stan ustalony na górnej gałęzi transmisji jest niestabilny, to układ może przeja-

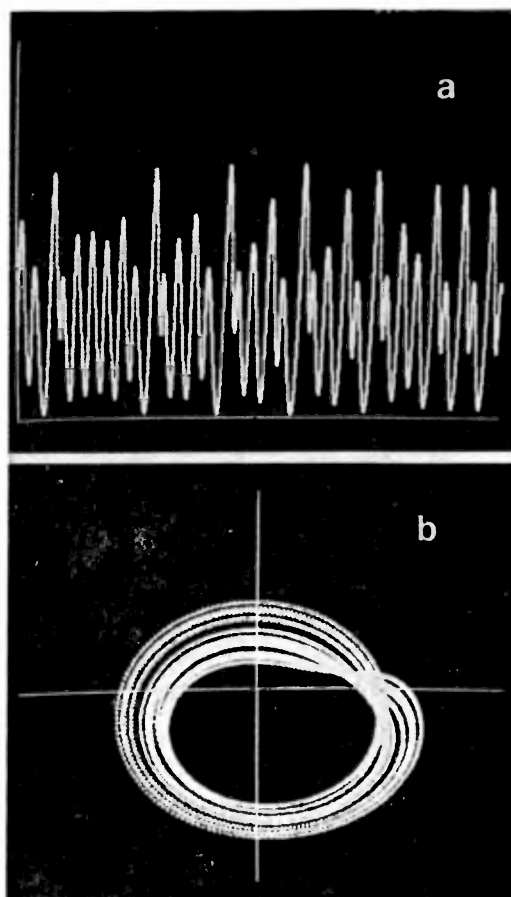
<sup>4</sup> Por. także artykuł K. Ernsta, *Postępy Fizyki* 26, 303 (1975) (przyp. tłum.).





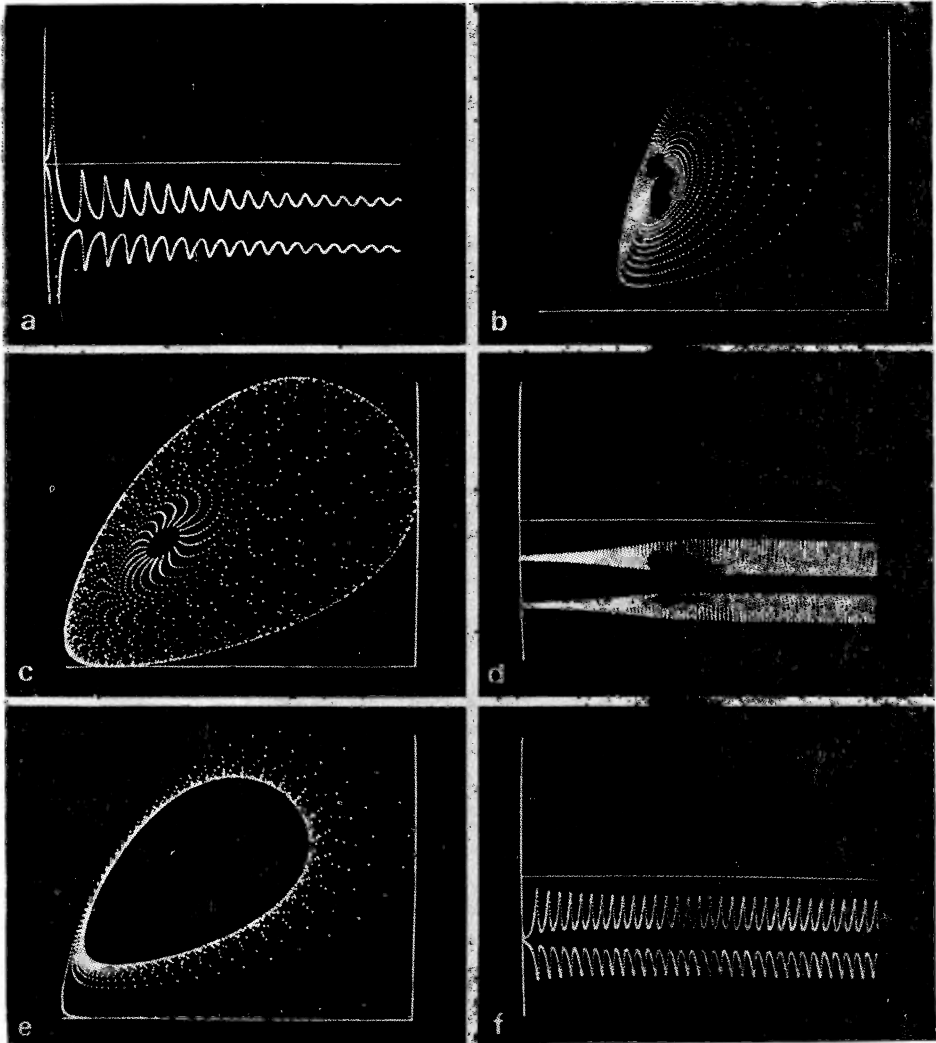
Rys. 21. Samoistna pulsacja i jej przedstawienie na płaszczyźnie wyznaczonej przez części rzeczywistą i urojoną znormalizowanego pola elektrycznego. a,b) pojedynczy okres; c,d) podwojony okres; e,f) okres poczwórny. Parametry są takie, jak na rys. 19. Wartości pola zewnętrznego wynoszą dla trzech zbiorów rozwiązań odpowiednio  $\gamma = 2000, 1350, 1225$ .

CHAOTYCZNA SAMOISTNA PULSACJA

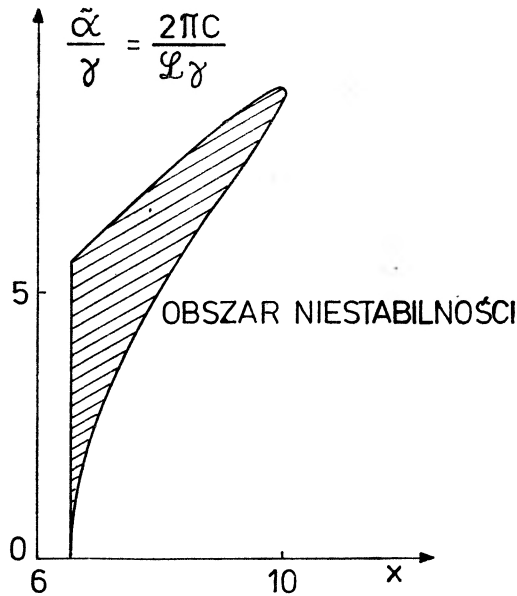


Rys. 22. Typowe zachowanie chaotyczne przedstawione analogicznie, jak na rys. 21, lecz przy  $\gamma = 950$ .  
Pozostałe parametry takie, jak na rys. 19.

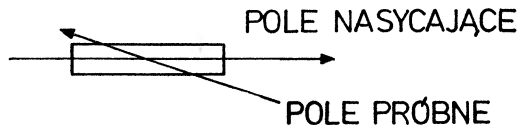
„ODDYCHANIE” I NIESTABILNY CYKL GRANICZNY



Rys. 30. „Oddychająca” obwódka i cykle graniczne na płaszczyźnie  $(\varrho, \sigma)$  dla  $C = 20$  i  $x = 7$ . Na rys. a) i b)  $\bar{\alpha}/\gamma = 4.9205$ , na rys. c), d), e) i f)  $\bar{\alpha}/\gamma = 4.92$ . Cykle graniczne i odpowiadające im zależne od czasu obwódki, zostały otrzymane przez scałkowanie ewolucji czasowej wstecz w czasie. Warunki początkowe  $\varrho(0)$ ,  $\sigma(0)$  leżały wewnątrz cyklu granicznego dla przypadku c), d) oraz na zewnątrz cyklu granicznego dla przypadku e), f).



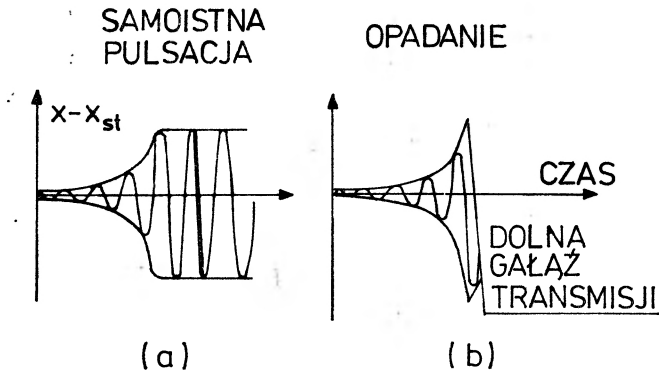
Rys. 24. Obszar niestabilności na płaszczyźnie wyznaczonej przez parametry kontrolne  $\tilde{\alpha}/\gamma = 2\pi C/L\gamma$  i  $x$ .



Rys. 25. Typowy eksperyment w spektroskopii nasyceniowej.

wiać dwa różne rodzaje zachowań [32, 35]. Po pierwsze, może osiągnąć stan samoistnej pulsacji i działać, jak poprzednio, jako przetwornik światła stacjonarnego na impulsowe. Jak widzimy na rys. 26a, jeśli układ jest w stanie początkowym odchyłony nieznacznie od stanu stacjonarnego, to zaczyna wykazywać oscylacje. Amplituda tych oscylacji wzrasta z czasem w sposób wykładniczy, aż do momentu, gdy osiągnięty zostaje reżim stacjonarny, w którym obwódka oscylacji jest doskonale pozioma. W tym przypadku, częstość oscylacji równa jest  $\tilde{\alpha}$ , co odpowiada czasowi  $L/c$  (czas przelotu fotonów przez wnękę). Druga możliwość jest taka, że układ po prostu spada do zawsze stabilnego stanu o niższej transmisji, odpowiadającego tej samej wartości pola padającego. Możliwość ta zobrazowana jest na rys. 26b. Widać, że oscylacje są najpierw wzmacniane, ale ostatecznie wytłumiają się gdy układ spada do stanu o niższej transmisji.

Samoistna pulsacja jest zjawiskiem wielomodowym, gdyż dotyczy zarówno modu rezonansowego, jak i modów sąsiadujących. Dlatego też, aby opisać ją analitycznie, rozwinięty został formalizm, zwany „teorią modu ubranego bistabilności optycznej” (patrz [36, 37] i literatura tam cytowana). Jest to rozwinięcie teorii Hakena uogólnionych równań Ginzburga-Landaua dla zjawisk typu przejścia fazowego w układach otwartych, z dala od równowagi termodynamicznej [38, 39]. Podejście to pozwala nam opisać zachowanie układu przy pomocy dwuwymiarowej przestrzeni fazowej. Dwoma zmiennymi są



Rys. 26.  $x_{st}$  jest wartością znormalizowanego pola przepuszczonego w stanie ustalonym, odpowiadającą niestabilnemu stanowi o wyższej transmisji.

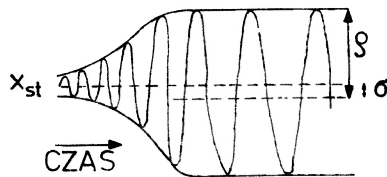
$\varrho$  — połowa amplitudy oscylacji i  $\sigma$  — różnica między średnią wartością oscylacji i niestabilną wartością stanu ustalonego  $x_{st}$  (patrz rys. 27). Górna i dolna obwiednia oscylacji,  $x_{g\acute{o}rna}(t)$  i  $x_{d\acute{o}lna}(t)$ , są dane w następujący sposób:

$$x_{\substack{g\acute{o}rna \\ dolna}}(t) = x_{st} + \sigma(t) \pm \varrho(t), \quad (34)$$

a więc czas ewolucji może być opisywany wymiennie przy pomocy obwiedni oscylacji lub trajektorii na płaszczyźnie fazowej ( $\varrho$ ,  $\sigma$ ).

Przy pomocy teorii modu ubranego obliczyliśmy stan samoistnej pulsacji w całym zakresie jego istnienia. Obszar ten pokazany jest na rys. 28 i okazuje się znacznie większy niż zakres niestabilności ABE. Może on być podzielony na obszary „słabego wzbudzenia”

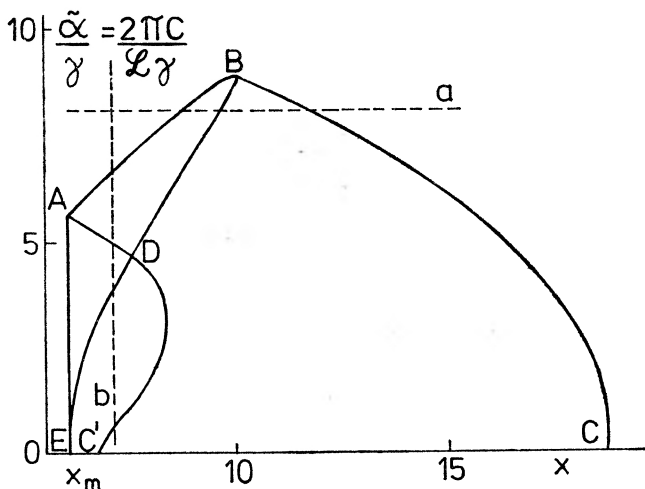
#### ZMIENNE CHARAKTERYZUJĄCE SAMOISTNĄ PULSACJĘ



Rys. 27. Definicja zmiennych  $\varrho$  i  $\sigma$ .

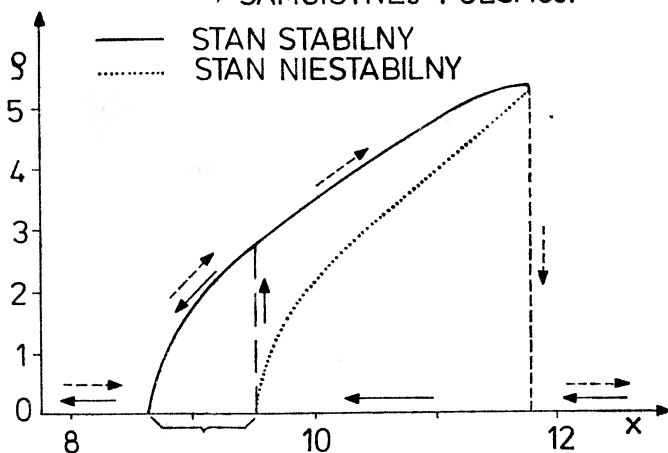
ABD, „silnego wzbudzenia” BCC'D oraz obszar ADE, który jest obszarem „opadania”. W pierwszym obszarze stan samoistnej pulsacji jest stabilny, podczas gdy stan stacjonarny jest niestabilny. Małe odchylenie początkowe od stanu ustalonego (słabe wzbudzenie) wystarcza więc, aby układ osiągnął stan samoistnej pulsacji. W drugim obszarze, przeciwnie, stany stacjonarny i samoistnej pulsacji współistnieją jednocześnie i oba są sta-

## OBSZAR ISTNIENIA STANU SAMOISTNEJ PULSACJI



Rys. 28. Pełny obszar istnienia stabilnego rozwiązania typu samoistnej pulsacji dla  $C = 20$ ,  $\Delta = \Theta = 0$ . ABE — obszar niestabilności; ADE — obszar opadania; ABD — obszar słabego wzbudzenia; BCC'D — obszar silnego wzbudzenia.

## PĘTLA HISTEREZY ZE STANAMI STACJONARNymi I SAMOISTNEJ PULSACJI



Rys. 29. Połowa pełnej amplitudy oscylacji w stanie samoistnej pulsacji wykreślona w funkcji stacjonarnej wartości  $x$  pola przepuszczonego na wyższej gałęzi transmisji, dla  $C = 20$ ,  $\tilde{\alpha}/\gamma = 8$  (linia  $a$  na rys. 28). Strzałki ciągłe (przerwane) wskazują zachowanie się układu przy zmniejszaniu (zwiększaniu) natężenia pola padającego.

bilne. Warunki początkowe określają nam, który z tych dwóch stanów układ może osiągnąć. Jeśli odchylenie początkowe od stanu ustalonego jest małe, układ po prostu powraca do stanu stacjonarnego. Aby osiągnąć stan samoistnej pulsacji trzeba wytworzyć dostatecznie silne odchylenie od stanu ustalonego (silne wzbudzenie).

Sytuacja powyższa prowadzi do pojawienia się pętli histerezy nowego typu. Rysunek 29 pokazuje połowę amplitudy oscylacji dla długich czasów  $\varrho$  ( $t = \infty$ ), przy polu padającym zmieniającym się wzdłuż linii poziomej na rys. 28. Po wejściu od lewej strony w obszar niestabilności, pojawia się stabilny stan samoistnej pulsacji. Gdy pole padające zwiększa się, zwiększa się również amplituda oscylacji. Proces ten ma miejsce nawet poza obszarem niestabilności i trwa do momentu, aż układ powróci w sposób skokowy do stanu stacjonarnego na gałęzi o wyższej transmisji. Jeżeli teraz zmniejszymy amplitudę pola padającego to układ pozostaje w stanie stacjonarnym na górnej gałęzi transmisji tak długo, aż zostanie osiągnięta prawa granica obszaru niestabilności. Wówczas układ przelacza się w sposób skokowy do obszaru samoistnej pulsacji ze skończoną amplitudą.

Rysunek 29 może być rozpatrywany jako przedstawiający przejście fazowe drugiego rodzaju razem z przejściem fazowym pierwszego rodzaju. Przejście fazowe drugiego rodzaju ma miejsce na lewej granicy obszaru niestabilności, podczas gdy przejście fazowe pierwszego rodzaju związane jest z pętlą histerezy, zaczynającą się na prawej granicy tego obszaru. Warto podkreślić, że w omawianym przypadku bistabilność związana jest ze stanami: stacjonarnym i samoistnej pulsacji, a *nie* tylko ze stanami stacjonarnymi, jak to ma miejsce w działaniu zwykłych układów bistabilnych. Pętla histerezy wzbogaca znacznie fenomenologię OB, szczególnie, że nowa gałąź, odpowiadająca samoistnej pulsacji, jest osiągalna ze zwykłego stanu stacjonarnego przez odpowiednią zmianę parametrów zewnętrznych.

Interesująca sytuacja ma miejsce również w sąsiedztwie linii AD (rys. 28), która oddziela samoistną pulsację od obszaru opadania. Aby opisać to zachowanie, rozważmy ciągłą zmianę długości wężki wzdłuż linii  $b$  na rys. 28. Gdy wchodzimy od góry w obszar niestabilności, rozwija się stabilny stan samoistnej pulsacji z ciągle wzrastającą amplitudą. Gdy zbliżamy się do linii AD, również od góry, na zależnej od czasu obwiedni zaczynają się wykształcać znaczące oscylacje (rys. 30a). To zachowanie nazywamy „oddychaniem”. Obraz oddychania obserwowany w naszym przypadku trwa jednak tylko w skończonym przedziale czasu. Rysunek 30b pokazuje to samo zjawisko, ale z punktu widzenia zmiennych fazowych ( $\varrho$ ,  $\sigma$ ). Trajektorja na płaszczyźnie fazowej związa się spiralnie w kierunku punktu odpowiadającego stanowi samoistnej pulsacji, który zachowuje się jak stabilne ognisko. Przy przecięciu linii AD ognisko staje się niestabilne. Proces ten nazywany jest zazwyczaj „bifurkacją Hopfa” [40]. Jak wiadomo, w bifurkacji Hopfa na płaszczyźnie fazowej pojawia się cykl graniczny. W tym przypadku cykl graniczny nie jest stabilny — odpycha on trajektorie zamiast je przyciągać. Dlatego też cykl ten jesteśmy w stanie unocznnić jedynie stosując trik rachunkowy polegający na całkowaniu ewolucji czasowej wstecz w czasie, tak że zamiast odpychania trajektorii mamy jej przyciąganie. Rysunki 30e i c pokazują wsteczne zbliżanie się do cyklu granicznego na płaszczyźnie fazowej ( $\varrho$ ,  $\sigma$ ), gdy punkt startowy został wybrany na zewnątrz (rys. 30e) lub wewnątrz (rys. 30c) trajektorii granicznej. Podobnie, rys. 30d i f obrazują ewolucję wsteczną w czasie oscylującej obwiedni pola przepuszczonego. Dla długich czasów mamy reżim idealnie okresowego „oddychania”. Maksima obwiedni wyznaczają czas, jak „regularny zegar” (ale wstecz w czasie). Oczywiście, niestabilnego cyklu granicznego nie można zaobserwować w sposób bezpośredni.

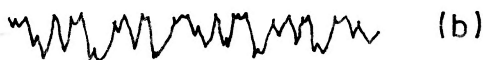
### 6.3. Obserwacja samoistnej pulsacji i zachowania chaotycznego w dyspersyjnej OB

Typ niestabilności opisany w poprzednim paragrafie może powstać również w przypadku dyspersyjnym. W tym przypadku, jak zostało to pokazane przez Ikedę i współpracowników [41, 42], układ przejawia zachowanie typu samoistnej pulsacji, które może być okresowe z okresem rzędu podwojonego czasu przelotu wnęki  $L/c$  i o impulsach typu fali prostokątnej zamiast sinusoidalnej (rys. 31a). Zachowanie to może również być kompletnie chaotyczne (rys. 31b). Podobnie jak poprzednio, obszar chaosu osiągany jest poprzez sekwencję podwajającą okres.

#### OKRESOWA SAMOISTNA PULSACJA



#### CHAOTYCZNA SAMOISTNA PULSACJA



Rys. 31. Obserwacja eksperymentalna Gibbsa i in. samoistnej pulsacji w układzie hybrydowym, [43].

Bardzo interesujące jest, że oba te typy zachowania, włączając „turbulencję optyczną (chaos)” zostały zaobserwowane doświadczalnie [43]. Eksperyment ten nie był jednak wykonany w układzie całkowicie optycznym, ale w układzie hybrydowym, elektro-optycznym. Układ ten podlega takim samym równaniom opisującym jego ewolucję w czasie.

## 7. Możliwość otrzymania praktycznego urządzenia bistabilnego optycznie

Bistabilność optyczna w układach całkowicie optycznych była już obserwowana w różnych warunkach eksperymentalnych, od fal radiowych [44] do widzialnych oraz zarówno dla wnęk większych niż 10 cm, jak i wnęk rzędu 1  $\mu\text{m}$ .

W większości doświadczeń obserwuje się bistabilność wyłącznie lub głównie typu dyspersyjnego [1, 45—49]. Ostatnio przeprowadzane są również badania nad absorpcyjną OB [23, 50—52].

Z praktycznego punktu widzenia najbardziej interesująca sytuacja występuje w przypadku małych wnęk. Przedstawię teraz główne wymagania, jakie powinno spełniać idealne urządzenie bistabilne optycznie, aby mogło być podstawowym elementem budowy optycznego komputera:

(1) Miniaturyzacja. Zarówno średnica, jak i długość wnęki powinny być mniejsze, niż jeden mikron, gdyż w tym przypadku czas obiegu wnęki jest rzędu  $10^{-2}$  pikosekund.



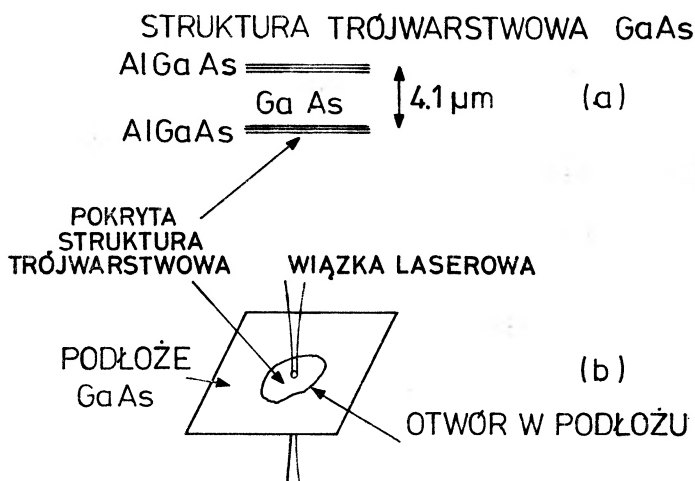
(2). Szybka odpowiedź. Czasy włączania i wyłączania (czas potrzebny na przeskok z dolnej gałęzi na górną i odwrotnie) powinny być rzędu jednej pikosekundy.

(3) Wymaganie niskiej energii. Natężenie trzymania powinno być mniejsze niż jeden  $\text{mW}/\mu\text{m}^2$ .

(4) Urządzenie powinno pracować w niskiej temperaturze.

Wymagania powyższe, o ile mi wiadomo, nie zostały dotychczas w pełni zrealizowane. Częściowo zostały one osiągnięte przez użycie półprzewodnikowych absorberów, takich jak GaAs [53] lub InSb [54].

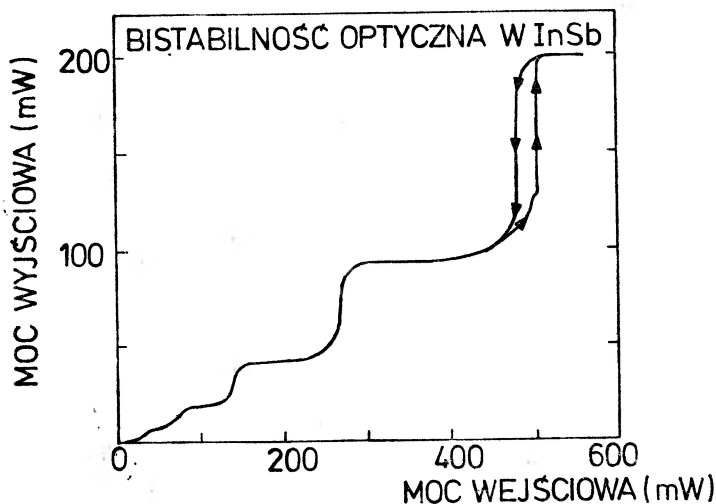
Urządzenie wykonane w laboratoriach Bell Telephone (Murray Hill) przez Gibbsa, McCalla i współpracowników składało się z próbki GaAs o grubości  $4.1 \mu\text{m}$ , umieszczonej między dwiema warstwami AlGaAs (rys. 32a). Struktura ta została dodatkowo pokryta



Rys. 32. Zminiaturyzowany układ bistabilny całkowicie optyczny, skonstruowany przy użyciu GaAs przez Gibbsa i in. [11].

powierzchniami odbijającymi o  $T = 0.1$ . Całość umieszczona była na podłożu z GaAs o grubości  $150 \mu\text{m}$ , w którym wykonano otwór o średnicy  $1-2 \text{ mm}$ , umożliwiający przejście promieniowania (rys. 32b). Zaobserwowano bistabilność optyczną typu dyspersyjnego dla długości fali rzędu  $0.8 \mu\text{m}$  w zakresie temperatur od  $5$  do  $120 \text{ K}$ . Moc trzymania wynosiła ok.  $1 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ ; czasy przełączania były mniejsze niż  $40 \text{ ns}$ . Ostatnio Gibbs, McCall i współpracownicy [55] otrzymali działanie bistabilne w GaAs w temperaturze pokojowej. Nieliniowy rezonator typu Fabry'ego-Pérot, skonstruowany przez Millera, S. D. Smitha i Johnstona [54] składał się z niepokrytego płaskorównoległego kryształu InSb o powierzchni  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  i grubości  $560 \mu\text{m}$ . Bistabilność obserwowano w temperaturze  $5 \text{ K}$ , używając stacjonarnego lasera CO o długości fali rzędu  $5 \mu\text{m}$  (rys. 33). Natężenie trzymania było rzędu  $15 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$ . Znacznie więcej sz zegółów na temat omówionych powyżej układów można znaleźć w pracach [10, 12 i 16].

Na zakończenie tego artykułu pragnę nadmienić, że zachowanie bistabilne było przewidziane i obserwowane również w innych całkowicie optycznych układach, działających



Rys. 33. Obserwacja bistabilności optycznej w InSb, dokonana przez Millera i in. [54].

na różnych od tu opisanych zasadach fizycznych. Jako przykład wspomnę tu bistabilność optyczną w odbiciu od nieliniowej granicy międzyfazowej, przewidzianą przez Kaplana [56], a pokazaną eksperymentalnie przez P. Smitha, Hermanną, Tomlinsona i Maloneya [57]. Więcej *szczegółów* na ten temat można znaleźć w książkach wydanych przez Bowdena i in. [17] oraz przez Smitha [18].

Tłumaczyli:

*Bożena i Roman Sobolewscy*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

#### Literatura

- [1] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1135 (1976).
- [2] L. A. Lugiato, *Progress in Optics*, red. E. Wolf (w druku).
- [3] H. Haken, *Synergetics, an Introduction*, Springer-Verlag, Berlin 1977.
- [4] G. Nicolis, I. Prigogine, *Self-organization in Non-equilibrium Systems: from Dissipative Structures to Order through Fluctuations*, Wiley and Sons, New York 1977.
- [5] A. Szöke, V. Daneu, J. Goldhar, N. A. Kurnit, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 376 (1969).
- [6] S. L. McCall, *Phys. Rev.* **A9**, 1515 (1974).
- [7] F. S. Felber, J. H. Marburger, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 731 (1976).
- [8] R. Bonifacio, L. A. Lugiato, *Opt. Commun.* **19**, 172 (1976).
- [9] P. W. Smith, E. H. Turner, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 280 (1977).
- [10] E. Abraham, S. D. Smith, *Rep. Prog. Phys.* **45**, 815 (1982).
- [11] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, *Optics News* **5**, 6 (1979).
- [12] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, *Opt. Eng.* **19**, 463 (1980).
- [13] V. N. Lugovoi, *Kvantovaya Elektron.*, **6**, 2053 (1979), także *Sov. J. Quantum Electron* **9**, 1207 (1979).

- [14] S. A. Collins Jr, K. C. Wasmundt, *Opt. Eng.* **19**, 478 (1980).
- [15] R. Bonifacio, *Dissipative Systems in Quantum Optics: Resonance Fluorescence, Optical Bistability, Superfluorescence*, Springer Verlag, Berlin 1982.
- [16] E. Abraham, S. D. Smith, *J. Phys. E*, **15**, 33 (1982).
- [17] *Optical Bistability*, red. C. M. Bowden, M. Ciftan, H. R. Robl, Plenum Press, New York 1981.
- [18] *IEEE J. Quantum Electron.* QE—**17**, No. 3 (1981), red. P. W. Smith—specjalny zeszyt na temat bistabilności optycznej.
- [19] L. Allen, J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Wiley and Sons, New York 1975; wydanie polskie—L. Allen, J. H. Eberly, K. Rzażewski, *Rezonans Optyczny*. PWN, Warszawa 1981.
- [20] R. Bonifacio, L. A. Lugiato, *Lett. Nuovo Cimento*, **21**, 505 (1978).
- [21] E. Garmire, J. H. Marburger, S. D. Allen, H. G. Winful, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 374 (1979).
- [22] S. Barbarino, A. Gozzini, I. Longo, F. Maccarrone, R. Stampacchia, *Nuovo Cimento B* **71**, 183 (1982).
- [23] K. G. Weyer, H. Widenmann, M. Rateike, W. R. MacGillivray, P. Meystre, H. Walther, *Opt. Commun.* **37**, 426 (1981).
- [24] V. Degiorgio, M. O. Scully, *Phys. Rev.* **A2**, 1170 (1970).
- [25] R. Graham, H. Haken, *Z. Phys.* **237**, 31 (1970).
- [26] H. A. Kramers, *Physica* **7**, 284 (1940).
- [27] S. Grossman, S. Thomae, *Z. Naturforsch. a* **32**, 1353 (1977).
- [28] M. J. Feigenbaum, *J. Stat. Phys.* **21**, 669 (1979).
- [29] M. J. Feigenbaum, *J. Stat. Phys.* **19**, 25 (1978).
- [30] K. Ikeda, O. Akimoto, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 617 (1982).
- [31] L. A. Lugiato, L. M. Narducci, D. K. Bandy, C. A. Pennise, *Opt. Commun.* **43**, 281 (1982).
- [32] R. Bonifacio, L. A. Lugiato, *Lett. Nuovo Cimento* **21**, 510 (1978).
- [33] S. L. McCall, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 284 (1978).
- [34] M. Gronchi, V. Benza, L. A. Lugiato, P. Meystre, M. Sargent III, *Phys. Rev. A* **24**, 1419 (1981).
- [35] R. Bonifacio, M. Gronchi, L. A. Lugiato, *Opt. Commun.* **30**, 129 (1979).
- [36] V. Benza, L. A. Lugiato, *Z. Phys.* **B47**, 79 (1982).
- [37] L. A. Lugiato, V. Benza, L. A. Narducci, J. Farina, *Z. Phys.* **49**, 351 (1983).
- [38] H. Haken, *Z. Phys.* **B21**, 105 (1975).
- [39] H. Haken, *Z. Phys.* **B22**, 69 (1975).
- [40] J. E. Marsden, M. McCracken, *The Hopf Bifurcation and its Application*, Springer-Verlag, Berlin 1976.
- [41] K. Ikeda, *Opt. Commun.* **30**, 257 (1979).
- [42] K. Ikeda, H. Daido, O. Akimoto, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 709 (1980).
- [43] H. M. Gibbs, F. A. Hopf, D. L. Kaplan, R. L. Schoemaker, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 474 (1981).
- [44] D. Meier, R. Holzner, B. Derighetti, E. Brun, *Evolution of Order and Chaos*, red. H. Haken, Springer-Verlag, Berlin 1982.
- [45] T. N. C. Venkatesan, S. L. McCall, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 282 (1977).
- [46] T. Bishofberger, Y. R. Shen, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 156 (1978).
- [47] D. Grishkowski, *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 641 (1978).
- [48] G. Grynberg, E. Giacobino, M. Devaud, F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 434 (1980).
- [49] W. J. Sandle, A. Gallagher, *Phys. Rev.* **A24**, 2017 (1981).
- [50] D. E. Grant, H. J. Kimble, *Opt. Lett.* **7**, 353 (1982).
- [51] F. T. Arecchi, G. Giusferdi, E. Petriella, P. Salieri, *Appl. Phys.* **B29**, 79 (1982).
- [52] A. Gozzini, I. Longo, B. Maccarrone, *Nuovo Cimento D1*, 489 (1982).
- [53] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, A. C. Gossard, A. Passner, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 451 (1979).
- [54] D. A. B. Miller, S. D. Smith, A. Jonston, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 658 (1979).
- [55] H. M. Gibbs, S. S. Tarng, J. L. Jewell, D. A. Weinberger, K. C. Tai, A. C. Gossard, S. L. McCall, A. Passner, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 221 (1982).
- [56] A. E. Kaplan, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma* **24**, 1321 (1976), także *JEPT Lett.* **24**, 114 (1976).
- [57] P. Smith, J. P. Hermann, W. J. Tomlinson, P. Maloney, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 486 (1979).

## RÓŻNE

*Andrzej Hrynkiewicz*  
*Andrzej Szytuła*

Institut Fizyki  
 Uniwersytet Jagielloński  
 Kraków

## Stulecie skroplenia składników powietrza

## Centenary of the Liquefaction of Air Components

*Abstract:* On the occasion of the centenary of the liquefaction of air components by Karol Olszewski and Zygmunt Wróblewski of the Jagellonian University, biographic notes about both these Polish scientists and the story of the liquefaction of gases are presented. Their discovery is illustrated by quoting the cables and letters they exchanged with the Secretary of the French Academy and with French physicists in 1883. The discussion at the April 1883 session of the French Academy, as reported by its participants, shows the response of the European scientific community evoked by the achievement of the professors of the Cracow University. This achievement is more fully recognized from the perspective of the century that followed.

## 1. Wstęp

W kwietniu 1983 roku minęła setna rocznica ważnego dla nauki polskiej wydarzenia, jakim było skroplenie składników powietrza przez profesorów Uniwersytetu Jagiellońskiego: Karola Olszewskiego i Zygmunta Wróblewskiego.

Telegramy przesłane z Krakowa do Debraya, sekretarza Francuskiej Akademii Nauk w dniach 9 i 16 kwietnia 1883 r. o treści: „Oxygène liquéfié, complètement liquide, incolore comme l'acide carbonique. Vous recevrez une note dans quelques jours” [1], „Azote refroidi, liquéfié par détente. Menisque visible, liquide incolore”<sup>1</sup> [2] wywołały szeroki oddźwięk w świecie.

Kim byli ludzie, którzy rozslawili naukę polską?

Karol Stanisław Olszewski urodził się 29 stycznia 1846 roku w Broniszowie koło Tarnowa. Po ukończeniu szkół w Nowym Sączu i Tarnowie wstąpił na Uniwersytet Jagielloński. Jako student chemii wyróżnił się niepospolitymi zdolnościami, co skłoniło prof. E. Czyr-

<sup>1</sup> „Tlen skroplony, zupełnie ciekły, bezbarwny jak kwas węglowy. Za kilka dni otrzyma pan komunikat”. „Azot ochłodzony, skroplony przez rozprężanie. Menisk widoczny, ciecz bezbarwna”.

niańskiego do zatrudnienia go po ukończeniu studiów w roku 1871 jako asystenta w Katedrze Chemii Uniwersytetu Jagiellońskiego. Doktoryzował się w Heidelbergu pod kierunkiem I. Bunsena. Następnie odbył podróż naukową do Niemiec i Austrii. Po powrocie do kraju i nostryfikacji zagranicznego dyplomu, habilitował się, a następnie objął stanowisko docenta prywatnego (wolontariusz bez pensji rządowej). W roku 1876 został nadzwyczajnym, a w 1891 r. zwyczajnym profesorem Uniwersytetu Jagiellońskiego<sup>2</sup>.

Zygmunt Florenty Wróblewski urodził się 28 października 1845 r. w Grodnie. W tym mieście ukończył gimnazjum. Następnie podjął studia na Uniwersytecie w Kijowie, które przerwał, aby wziąć udział w powstaniu styczniowym. Aresztowany, w lipcu 1863 r. znalazł się na zesłaniu w Tomsku, a następnie w guberni kazańskiej. Po sześciu latach, w roku 1869, z ciężko chorymi oczami i zagrażającą ślepotą powrócił do Warszawy, a następnie wyjechał na leczenie do Berlina, gdzie dzięki dwum operacjom oczu uratował się od ślepoty. Po rekonwalescencji podjął studia fizyki na Uniwersytecie w Heidelbergu i w Berlinie. Stopień doktora filozofii otrzymał w 1874 r. w Monachium za pracę o otrzymywaniu energii elektrycznej środkami mechanicznymi. Rozprawę habilitacyjną poświęconą dyfuzji gazów przedstawił w Strasburgu w 1876 r. Po otrzymaniu stypendium naukowego Akademii Umiejętności w Krakowie przebywał na dwuletnim stażu naukowym w Anglii, a następnie we Francji. W laboratorium École Normale Supérieure w Paryżu pod kierunkiem prof. Debraya prowadził doświadczenia nad pochłanianiem gazów pod wysokim ciśnieniem. W laboratorium tym zapoznał się z doświadczeniami i aparaturą Cailleteta. W roku 1882 przyjął propozycję objęcia katedry fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim. Wracając do kraju zakupił pompę Cailleteta produkowaną seryjnie przez firmę Ducreteta w Paryżu, którą wykorzystał w podjętych w Krakowie badaniach<sup>3</sup>.

## 2. Krótki rys historyczny skraplania gazów

W 1802 r. Gay-Lussac stwierdził, że pary posiadają ten sam współczynnik rozszerzalności termicznej co gazy. Sugerowało to, że gazy i pary stanowią ten sam stan skupienia i że każdy gaz powinien w odpowiednich warunkach przejść podobnie jak para w stan ciekły.

Już wcześniej, bo w 1790 r., van Marum sprawdzając dla amoniaku prawo Boyle'a i Mariotte'a stwierdził skroplenie się tego gazu. W kilka lat później Monge i Clouet otrzymali przy obniżonej temperaturze ciekły  $\text{SO}_2$  pod ciśnieniem atmosferycznym. Prace Faradaya ogłoszone w 1823 r. przynoszą informacje o skropleniu chloru, siarkowodoru, chlorowodoru, amoniaku i dwutlenku węgla. Metoda jaką posługiwał się Faraday polegała przede wszystkim na zwiększeniu ciśnienia przy stosunkowo nieznacznym obniżeniu temperatury. Jednak tego typu metoda okazała się niewystarczająca dla skroplenia większo-

<sup>2</sup> Osoby zainteresowane życiorysem Karola Olszewskiego odsyłamy do przygotowanej książki [3].

<sup>3</sup> Obszerny referat poświęcony działalności Z. F. Wróblewskiego przedstawił na łamach *Postępów Fizyki* M. Kucharski [4].

sci gazów. W roku 1845 Faraday ogłosił kolejną pracę, w której przedstawił zmodyfikowaną metodę. Gaz pod ciśnieniem do 40 atmosfer był oziębiany za pomocą mieszaniny stałego  $\text{CO}_2$  i eteru, parujących pod zmniejszonym ciśnieniem. W ten sposób otrzymuje się temperaturę  $-110^\circ\text{C}$  (163 K). Dzięki zastosowaniu tej metody udało się Faradayowi skroplić prawie wszystkie znane wówczas gazy, z wyjątkiem sześciu: wodoru, tlenu, azotu, tlenku azotu  $\text{NO}$ , tlenku węgla  $\text{CO}$  i metanu  $\text{CH}_4$ .

Również próby podjęte w następnych latach przy zastosowaniu wyższych ciśnień nie pozwoliły skroplić tych gazów. Z pracy Andrewsa opublikowanej w 1864 r. wynikało, że dla skroplenia gazów nie wystarcza poddać je ciśnieniu, lecz należy również obniżyć ich temperaturę poniżej temperatury krytycznej charakterystycznej dla każdego gazu<sup>4</sup>.

Pierwszym uczonym, który podjął badania gazów po ukazaniu się pracy Andrewsa był Louis Cailletet. Przyrząd, na którym przeprowadzał eksperyment składał się z naczynia stalowego wypełnionego rtęcią. Rtęć pod ciśnieniem wody w prasie hydraulicznej wchodziła do rurki szklanej, wypełnionej badanym gazem. Z boku przyrządu znajdował się kran, przez który można było usunąć wodę cisnącą rtęć. W czasie jednego z doświadczeń kran ten przypadkowo się otworzył i wtedy Cailletet zauważył wewnątrz rurki obłok. Prowadząc badania nad tlenkiem węgla i tlenem, 2 grudnia 1877 r. zauważył w rurce tak gęsty obłok, że mógł sądzić, że para tlenu już uległa skropleniu. Komunikat o tym odkryciu miał być odczytany na posiedzeniu francuskiej Akademii Nauk 24 grudnia 1877 r. Na dwa dni przed posiedzeniem, na ręce sekretarza Akademii wpłynął list od szwajcarskiego uczonego Raoula Picteta donoszący o skropleniu tlenu.

Metoda zastosowana przez Picteta różniła się w zasadniczy sposób od metody stosowanej przez Cailleteta. Pictet otrzymywał niskie temperatury stopniowo, używając jako ciał chłodzących gazów o coraz to niższej temperaturze wrzenia. Metoda zastosowana przez Picteta była następująca: za punkt wyjścia służył  $\text{SO}_2$ . Ten łatwo skrapalający się gaz, wrząc pod obniżonym ciśnieniem obniżał swoją temperaturę do  $-65^\circ\text{C}$  (208 K), którą przekazywał dwutlenkowi węgla skraplającemu się w tej temperaturze pod nieznanym ciśnieniem. Skroplony  $\text{CO}_2$  był odprowadzany do innego naczynia, gdzie wrząc pod obniżonym ciśnieniem oziębiał się według Picteta do  $-130^\circ\text{C}$  (143 K) i wywoływał skroplenie tlenu, który znajdował się pod ciśnieniem większym od 200 atmosfer.

Kończąc to posiedzenie Jamin powiedział: „Możliwość skroplenia tlenu jest teraz zapewniona. Wkrótce zostanie przeprowadzona kolejna, decydująca próba. Będzie ona polegać na utrzymaniu przez dłuższy czas ciekłego tlenu w temperaturze wrzenia”. Jamin wyraźnie odróżnił więc chwilowe pojawienie się mgiełki od cieczy z meniskiem spokojnie wrzącej w zbiorniku aparatury.

Mimo licznych prób, ani Cailletetowi ani Pictetowi nie udało się zebrać ciekłego tlenu. Jednak prace ich wykazały, że tlen może być skroplony przy pomocy środków znajdujących się w dyspozycji uczonych w tym czasie. Otrzymanie tlenu jako cieczy w stanie równowagi było zasługą dwóch polskich uczonych: Karola Stanisława Olszewskiego i Zygmunta Florentyna Wróblewskiego.

<sup>4</sup> Wiemy dzisiaj, że temperatura krytyczna tlenu wynosi 154 K, azotu 126 K, a ciśnienie krytyczne odpowiednio 50 atm i 33,5 atm.

### 3. O skropleniu tlenu i azotu

Po przyjeździe do Krakowa Wróblewski unowocześnił Zakład Fizyki mieszczący się w Collegium Physicum (obecnie Collegium Kołłątaja) przy ulicy św. Anny 193 (obecnie 6); m. in. dokonał w nim elektryfikacji. W zakładzie tym w pierwszych dniach lutego 1883 r. wspólnie z Olszewskim rozpoczął prace nad skropleniem składników powietrza. W bardzo krótkim czasie, bo już 29 marca 1883 r. uzyskali oni skroplony tlen w postaci cieczy. Doświadczenie to powtarzali następnie kilkakrotnie i na posiedzeniu Akademii Umiejętności w Krakowie podali datę 4 kwietnia jako dzień, w którym uzyskali pełne potwierdzenie skroplenienia tlenu.

Przytoczmy w tym miejscu fragment prac Wróblewskiego i Olszewskiego [1, 2] dotyczący przeprowadzonego przez nich eksperymentu: „...Skorzystawszy z nowego przyrządu, zbudowanego przez jednego z nas [Wróblewskiego] i pozwalającego stosunkowo znaczne ilości gazu poddać ciśnieniu kilkuset atmosfer, postanowiliśmy zbadać temperatury, jakie posiadają gazy podczas rozprężenia. Te doświadczenia wkrótce nas doprowadziły do odkrycia temperatury, przy której można zamrozić siarczek węgłowy i alkohoły i w której tlen z wielką łatwością się skrapla. Otrzymuje się temperaturę, wyparowując etylen w próżni. Temperatura zależy od stopnia otrzymanej próżni, minimum, któreśmy mogli otrzymać dotychczas, wynosi  $-136^{\circ}\text{C}$ . Wyznaczyliśmy tę temperaturę, jak i wszystkie inne, termometrem wodorowym. Temperatura krytyczna tlenu jest niższa od temperatury, w której wrze etylen pod ciśnieniem atmosferycznym. Ta zaś temperatura nie równa się  $-105^{\circ}\text{C}$ , jak przyjmowano dotychczas, lecz leży między  $-102$  i  $-103^{\circ}\text{C}$ , jak to znaleźliśmy przy użyciu naszych termometrów. Z szeregu doświadczeń, wykonanych przez nas 9 kwietnia, dajemy tytułem przykładu następujące liczby:

temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ )	ciśnienie w atmosferach, pod którym tlen zaczyna się skraplać
$-131,6$	26,5
$-133,4$	24,8
$-135,8$	22,5

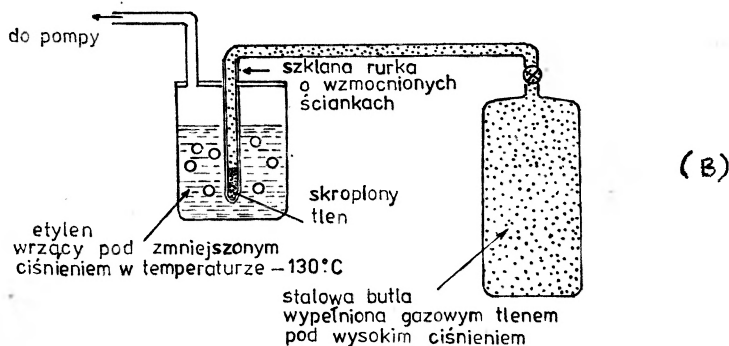
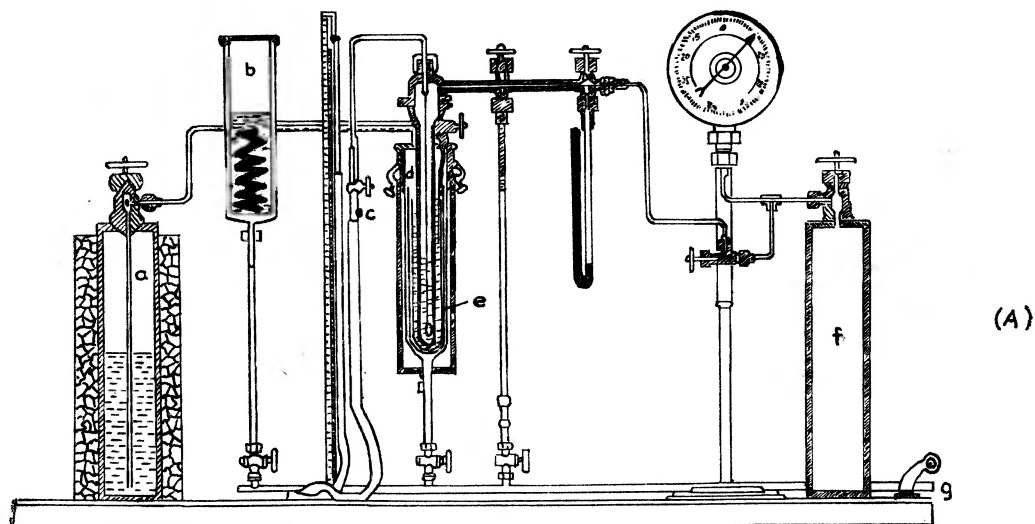
...Tlen ciekły jest bezbarwny i przezroczysty, jak kwas węgłowy. Jest bardzo ruchliwy i tworzy bardzo wyraźny menisk...” [1].

„Skropliwszy całkowicie tlen, staraliśmy się skroplić azot. Gaz ten, oziębiony w rurce szklanej do  $-136^{\circ}\text{C}$  i poddany ciśnieniu 150 atm. jeszcze się nie skrapla. Nic nie można zauważyć w rurce. Jeżeli się wywoła nagle rozprężenie, w całej rurce zajdzie gwałtowne wrzenie... Ale jeżeli się wywoła rozprężenie powoli i jeżeli, zmniejszając ciśnienie, nie przekracza się ciśnienia 50 atm., azot skrapla się całkowicie: ciecz posiada wtedy bardzo wyraźny menisk i bardzo prędko paruje. Toteż azot pozostaje zaledwie kilka sekund w stanie statycznym cieczy trwałych. Aby móc go dłużej w tym stanie utrzymać, trzeba by mieć do rozporządzenia temperaturę niższą od minimum, któreśmy byli w stanie otrzymać naszym sposobem. ... Azot ciekły jest bezbarwny i przezroczysty, jak tlen i kwas węgłowy” [2].

Metodą jaką posłużyli się Wróblewski i Olszewski w celu uzyskania ciekłego tlenu była metodą zaproponowaną przez Cailleteta polegającą na rozprężeniu ściśniętego gazu.

Wprowadzili oni jednak i w aparaturze i w metodzie istotne zmiany. Zasadniczym etapem skroplenia było gwałtowne zmniejszenie ciśnienia gazu silnie sprężonego i oziębionego oraz zastosowanie metody kaskadowej.

Poniżej przytaczamy schemat tej aparatury za pracę Olszewskiego [5] (rys. 1). Pierwszy stopień kaskady stanowił etylen skroplony pod ciśnieniem 26—30 atm. i oziębiony w mieszaninie lodu z solą kuchenną ( $T = -21^{\circ}\text{C}$ ). Następnie ciekły etylen przepływał przez



Rys. 1A. schemat aparatury Wróblewskiego i Olszewskiego. a — butla z ciekłym etylenem, b — zbiornik z mieszaniną Thiloriera, c — termometr wodorowy, d — szklany zbiornik z ciekłym etylenem, e — grubościenna ampula szklana, w której skrapla się gaz, f — stalowa butla z gazowym tlenem ( $p \sim 60$  atm); B — zasada działania aparatury Wróblewskiego i Olszewskiego

wężownicę zanurzoną w mieszaninie Thiloriera, skąd oziębiał się do temperatury  $-80^{\circ}\text{C}$  i wypływał do komory (d), gdzie jego pary odpompowano do ciśnienia 2,5 cm Hg (0,33 atm.), dzięki czemu osiągnięto temperaturę  $-136^{\circ}\text{C}$ . Po wprowadzeniu do oziębionej rurki sprężonego tlenu następowała jego kondensacja na ściankach rurki i ściekanie na jej dno.



W stosunku do aparatury Cailleteta Wróblewski i Olszewski wprowadzili dwie modyfikacje:

- rurkę szklaną wygięto tak, aby skroplony gaz nie stykał się z gorącą w porównaniu z nim rtęcią, lecz zbierał się od razu na dnie rurki,
- do oziębiania rurki użyli etylenu, który wrzał pod zmniejszonym ciśnieniem, przez co obniżono jego temperaturę do  $-136^{\circ}\text{C}$ .

Rezultat krakowskiego eksperymentu spowodował ogólne zainteresowanie tą sprawą. Na depezę Wróblewskiego donoszącą o skropleniu tlenu Debray odpowiedział telegramem „Gratuluję w imieniu swoim, jak również p. Dumasa”. Louis Paul Cailletet napisał w liście do Wróblewskiego: „Pan Debray doniósł mi, że udało się Panu skroplić tlen w sposób ostateczny. Bardzo cieszy mnie ta nowina i załączam me gratulacje. Nie wiem dotąd, jaką metodę Pan zastosował: czy może metodę polegającą na użyciu etylenu, przy pomocy którego można otrzymać tak potężne zimno? ... Bez względu na wszystko cieszy mnie bardzo pański sukces”.

Odpowiedź Wróblewskiego była następująca: „Zachowałem pański list jako pamiątkę i cenny dokument, nie tylko dlatego, że jest napisany ręką jednego z największych eksperymentatorów naszych czasów, lecz również dlatego, że świadczy o rzadkiej wzniosłości ducha. Pan okazuje radość z powodu sukcesu, który według wszelkiej sprawiedliwości Panu powinien przyspaść w udziale. Tylko przypadek zrządził, że stało się inaczej. Historia nauki będzie zawsze łączyła Pańskie nazwisko z pracami nad skropleniem gazów”.

Jednak fakt, że skroplenie składników powietrza zostało wykonane w innym ośrodku spowodował w Paryżu żal i rozgoryczenie. O kwietniowym posiedzeniu Akademii francuskiej pisał Debray do Wróblewskiego: „Pańskie komunikaty o tlenie, azocie i tlenku węgla, wzbudziły duże zainteresowanie zarówno w Akademii, jak i w laboratorium École Normale. Wprawdzie żalowaliśmy trochę, że tak interesujące doświadczenie nie zostało wykonane przez pana Cailleteta w naszym laboratorium, lecz przyjaciel nasz nie jest obdarzony cierpliwością i wytrwałością, jakie Pan wkłada do swoich prac”.

Powyższy list w sposób bardzo kulturalny i delikatny oddaje przebieg burzliwej dyskusji na tym posiedzeniu. Lepiej atmosferę tego spotkania oddaje list do Wróblewskiego pisany przez Brunona Abakanowicza<sup>5</sup> biorącego w nim udział: „Posiedzenie było niezmiernie ożywione. Najprzód zaczął Dumas. Jak zwykle, gładko wypowiedział kilka zaokrąglonych frazesów ... ważne odkrycie, ... niezwykły rezultat, etc. Po nim Debray wyłuszczył rolę pańską. Akademia słuchała z nadzwyczajną uwagą”. W dyskusji, która nastąpiła: „Frèmy mówił trzęsąc się ze złości — wydaje się, że ogłaszając notatkę p. Wróblewskiego jest konieczne przypomnieć, że p. Cailletet przeprowadził takie same badania i uzyskał ciekły tlen. P. Wróblewski jest uczniem p. Cailleteta i posługiwał się tą samą metodą i aparaturą. Wnoszę o taki sens komunikatu, który będzie zamieszczony w *Comptes Rendus*. Dumas powiedział, że p. Wróblewski w swojej notatce wspomina z uznaniem prace p. Cailleteta i dalej w tym sensie, że praca pańska nie wyklucza zasług Cailleteta. Wurtz powiedział, że nie widzi w tym doświadczeniu nowości, gdyż Raoul Pictet nie tylko zlikwefiował (wybacz Pan ten barbarizm) — ale nawet wyznaczył gęstość płynu. Na to wstał Berthelot i powiedział, że Pictet nie widział tlenu, bo operował w zamkniętych naczyniach. Frèmy

<sup>5</sup> Oryginał znajduje się w Archiwum Uniwersytetu Jagiellońskiego, sygn. AUJ D-LXVII-3(9).

poprosił o głos i znowu zaczął mówić o zasługach Cailleteta i zażądał, aby Cailletet osobiście przemówił, do czego zaprosił go natychmiast prezydent Blanchard.... Berthelot poprosił o głos i w długiej mowie (przeszło kwadrans) znakomicie wypowiedzianej, doskonale wykazał znaczenie rezultatu, który Pan otrzymałeś i różnicy w obu metodach, po których kroczyliście pan i Cailletet. ... Powiedzenie Berthelota przyjęte było ogólną aprobatą. Jeden Wurtz ciągle robił miny niecierpliwe. W tej chwili zbliża się do Debraya woźny i wręcza mu błękitny telegram. ... Debray prosi o głos i czyta o skropleniu azotu. Okrutny efekt. Trzeba było widzieć Cailleteta, który właśnie miał zacząć mówić na wezwanie prezydenta. Ten telegram przyszedł jak można najlepiej. Potem mówił Cailletet. Zachował się zupełnie przyzwoicie. Zupełnie nie robił Panu żadnej aluzji. Prosił tylko, aby w *Comptes Rendus* były jego prace przytoczone. Na tym zamknięto posiedzenie...”

Wyniki badań Wróblewskiego i Olszewskiego wywołały ogromne zainteresowanie w ośrodkach naukowych na całym świecie. Doniesienia o skropleniu składników powietrza ukazały się nie tylko w czasopismach specjalistycznych, lecz również w prasie codziennej. Wyrazy uznania dla polskich uczonych płynęły z różnych stron, m. in. od J. Stefana z Wiedeńskiej Akademii Nauk, G. Ph. von Jolly’ego z Monachium i H. von Helmholtza z Berlina. Jolly w liście<sup>6</sup> datowanym 8 października 1883 r. napisał: „Szanowny Kolego i Przyjacielu! Przesłaniem swojej rozprawy o skropleniu tlenu sprawił mi Pan nadzwyczajną radość, czuję się zobowiązany złożyć Panu za nią najgorętsze podziękowanie. Radość moja jest podwójna: najprzód z powodu w klasyczny sposób przeprowadzonych badań, następnie osobista, z powodu szczęśliwego obrotu rzeczy, który wprowadził Pana od razu w szereg pierwszorzędných badaczy na polu doświadczalnym... Uniwersytet Krakowski z dumą i radością podkreślił zdobycze swego najmłodszego członka, lecz rzeczą o trwalszym znaczeniu jest fakt, że zapewnił sobie Pan trwałe miejsce w historii nauki...”

Strona francuska nie mogła pogodzić się jednak z taką sytuacją. W kilka miesięcy po dyskusji w Akademii, francuski fizyk J. Jamin opublikował w czasopiśmie *Revue des deux mondes* artykuł, w którym pisał: „Na zakończenie muszę poruszyć delikatną kwestię komu należy przypisać zasługę skroplenia gazów. Bez wątpienia Faradayowi z przeszłości, obecnie zaś Cailletetowi, który zbudował niezbędną aparaturę, i który przedmiot ten nieustannie badał. Wprawdzie w ostatniej chwili dwaj nieznani dotąd panowie, z których jeden był obecny przy pracach Cailleteta i otrzymał od niego poufne wiadomości, gdy już prawie nic nie było do zrobienia, wykonali z pośpiechem ostateczne doświadczenia, które zapowiedział Cailletet, dokonali tego dzieła jako zręczni pracownicy, lecz nie uczynili żadnego odkrycia i niczego nie ujeli Cailletetowi, pomimo chęci. We Francji, gdzie w dziedzinie wiedzy surowe obyczaje zostały zachowane, opinia publiczna niekorzystnie oceniła takie postępowanie”.

W odpowiedzi oburzony Wróblewski pisał w liście do Debraya: „Zadowolę się twierdzeniem, że nigdy nie czytałem nic równie niesprawiedliwego i kłamliwego, nie sądzę, aby ten artykuł przynosił zaszczyt panu Jaminowi. W sprawach nauki nikt nie posługuje się takimi metodami, i jestem przekonany, że sąd historii wypadnie inaczej... Pan Jamin nie udowodnił, że p. Cailletet przygotowywał się do wykonania doświadczenia również w próżni i że całemu światu swój zamiar opowiadał. Co do mnie, wystarczy zupełnie, gdy

<sup>6</sup> Oryginał w Archiwum Uniwersytetu Jagiellońskiego, sygn. AUJ D-LXVII-3(6).

powołałam się na artykuł Cailleteta w *Comptes Rendus* z dnia 1 V 1882 r., by udowodnić, że niczego się on już nie spodziewał od etylenu. Praca Cailleteta nad etylenem była już zakończona i w ten sposób stała się terenem publicznym”.

Niestety nikt z ówczesnego środowiska naukowego nie stanął w jego obronie. W tej sytuacji sam Wróblewski podejmuje próbę obrony, pisze broszurę zatytułowaną tak samo jak artykuł Jamina, w której przedstawił historię skroplenia składników powietrza, dając ostrą odprawę zarzutom Jamina [6].

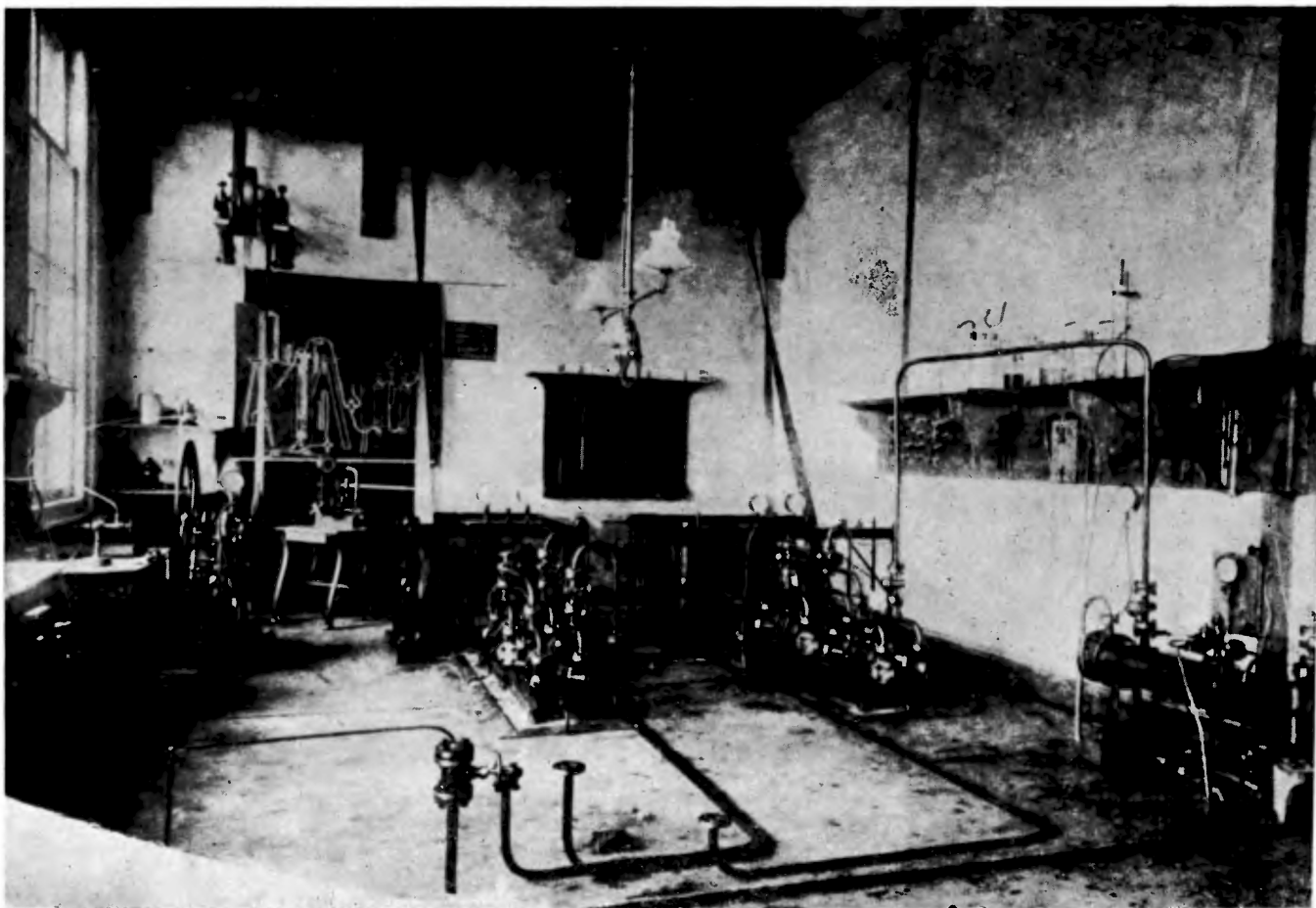
#### 4. Dalsza historia skraplania gazów i otrzymywania niskich temperatur

Czytelnika zainteresuje pewno jak potoczyły się dalsze losy skraplania gazów, powstałego sporu dotyczącego kto pierwszy skroplił składniki powietrza i jaka jest ocena tego odkrycia w chwili obecnej.

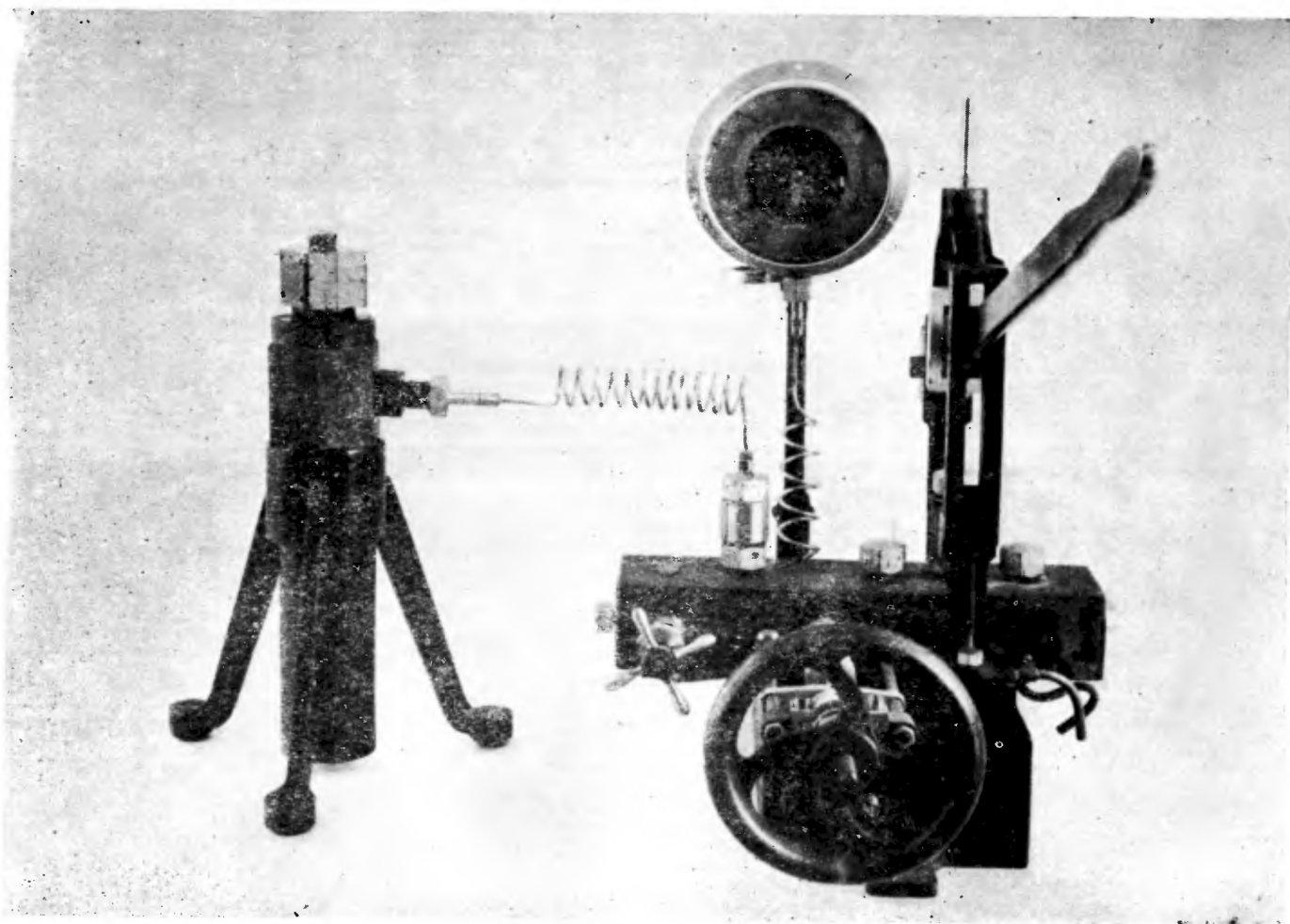
Owocna współpraca obu uczonych Wróblewskiego i Olszewskiego zakończyła się bardzo szybko, bo już po sześciu miesiącach. Od tego momentu obaj uczeni prowadzili oddzielne badania.

Wróblewski udoskonalił posiadaną aparaturę, dzięki czemu uzyskał większe ilości skroplonego tlenu. Podjął również próbę skroplenia wodoru, wyznaczył parametry krytyczne tego gazu i uzyskał skroplenie w stanie dynamicznym. Niezależnie, w tym samym czasie podobny eksperyment przeprowadził Olszewski i uzyskał ten sam wynik. Do ważniejszych wyników otrzymanych przez Wróblewskiego należy zaliczyć również zbadanie odstępstwa od prawa Mariotte'a dla wodoru, co pozwoliło na obliczenie temperatury i ciśnienia krytycznego tego gazu. Wróblewski podjął badania własności fizycznych różnych substancji w obszarze niskich temperatur, m. in. jako jeden z pierwszych w świecie badał zależność temperaturową oporu elektrycznego. Skonstruował też ulepszony przyrząd do skraplania powietrza. Dalsze jego prace przerwała tragiczna śmierć 16 kwietnia 1888 roku. Wróblewski przewrócił przypadkowo lampę i obłany płonąca naftą zmarł na skutek oparzeń. O uznaniu dla osiągnięć Zygmunta Wróblewskiego świadczyć może powołanie go na członka Akademii Umiejętności w Krakowie, Wiedeńskiej i Berlińskiej Akademii Nauk oraz przyznanie mu w 1886 roku nagrody im. Baumgartnera.

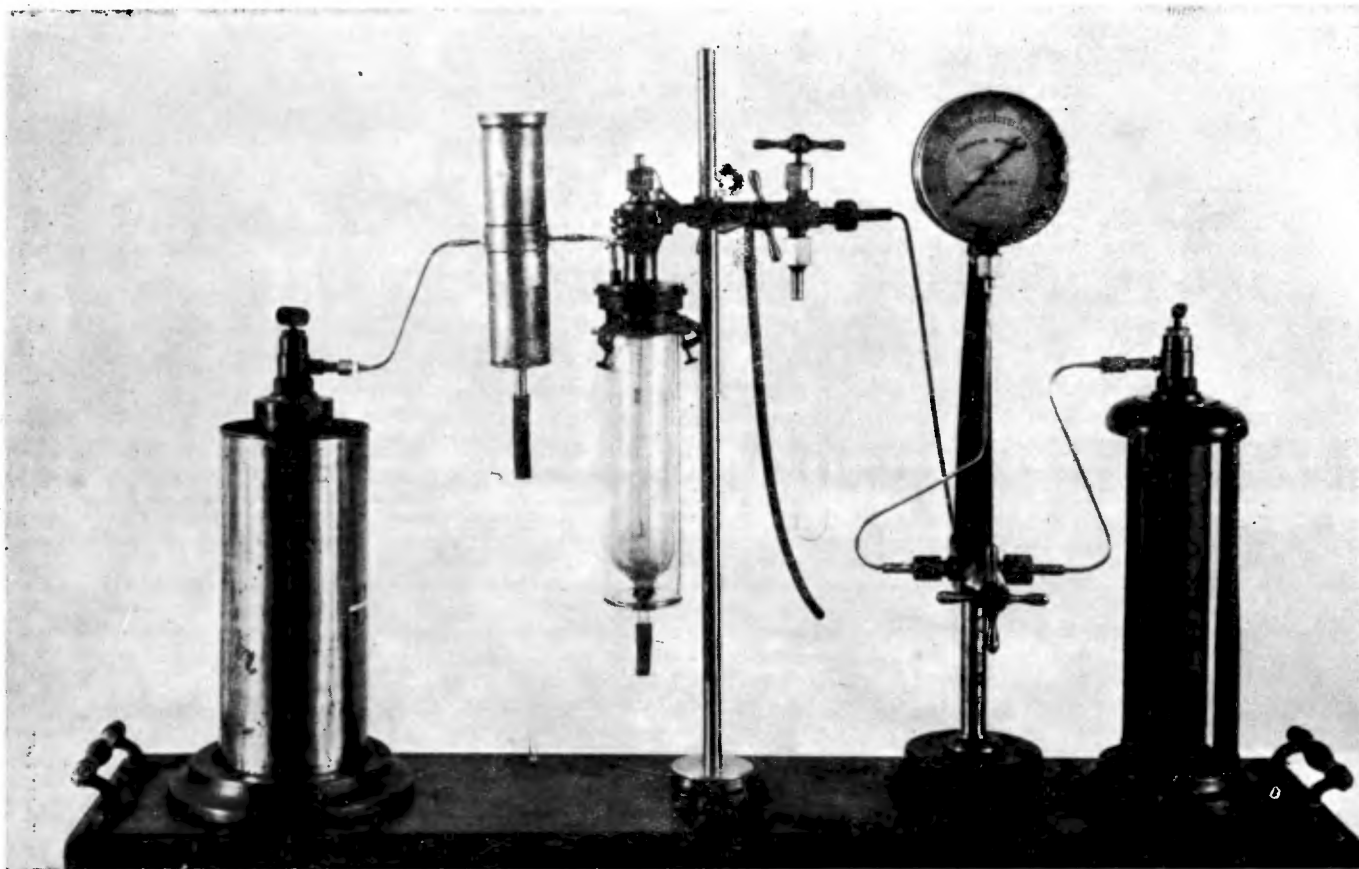
Karol Olszewski zorganizował własne laboratorium niskich temperatur, w którym w styczniu 1884 r., skroplił wodór w stanie dynamicznym. Tak więc Wróblewski i Olszewski byli pierwszymi na świecie, którym udało się to osiągnąć. Pod koniec tego roku Olszewski osiągnął rekordową w tym czasie temperaturę  $-225^{\circ}\text{C}$  (48 K). W 1895 r. na prośbę W. Ramsay'a przeprowadził próby skroplenia nowoodkrytych gazów: argonu i helu. Pierwszy z nich skroplił i zestalił z łatwością, natomiast drugiego nie udało mu się skroplić. Komunikat o tym był wygłoszony na posiedzeniu Royal Society w Londynie w dniu 31 stycznia 1895 r. Intensywnie prowadził badania własności substancji w niskich temperaturach. Należy również podkreślić działalność Olszewskiego nad konstrukcją przyrządów do skraplania gazów. Początkowo był to aparat oparty na metodzie kaskadowej, a następnie na metodzie dławikowej proponowanej przez W. Hampsona i C. Lindego. Projekt Olszewskiego wykonany początkowo przez W. Grodzickiego, a następnie przez R. Calikowskiego cieszył się szerokim zastosowaniem we wszystkich laboratoriach



Rys. 2. Wnętrze pracowni fizycznej prof. Z. Wróblewskiego z 1885 r.



Rys. 3. Aparatura do skraplania tlenu z 1883 r.



Rys. 4. Aparat do skraplania gazów prof. K. Olszewskiego z 1883 r.

# OLSZEWSKI WROBLEWSKI

100-LECIE SKROPLENIA TLENU

COLLEGIUM MAIUS, KRAKÓW, JAGIELLOŃSKA 15

WYSTAWA CZYNNA Z WYĄTKEM NIEDZIEL I ŚWIAT W GODZ 11-14



8 kwiecień 15 maj

Rys. 5. Plakat z wystawy zorganizowanej przez Muzeum Uniwersytetu Jagiellońskiego z okazji 100-lecia skroplenia tlenu

zajmujących się badaniem gazów. Szczególnie wysoko cenione były skraplacze wodorowe. Dowodem jak trwały były te urządzenia niech będzie fakt, że gdy w 1945 r. prof. Stanisław Loria przejmował zakład fizyki niemieckiego uniwersytetu we Wrocławiu, stwierdził, że jedynym zdolnym do użytku przyrządem był aparat do skraplania powietrza z tabliczką „Ludwik Grodzicki, mechanik, Kraków”. Należy podkreślić, że dzięki działalności Olszewskiego krakowski ośrodek kriogeniczny do pierwszej wojny światowej utrzymywał się na czołowym miejscu w świecie, a sam Olszewski był uważany za jeden z największych autorytetów w dziedzinie kriogeniki. Laboratorium jego odwiedzili tak cenieni fizycy jak: E. Schrödinger, E. Abbé, W. Ramsay, H. Kamerlingh-Onnes, F. Haber i R. Pictet. Karol Olszewski zmarł 15 marca 1915 r. Był członkiem Akademii Umiejętności w Krakowie i Czeskiej Akademii Umiejętności w Pradze, członkiem honorowym Towarzystwa Przyrodników im. M. Kopernika i Towarzystwa Lekarskiego w Wilnie, współpracował z Association Internationale du Froid. Był odznaczony przez władze austriackie Orderem Żelaznej Korony III klasy i tytułem radcy dworu, a Wydział Lekarski UJ przyznał mu złoty medal im. Jędrzeja Śniadeckiego.

Wodór w stanie statycznym został skroplony przez J. Dewara w 1898 r. Natomiast ostatni z gazów — hel został skroplony przez H. Kamerlingha-Onnesa 10 czerwca 1908 r. Należy zaznaczyć, że Olszewskiemu udało się doprowadzić hel do temperatury  $-263,9^{\circ}\text{C}$  (9,1 K) podczas gdy temperatura krytyczna dla helu wynosi 4,2 K. Kamerlingh-Onnes rozwinął w Leidzie szeroki front badań własności ciał stałych w niskich temperaturach, w szczególności przewodnictwa elektrycznego metali, co doprowadziło go do odkrycia w 1911 r. zjawiska nadprzewodnictwa. Za odkrycie to otrzymał w 1913 r. Nagrodę Nobla. W referacie wygłoszonym w trakcie wręczania tej nagrody odwołał się do swoich poprzedników, wymieniając na pierwszym miejscu Wróblewskiego i Olszewskiego — pionierów kriogeniki. Oto fragment jego wystąpienia: „Just as I was thinking about how to do this, the basic classic work of Wróblewski and Olszewski appeared on the static liquefaction of oxygen”<sup>7</sup> [7]

K. Mendelssohn w książce *The Quest for Absolute Zero* [8] o odkryciu Wróblewskiego i Olszewskiego pisze: „Osiągnęli oni to czego nie mógł osiągnąć Cailletet i inni jego konkurenci. Trudno po prostu uwierzyć, że Wróblewski i Olszewski dokonali tego w ciągu niecałych dwu miesięcy! Takiego osiągnięcia może im pozazdrościć wielu dzisiejszych badaczy... Cailletet też mógłby uzyskać ciekły tlen o rok wcześniej, gdyby nieznacznie zmodyfikował swą aparaturę, brakowało mu jednak idei przewodniej. Obaj Polacy lepiej zrozumieli fizyczne podstawy procesu i dlatego im przypadł ten zaszczyt”.

Z perspektywy stu lat można przeprowadzić pełniejszą ocenę tego odkrycia. Odkrycie Wróblewskiego i Olszewskiego zapoczątkowało nowy etap badań, w którym starano się osiągnąć coraz to niższe temperatury. W stosunkowo krótkim czasie skroplono wszystkie „trwałe” gazy i granica osiągalnych temperatur różniła się od zera bezwzględного tylko o jeden stopień Kelvina. Jednocześnie odkryto nowy dziwny świat nieznanych dotąd zjawisk fizycznych, takich jak zupełny zanik oporu elektrycznego — nadprzewodnictwo oraz nadpłynność helu. Dalszy rozwój tej dziedziny badań doprowadził do otrzymania przez

<sup>7</sup> Właśnie wówczas, kiedy zastanawiałem się jak to należy zrobić, pojawiła się podstawowa, klasyczna praca Wróblewskiego i Olszewskiego na temat statycznego skroplenia tlenu.



roz magnesowanie jądrowe temperatur rzędu  $10^{-6}$  K. Wkroczenie w obszar temperatur subkelwinowych pozwoliło odkryć nowe, zaskakujące zjawiska, które podobnie jak nadprzewodnictwo i nadciekłość są przejawem działania praw mechaniki kwantowej, a więc praw rządzących światem drobin, atomów i cząstek elementarnych.

Prace polskich uczonych były nie tylko kolejnym krokiem w poznaniu praw natury, ale również ważnym krokiem w rozwoju cywilizacji. Wniosły one istotny wkład w powstanie kriogeniki — techniki skraplania gazów i otrzymywania niskich temperatur. Kriogenika odgrywa dziś wielką rolę nie tylko w wielu dziedzinach badań naukowych, ale ma również bardzo szerokie zastosowanie praktyczne, przyczyniając się m. in. do postępu w medycynie i do rozwoju różnych działów przemysłu i środków komunikacji.

### Literatura

- [1] Z. Wróblewski, K. Olszewski, *Comptes Rendus* **96**, 1140 (1883).
- [2] Z. Wróblewski, K. Olszewski, *Comptes Rendus* **96**, 1225 (1883).
- [3] Z. Wojtaszek, H. Kuzyk, K. Łopata, A. Morzyniec, *Karol Olszewski*, Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego (w druku).
- [4] M. Kucharski, *Postępy Fizyki* **34**, 405 (1983).
- [5] K. Olszewski, „Die Verflüssigung der Gase”, *I Int. Kongres für Kälte*, Ind. Paris 1908.
- [6] S. Wróblewski, „Comment l’air a été liquéfié. Réponse à l’article de M. J. Jamin”, Paris, Librairie du Luxembourg 1885.
- [7] *Nobel Lectures, Physics 1901—1921*, Elsevier Publishing Company, Amsterdam—London—New York 1967, s. 306.
- [8] K. Mendelssohn, *The Quest for Absolute Zero*, World University Library Wiedenfeld and Nicolson, London, 1966; tłumaczenie polskie PWN, Warszawa 1970.

**Od Autorów.** Przy opracowaniu powyższego artykułu korzystaliśmy również z materiałów zawartych w publikacjach:

M. Grotowski, St. Landau, M. Sadzewiczowa i W. Werner, *Z dziejów rozwoju fizyki*, Lwów 1914.

K. Zakrzewski, *Przegląd Techniczny* **72**, Nr 17, 411 (1933) (artykuł napisany w 50 rocznicę skroplenia składników powietrza).

## WSPOMNIENIA — ROCZNICE

*Jerzy Pniewski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
im. Stefana Pieńkowskiego  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

**Warszawskie środowisko fizyków okresu międzywojennego\*****The Community of Warsaw Physicists in the Interwar Period**

*Abstract:* The founders of the physics research centres in Warsaw in the interwar period are presented. Their achievements and contribution to the development of physics, their steady care for the training of young physicists are emphasized. The continuation of their activity by the followers, their pupils, has been traced.

Okres dwudziestolecia międzywojennego należy uznać za najbardziej doniosły dla tworzącego się w Warszawie środowiska naukowego fizyków. Nie miało ono praktycznie żadnych szans rozwoju w okresie zaborów, natomiast to, co powstało w owym dwudziestoleciu, zdecydowało po drugiej wojnie światowej o wręcz burzliwym rozwoju fizyki nie tylko w Warszawie, ale w niemałym stopniu również w całym kraju.

Trzech wybitnych fizyków Stefan Pieńkowski, Ludwik Wertenstein i Mieczysław Wolfke odegrali tu szczególnie ważną rolę, chociaż trudno byłoby pominąć wkład innych, przede wszystkim Czesława Białobrzeskiego, Stanisława Kalinowskiego czy Stanisława Ziemeckiego. Każdy z nich reprezentował inny typ człowieka nauki i organizatora placówki naukowej i w inny sposób stawiał czoło obiektywnym trudnościom. Inny był wkład każdego z nich w rozwój fizyki warszawskiej.

Chociaż sam jestem wychowankiem Stefana Pieńkowskiego, chociaż od 50 lat jestem związany z warsztatem naukowym przez niego stworzonym i tak warsztat ten, jak i atmosferę, w jakiej realizowano w nim pracę naukową, poznałem najlepiej, to jednak chciałbym w miarę swych możliwości przedstawić obiektywnie działalność wszystkich tych ludzi. Jeśli coś istotnego pominię, będzie to całkowicie niezgodne z moimi intencjami, choć mojemu nauczycielowi poświęcę tu najwięcej miejsca.

\* Jest to treść referatu wygłoszonego na sesji popularnonaukowej „Szkolnictwo Wyższe i Nauka w Warszawie”, zorganizowanej w dn. 23—24 lutego 1984 r. przez Archiwum m. st. Warszawy i Muzeum Historyczne Warszawy. Artykuł ten zostanie opublikowany w książce wydanej przez PWN.

## Stefan Pieńkowski (1883—1953)

Stefan Pieńkowski pierwszy zrozumiał, że nauce w odrodzonej Polsce potrzebne jest przede wszystkim stworzenie dobrze zorganizowanej szkoły, kształcącej fizyków i umożliwiającej im twórczą pracę naukową. W przeszłości nikt w kraju nawet nie próbował podjąć takiego zadania.

Pieńkowski studiował w Liège i w Heidelbergu, gdzie zyskał sobie ogromne uznanie nie tylko swych zwierzchników, ale również kolegów, którym zawsze przewodził w dyskusjach naukowych. Po wojnie w roku 1919 otrzymuje propozycję objęcia katedry w jednej z uczelni belgijskich równocześnie z zaproszeniem z Uniwersytetu Warszawskiego. Bez wahania przyjmuje tę drugą propozycję, mimo że nie otrzymuje lokalu, że nie czeka na niego żadna kadra naukowa, a brak nawet najbardziej prymitywnej aparatury tak do prac badawczych jak i dydaktycznych nie mógł wpływać zachęcająco. Ostatecznie zostaje mu przydzielony budynek znajdujący się w stanie zupełnie surowym, którego budowę podjęto tuż przed wojną. Mimo że odrodzone państwo borykało się wówczas z wieloma trudnościami i było uwikłane w wojnę, Pieńkowski szybko wykańcza budowę i już w styczniu 1921 r. następuje oficjalne otwarcie pracowni Zakładu Fizyki Doświadczalnej na Hożej. Jego niezwykły zapał i szczególna umiejętność doboru ludzi dających się porwać jego ideał, otwarte drzwi dla wszystkich gotowych z nim pracować, ogromna intuicja w doborze właściwej problematyki oraz umiejętność tworzenia odpowiedniej atmosfery naukowej zdecydowały o twórczej działalności ośrodka. Dzięki niemu fizyka stała się głównym celem życia dla wielu spośród tych ludzi, a on sam nie tylko przykładem i radą ich do tego zachęcał, ale jednocześnie stwarzał im wyjątkowe warunki tak dla ich rozwoju naukowego, jak i pracy twórczej.

W krótkim czasie „Hoża”, jak zaczęto nazywać ośrodek przez niego stworzony, stała się symbolem fizyki warszawskiej. Zaczęto tu kształcić nie tylko fizyków Uniwersytetu Warszawskiego, ale również licznych gości, stypendystów z innych ośrodków krajowych i zagranicznych, późniejszych profesorów i kierowników placówek naukowych.

Nie wiem czy moglibyśmy wskazać w kraju w jakiegokolwiek dziedzinie ośrodek tak prężny w owym czasie. Spośród uczniów Pieńkowskiego z okresu dwudziestolecia międzywojennego 25 osób uzyskało nominacje profesorskie, 5 związało się z Hożą, kilka osób objęło kierownictwo placówek naukowych w Stanach Zjednoczonych, Kanadzie czy Wielkiej Brytanii, kilkanaście osób w różnych placówkach naukowych w kraju, głównie w uczelniach. Sześciu wychowanków Hożej tego okresu zostało wybranych na członków Polskiej Akademii Nauk. Sześciu stypendystów z Belgii, USA i Łotwy przebywających na długoterminowych stażach na Hożej zajęło stanowiska kierownicze na wyższych uczelniach w ich własnych krajach. Jeden ze stypendystów belgijskich, który wykonał pracę habilitacyjną na Hożej, Pol Swings, profesor astrofizyki, napisał po latach: „Gdy w roku 1929 przyjechałem do Warszawy, nie mogłem wierzyć własnym oczom. W młodym instytucie na Hożej znalazłem wspaniałe laboratoria, gdzie praca wrzała dniem i nocą. Chociaż miałem okazję w czasie moich podróży zagranicznych poznać inne instytuty fizyki, żaden z nich nie nasuwał mi porównania do huczącego ula... Nigdy dotąd nie spotkałem tak zgranego ducha zespołowości i takiej gorączki pracy twórczej”. Swings przez szereg lat

kontynuował w swoim instytucie problematykę prac wzorowaną na tej, z którą zapoznał się na Hożej.

W latach dwudziestych Pieńkowski rozumiał, że główny nurt działalności Zakładu powinien być ukierunkowany na najbardziej podówczas aktualne badania spektroskopowe z optyki atomu i cząsteczki, w wyniku czego właśnie one stały się głównym kierunkiem prac badawczych Hożej na wiele lat.

Zaczynając od atomów, poprzez coraz bardziej złożone cząsteczki, szukano powiązań pomiędzy ich strukturami i ich oddziaływaniami, a charakterem procesów emisji, absorpcji, wzbudzenia i wygaszania fluorescencji, wreszcie rozpraszania światła. Wszak był to okres powstawania mechaniki kwantowej, a następnie jej zastosowań, w związku z czym były to pionierskie prace, torujące drogi postępu fizyce atomu i cząsteczki. Prace Hożej były powszechnie znane poza granicami kraju, czego dowodem była I Międzynarodowa Konferencja z tej dziedziny, zorganizowana właśnie w Warszawie w 1936 r. Nazwiska szeregu uczniów Pieńkowskiego stały się znane dzięki tym pracom.

Obok tej podstawowej tematyki prowadzono prace z zakresu badań stałej dielektrycznej emulsji i aerozoli, badań rentgenowskich struktury mikrokrystalicznej różnych utworów organicznych.

Zdumiewająca była umiejętność Pieńkowskiego pokonywania trudności przy zdobywaniu wyposażenia pracowni naukowych Hożej. Poziom, na jakim potrafił on postawić ośrodek do roku 1930, przekonał Fundację Rockefellera o celowości przyznania mu wysokiej dotacji, dzięki której był w stanie wyposażyć Hożę w aparaturę na poziomie światowym.

Pieńkowski pilnie śledził rozwój metod badawczych fizyki i narodziny nowych kierunków pracy naukowej, by w ten sposób wybierać właściwe ośrodki zagraniczne, do których mógłby wysłać swych wychowanków po import nowych idei. Dzięki temu w latach trzydziestych pojawia się na Hożej nowy, szybko rozwijający się kierunek — fizyka jądrowa. Dłuższy pobyt Andrzeja Sołtana w Pasadenie w Stanach Zjednoczonych umożliwia mu po powrocie do kraju budowę pierwszego polskiego akceleratora, na którym w okresie dwóch lat poprzedzających wojnę jest w stanie wykonać pionierskie prace z fizyki szybkich neutronów. Tuż przed wojną Leonard Sosnowski po pobycie w Cambridge buduje pierwszą automatyczną komorę Wilsona, za pomocą której miały być podjęte badania świeżo odkrytego rozszczepienia uranu.

Wojna przerwała zaawansowane starania Pieńkowskiego, mające na celu zdobycie środków na budowę cyklotronu, którą Sołtan miał realizować.

W czasie wojny okupant ograł, a następnie całkowicie zniszczył warsztat naukowo-badawczy Hożej. Nie udało mu się jednak zniszczyć wszystkich ludzi, których Hoża uczyniła fizykami. W okresie okupacji Pieńkowski nie tylko nadzorował całość tajnego nauczania akademickiego w kraju, ale również roztaczał opiekę nad ludźmi Hożej, co stwarzało im lepsze warunki do przetrwania.

Zetknąłem się kiedyś z opinią, że zasługi Pieńkowskiego były jedynie organizacyjne. Jest to oczywiście fałszywy osąd. Opublikował on około 40 prac naukowych, z czego ponad połowę w okresie dwudziestolecia międzywojennego, wszystkie z zakresu najbardziej wówczas aktualnej problematyki zainicjowanej przez siebie na Hożej. Były to prace wyko-

nane całkowicie przez niego samego. Był on poza tym inicjatorem, opiekunem i kierownikiem prac wszystkich młodych fizyków na Hożej. Codzienne jego wizyty w naszych pracowniach, udzielane rady oparte na jego ogromnej intuicji eksperymentalnej, podsuwanie właściwej literatury naukowej, stałe jego zainteresowanie i rzeczywiste zaangażowanie umożliwiały nam prawidłowe wykonywanie tych prac. Gdy jednak dochodziło do publikacji, nigdy nie uważał siebie za współautora, pragnąc w ten sposób dać tym silniejszy bodziec do pracy twórczej młodemu badaczowi. Myślę, że dziś wielu kierowników w podobnej sytuacji uważałoby siebie za głównych autorów, umieszczając nawet swe nazwisko na pierwszym miejscu. Natomiast u Pieńkowskiego każda praca magisterska kończyła się indywidualną publikacją, na ogół na bardzo dobrym poziomie. Jakie to wrażenie robiło na nas młodych, przedstawię na swoim przykładzie. Kiedy wyniki swej bardzo rozbudowanej pracy magisterskiej, prowadzonej przez dwa i pół roku, zebrałem w 1938 r. w dwóch publikacjach, nie w pełni zdawałem sobie sprawę z ich wartości, mimo że sam dokonałem interpretacji wyników i ostatecznego ich podsumowania. Gdy jednak po wojnie w 1946 r. Pieńkowski zalecił mi zreferowanie pracy jednego ze znanych fizyków radzieckich, pracującego w tej samej dziedzinie, ze zdziwieniem stwierdziłem, że została ona podjęta w nawiązaniu do moich publikacji. Podane cytaty, powoływanie się na wyniki mojej przedwojennej pracy stanowiły dla mnie nie tylko osobistą dużą satysfakcję, ale fakt ten wydawał się jakimś niezwykłym pomostem przerzuconym nad straszliwą przepaścią wojenną, łączącym tamten okres z tym, co miało nastąpić. Wtedy jednak zdałem sobie również sprawę, jak wielka była w tym zasługa Pieńkowskiego i że moje odczucia winny być również jego udziałem. On jednak wolał tego rodzaju satysfakcję zostawić w całości swym uczniom.

Wyrazem rzeczywistego uznania dla jego osiągnięć naukowych było przyznanie mu wielu honorowych wyróżnień, w szczególności doktoratów honorowych dwu czołowych uczelni zagranicznych, paryskiej Sorbony i Uniwersytetu w Heidelbergu. Niewątpliwie Pieńkowski był wspaniałym inspiratorem twórczej pracy naukowej w trafnie przez siebie wybranych kierunkach.

Po śmierci Pieńkowskiego Pol Swings napisał o roli, jaką Pieńkowski odegrał w czasie pobytu w ich instytucie: „Po wielu, wielu latach liczni uczeni w Liège, których zapał i entuzjazm wzbudził młody polski asystent Instytutu Fizyki, do dziś zdają sobie sprawę z wpływu, jaki na nich wywarł Pieńkowski jeszcze przed rokiem 1919”. Doktoranci Uniwersytetu w Liège, dawni koledzy Pieńkowskiego, nawet po latach dedykowali mu swe prace wyrażając podziękowanie za rozbudzenie w nich entuzjazmu do pracy naukowej. Są to dowody, że Pieńkowski był zawsze inspiratorem w badaniach naukowych porywającym swym zapałem i przykładem dla wszystkich, którzy go otaczali.

Ten niezmordowany człowiek potrafił swe zamiłowania do fizyki łączyć ze służbą dla innych nauk. Podejmował on trzykrotnie obowiązki rektora Uniwersytetu Warszawskiego, pełniąc je w sumie przez lat sześć w najtrudniejszych dla uczelni okresach, zawsze dbając o całość jej spraw w nie mniejszym stopniu niż o sprawy bliskiej jego sercu fizyki.

Po wojnie przystępuje z właściwą sobie energią do odbudowy Hożej, ponownego zgromadzenia swych rozproszonych wychowanków, a rozmach, z jakim to zaczął realizować, stanowił doskonały początek tworzenia wszystkiego na nowo i to już w innej od dotychczasowej skali. Niestety, jednak już po ośmiu latach zabrakło go wśród nas.

Myślę, że uczniowie Pieńkowskiego, którzy tworzyli po wojnie własne ośrodki nauko-

we tak w Warszawie jak i poza nią, jak gdyby tylko kontynuowali działalność tego niezwykłego człowieka. W ten sposób Andrzej Sołtan tworzy w Świerku Instytut Badań Jądrowych i fizykę jądrową na Hożej, Leonard Sosnowski Instytut Fizyki PAN i fizykę ciała stałego tak w tym Instytucie jak i na Hożej, Aleksander Jabłoński optykę w Toruniu. Kilku wychowanków Hożej odbudowało fizykę na Politechnice Warszawskiej (Witold Majewski, Cezary Pawłowski, Waclaw Szymanowski). Teodor Kopcewicz tworzył w Warszawie geofizykę, Władysław Kapuściński — fizykę medyczną, Bronisław Buras współpracował w tworzeniu Instytutu Badań Jądrowych, a następnie zainicjował badania fizyki ciała stałego metodami jądrowymi w tym Instytucie i na Hożej. Tadeusz Skaliński rozwinął nowe kierunki badań optycznych na Hożej i w Instytucie Fizyki PAN. Ludwik Natanson, jako kierownik Katedry Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Łódzkiego, przez wiele lat rozrzucał opiekę nad tym ośrodkiem. Z innych wychowanków, którzy wcześniej opuścili Hożę, Szczepan Szczeniowski tworzył fizykę magnetyków w Poznaniu i w Politechnice Warszawskiej, a Arkadiusz Piekara fizykę nieliniowych zjawisk dielektrycznych i optycznych najpierw w Poznaniu, a następnie w Uniwersytecie Warszawskim na Wydziale Chemii.

W okresie międzywojennym Cezary Pawłowski, jeden z najstarszych wychowanków Hożej, rozwijał badania fizyczne w Instytucie Radowym, Arkadiusz Piekara był twórcą pięknego ośrodka w Rydzynie, zaś Szczepan Szczeniowski objął katedrę fizyki teoretycznej najpierw we Lwowie, a potem w Wilnie.

#### Ludwik Wertenstein (1887—1945)

Zupełnie innym typem tak badacza jak i nauczyciela był Ludwik Wertenstein. Chyba przypadek zdecydował, że ten wszechstronnie uzdolniony człowiek, o zainteresowaniach raczej humanistycznych, stał się wspaniałym fizykiem eksperymentalnym, niezrównanym wykładowcą i popularyzatorem. Być może jego umysł humanistyczny sprawił, że posiadał ogromne wyczucie piękna odkrywanych praw przyrody i że stale kierował się niezwykłą intuicją i rozważnym krytycyzmem w szukaniu właściwej drogi do poznania prawdy. Myślę, że o jego całym życiu zdecydował pięcioletni pobyt w laboratorium Marii Skłodowskiej-Curie po uprzednio odbytych studiach na Sorbonie. Dzięki temu właśnie badania zjawisk promieniotwórczości i jądra atomu znalazły się w centrum jego zainteresowań. W 1913 r. Towarzystwo Naukowe Warszawskie w porozumieniu z Marią Curie tworzy w Warszawie Pracownię Radiologiczną, do której ona deleguje z Paryża dwóch najlepszych swoich uczniów: Jana Kazimierza Danysza i Ludwika Wertensteina. Wybuch wojny sprawia, że Danysz jako obywatel francuski zmuszony jest do powrotu do Francji, by nieszczęśliwie w krótkim czasie polec na polu walki. Wertenstein zostaje kierownikiem Pracowni, a po utworzeniu Wolnej Wszechnicy Polskiej podejmuje się również kierownictwa katedry Fizyki Atomów tej uczelni. Jego Pracownia Radiologiczna, finansowana głównie z prywatnych dotacji, rozwija się z trudem wobec braku odpowiednich środków. Wertenstein uzyskuje Głównym skromne źródło promieniotwórcze — 50 mg radu, buduje komorę Wilsona i liczniki Geigera. Prowadzi badania odrzutu promieniotwórczego, pokonuje ogromne trudności, by wyznaczyć prawidłowo ciężar atomowy radonu. Ostatecznie osiąga to w Cambridge w czasie jednego z wyjazdów zagranicznych. W Pracowni badane były reakcje jądrowe —

dziedzina świeżo wówczas zainicjowana przez Rutherforda. Ogromny skok w działalności Pracowni następuje w latach trzydziestych po odkryciu przez Chadwicka neutronu, a przez Joliotów sztucznej promieniotwórczości. Wertenstein zdołał już zgromadzić wokół siebie zespół bardzo wybitnych młodych ludzi współpracujących z nim nie dla jakichś korzyści, lecz raczej na zasadzie zamiłowania do pracy badawczej, tak charakterystycznego dla niego samego. Zaledwie w trzy miesiące po odkryciu pierwszych sztucznie promieniotwórczych izotopów, uczniowie jego odkrywają radiofluor, a następnie radioskand. Podówczas były to osiągnięcia dużej miary. Mówiono nieraz, że przy odpowiednich środkach Pracownia ta mogłaby się stać wiodącą na skalę europejską. Wojna nie oszczędza ani laboratorium, ani ludzi. Sam Wertenstein traci życie tuż przed końcem wojny i jedynie dwóch fizyków jego wychowanków: Marian Danysz i Józef Rotblat zdołało się ocalić. Danysz związał się z odrodzoną Hożą, gdzie rozwinął badania z zakresu fizyki cząstek elementarnych, stając się współodkrywcą hiperjader. Rotblat zaś przeżył wojnę w Wielkiej Brytanii i Stanach Zjednoczonych, ostatecznie podejmując poza granicami kraju badania z zakresu zastosowań radioizotopów w medycynie. Obaj zostali członkami Polskiej Akademii Nauk, jeden z nich był współodkrywcą radiofluoru, drugi radioskandu, owych pierwszych radioizotopów wykrytych w Pracowni Radiologicznej. Jak sami często podkreślali, żądę wydarcia prawdy przyrodzie i ogromny krytycyzm w swych badaniach zawdzięczali swemu nauczycielowi. Zetknąłem się z opinią, że rzeczą nie do darowania było nie udzielenie Ludwikowi Wertensteinowi pomocy i miejsca do pracy w warunkach odpowiadających jego możliwościom. Jest to tylko częściowo słuszne. Żadne władze, w żadnym kraju same nie wychodzą naprzeciw ludziom nauki, bo nie rozumieją wagi podstawowych badań naukowych. Trzeba niestety nie tylko wiedzieć co i jak się chce robić, ale również umieć o to walczyć i innych o słuszności tego przekonać. Właściwym tego przykładem były zmagania małżonków Curie w ich pionierskich badaniach promieniotwórczości, czy też początkowe prace Fermiego w Chicago zmierzające do wykorzystania energii atomowej.

Wertenstein cieszył się niezwykle uznaniem Andrzeja Sołtana i samego Pieńkowskiego. Jedną z prac wykonanych przy akceleratorze zbudowanym na Hożej w 1937 r. była wspólną pracą Sołtana i Wertensteina. Jestem pewien, że gdyby wojna nie pokrzyżowała planów Pieńkowskiego budowy cyklotronu w 1939 r., Wertenstein z częścią swego zespołu oraz Sołtan z kolegami z Hożej o 10 lat wcześniej niż to się stało w rzeczywistości stworzyliby razem czołowy ośrodek fizyki jądrowej w Warszawie.

Nicodziałaną stratą dla warszawskiego środowiska fizyki było odejście w tak stosunkowo młodym wieku tego wspaniałego i uroczego człowieka, nie tylko wybitnego fizyka, ale również doskonałego nauczyciela i popularyzatora.

### Mieczysław Wolfke (1883—1947)

Mieczysław Wolfke od wczesnej młodości interesował się fizyką. Zawsze pełen był niezwykle śmiałych pomysłów wynalazczych, daleko wybiegających poza możliwości ówczesnej techniki, a jednak traktowanych poważnie ze względu na dobrą podbudowę matematyczną.

Studia podejmuje w Liège, potem na paryskiej Sorbonie i we Wrocławiu (gdzie uzyskuje

doktorat) i wreszcie w Zurychu. Przez szereg lat jako docent wykładał w zurychskich uczelniach. Z okresu pobytu w Wiedniu i Zurychu pochodzi jego oryginalny pomysł lampy kadmowo-rtęciowej zakupiony przez firmę Zeissa. W owym czasie jego zainteresowania koncentrowały się głównie wokół problematyki optyki klasycznej i kwantowej. Jego rozprawa o dwustopniowym odwzorowaniu optycznym z roku 1920 zawierała właściwie główne idee holografii. Po 30 latach angielski fizyk węgierskiego pochodzenia Dennis Gabor zrealizował to odwzorowanie, choć właściwy rozwój holografii nastąpił dopiero w latach 60-tych po zastosowaniu laserów. W ten jednak sposób Wolfke może być uważany za prekursora holografii.

Był on pełnym fantazji eksperymentatorem i jednocześnie dobrym teoretykiem. Do Warszawy powrócił w roku 1922 by objąć katedrę fizyki na Politechnice Warszawskiej. Wkrótce zasłynął jako wykładowca umiejący w szczególnie atrakcyjny sposób przekazywać swą wiedzę. W uczelni technicznej skupił wokół siebie paru fizyków, którym umożliwił zdobycie stopni naukowych, w tym nawet ludziom starszym od siebie. Tą samą opieką otoczył wielu adeptów nauk technicznych.

W początkowym okresie zainicjował prace związane z pomiarami stałej dielektrycznej, a następnie rozwinął badania z zakresu techniki wysokich napięć. Jednak dzięki pobytowi w Lejdzie w 1924 r. przerzuca się na technikę niskich temperatur. Współpracuje z Kammerlinghem-Onnesem badając stałą dielektryczną ciekłego wodoru i helu. Podobno nie mógł przekonać go do podjęcia prób zestalenia ciekłego helu pod zwiększonym ciśnieniem. Dokonał tego Keesom w 1926 r., ale jak się wydaje Wolfke zyskał sobie duże uznanie w Lejdzie i ponownie został tam zaproszony. W 1927 r. kontynuując wspólnie z Keesomem badania stałej dielektrycznej ciekłego helu zauważyli skok jej wartości w temperaturze nieco niższej od temperatury skraplania. To w oczywisty sposób wskazywało na istnienie dwu różnych faz ciekłego helu. Stało się to początkiem serii prac, w których Wolfke już nie mógł uczestniczyć, ale które doprowadziły w 1937 r. radzieckiego fizyka Kapicę do stwierdzenia, że faza helu II jest cieczą kwantową, wykazującą osobliwe cechy nadciekłości. Wyjazdy Wolfkego do Lejdy umożliwiły podobne kontakty jego współpracownikom.

W Warszawie Wolfke tworzy pracownię kriogeniczną przy czym w drugiej połowie lat trzydziestych uzyskuje od Kapicy skraplarkę helową. W owym czasie, poza Warszawą, na całym świecie było zaledwie 12 takich pracowni. Wolfke układa bardzo ambitny program, planując badania własności helu i wodoru w stanie ciekłym i stałym, jak również innych ciał, następnie badań nadprzewodnictwa i magnetostrykcji. Niezależnie snuje projekty budowy raket napędzanych skroplonymi gazami. Trudno jest dziś ustalić co z tego programu zdążył zrealizować.

Pod koniec lat trzydziestych współuczestniczył również w pracach zespołu przygotowującego aparaturę do badań promieniowania kosmicznego w organizowanym podówczas polskim locie balonowym do stratosfery. Wiadomo, że w okresie poprzedzającym wojnę współpracował z wojskiem.

Bardzo nieliczni z jego uczniów czy współpracowników przeżyli wojnę. Sam Wolfke, który w czasie okupacji był silnie zaangażowany w tajne nauczanie, po wojnie jedynie przez krótki okres czasu miał związek z uczelnią. Zmarł w roku 1947 w czasie pobytu w Zurychu.

Jeden z jego współpracowników, Józef Mazur, kontynuował tematykę Wolfkego we wrocławskim Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN.



**Stanisław Kalinowski (1873—1946), Czesław Białobrzeski (1878—1953)**  
**Stanisław Ziemecki (1881—1956)...**

Inną rolę odegrali trzej najstarsi fizycy dwudziestolecia międzywojennego. Ich działalność częściowo obejmowała również lata przed pierwszą wojną.

Stanisław Kalinowski, po studiach odbytych w Kijowie i pewnej tułaczce związanej z jego jawnie patriotycznymi wystąpieniami wiąże się w końcu lat 90-tych z Muzeum Przemysłu i Rolnictwa w Warszawie. Tam organizuje najpierw tzw. Gabinet Fizyczny, a następnie, po zdobytym doświadczeniu za granicą, Pracownię Fizyczną przeznaczoną do dokształcania polskiej młodzieży głównie szkolnej. Do tej Pracowni uczęszczał również Mieczysław Wolfke. Po strajku 1905 r. Kalinowski organizuje wykłady Towarzystwa Kursów Naukowych, które po wyzwoleniu przekształcają się w Wolną Wszechnicę Polską, a on sam zostaje jej pierwszym rektorem. Wielu wychowanków tej uczelni, różnych specjalności, objęło później kierownicze stanowiska w różnych placówkach naukowych. W 1912 r. Kalinowski obejmuje katedrę fizyki na Wydziale Chemicznym Politechniki Warszawskiej, gdzie obok pracy dydaktycznej stara się zorganizować laboratorium badawcze. Swą własną działalność naukową prowadzi głównie w Pracowni należącej do Muzeum, która w roku 1925 zostaje przekształcona w Instytut. W centrum jego zainteresowań leżą badania magnetyzmu ziemskiego. Tworzy Obserwatorium Magnetyczne w Świdrze, którego budowę rozpoczyna już w 1913 r. Prace tego Obserwatorium prowadzone w dwudziestoleciu międzywojennym i kontynuowane po wojnie zyskały sobie duże uznanie poza granicami kraju. Jego związki z młodzieżą szkolną w okresie przed I wojną oraz praca na Politechnice ułatwiły mu napisanie kilkutomowego podręcznika fizyki dla młodzieży szkół średnich, z którego korzystało całe pokolenie międzywojenne. Obok pracy naukowej i dydaktycznej, realizowanych z pełnym zaangażowaniem, pasją Kalinowskiego była muzyka. Z wielkim zamiłowaniem grywał na fortepianie.

Czesław Białobrzeski absolwent i długoletni pracownik a następnie profesor Uniwersytetu Kijowskiego, w roku 1919 przyjeżdża do kraju i po dwuletnim pobycie w Krakowie obejmuje katedrę fizyki teoretycznej w Uniwersytecie Warszawskim. W ciągu pierwszych dziesięciu lat pracy prowadzonej w Kijowie zajmował się fizyką doświadczalną, następnie jednak angażuje się bardziej w problematykę fizyki teoretycznej. Jego największym osiągnięciem było zwrócenie uwagi na istotną rolę ciśnienia promieniowania w teoriach budowy gwiazd. Jednak praca ta opublikowana w 1913 r. nie została zauważona. Do podobnego wniosku dochodzi w trzy lata później Eddington, który po zapoznaniu się z publikacją Białobrzeskiego przyznaje mu priorytet tego odkrycia. Po objęciu katedry fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Warszawskim dążył raczej do stworzenia swoim współpracownikom warunków do pracy eksperymentalnej najpierw na terenie Muzeum a w latach trzydziestych w lokalu uzyskanym od Uniwersytetu na ul. Ocзки. Prowadzono tam prace z zakresu badań własności dielektryków stałych i ciekłych, promieniowania kosmicznego oraz pewne prace ze spektroskopii optycznej. Sam osobiście interesował się głównie filozoficznymi aspektami mechaniki kwantowej. W roku 1938 zorganizował międzynarodową konferencję z udziałem wielu wybitnych fizyków, której tematem były podstawy mechaniki kwantowej. Napisana przez Białobrzeskiego książka *Podstawy poznawcze*

*fizyki świata atomowego* została wydana dopiero po jego śmierci (1956). Był on aktywnym popularyzatorem nowoczesnej fizyki, a w szczególności swoich idei filozoficznych. Współdziałał w założeniu Polskiego Towarzystwa Fizycznego i przez cały czas aktywnie w nim pracował. Paru fizyków, nad którymi roztoczył opiekę, uzyskało po wojnie nominacje profesorskie. Jeden z nich, Ignacy Adamczewski, rozwinął w Gdańsku podjęte przed wojną w Warszawie badania przewodnictwa jonowego cieczy oraz stworzył pracownię fizyki medycznej.

Stanisław Ziemecki po studiach zakończonych w Warszawie i pobycie w Genewie i Getyndze zostaje w 1913 r. wykładowcą technicznej Szkoły im. Rotwanda i Wawelberga, przekształconej po I wojnie w Państwową Wyższą Szkołę Budowy Maszyn i Elektrotechniki. Ziemecki zostaje powołany na stanowisko profesora tej uczelni a także Szkoły Głównej Gospodarstwa Wiejskiego. Jego początkowe zainteresowania wiążą się z optyką atomową i molekularną, jednak z biegiem lat koncentrują się na badaniach promieniowania kosmicznego. W latach 30 jest głównym koordynatorem eksperymentów związanych z bezzałogowymi lotami balonów stratosferycznych. Jego ogromna rzetelność badacza połączona z niezwykłą skromnością stanowiły wzór do naśladowania dla jego współpracowników. Był doskonałym wykładowcą i popularyzatorem, autorem wielu książek i podręczników.

Po drugiej wojnie światowej organizuje lubelski ośrodek fizyki i kieruje nim przez lat jedenaście. Wraca częściowo do swych pierwotnych zainteresowań, poza tym jednak ze swymi uczniami inicjuje prace ze spektroskopii mas, która stała się specjalnością ośrodka lubelskiego. Jego wychowankami są głównie ludzie z tego okresu.

Pod koniec I wojny światowej i bezpośrednio po jej zakończeniu pewną rolę odegrał Józef Wierusz-Kowalski (poprzednio profesor Uniwersytetu we Fryburgu) prowadzący wspólne wykłady dla studentów Uniwersytetu Warszawskiego i Politechniki Warszawskiej. W 1919 r. przechodzi on jednak do służby dyplomatycznej. Przez następne dwa lata wykłady na Politechnice prowadzi Marian Grotowski, który potem pozostaje związany jedynie z Wolną Wszechnicą, a po wojnie z Uniwersytetem Łódzkim. Grotowski był autorem podręczników dla studentów szkół wyższych. Jeden z tych podręczników został wydany po wojnie w Szwecji i przekazany Polsce jako dar rządu szwedzkiego dla kulturalnej odbudowy kraju. Wśród fizyków Wolnej Wszechnicy częściowo związanych z Politechniką był teoretyk Feliks Joachim Wiśniewski. Po wojnie był on profesorem Uniwersytetu Łódzkiego.

Owoce działalności wszystkich tych ludzi, których sylwetki tu przedstawiłem, był bardzo szybki, co najmniej dwudziestokrotny wzrost kadry fizyków warszawskich w okresie po II wojnie, a również udzielona przez nich, bądź przez ich uczniów, pomoc w tworzeniu środowisk pozawarszawskich.

Mój obraz międzywojennego środowiska fizyków warszawskich nie byłby pełny, gdybym nie ukazał w nim stosunku tych fizyków do przedstawicieli innych środowisk naukowych, a przede wszystkim do całego społeczeństwa. Wielu spośród prezentowanych tu ludzi było czynnie zaangażowanych w usuwaniu muru tak często rozdziałającego od siebie reprezentantów różnych dyscyplin naukowych oraz w szukaniu drogi do nawiązania kontaktu ze społeczeństwem, a w szczególności z młodzieżą.

Realizowali to na różnych drogach, przede wszystkim poprzez popularne odczyty orga-

nizowane przez Polskie Towarzystwo Fizyczne, dostępne dla każdego, kto interesował się najnowszymi osiągnięciami fizyki. Odczyty te cieszyły się niebywałą frekwencją tak wśród młodzieży jak i starszych słuchaczy. Po wielu latach jeden ze znanych humanistów (Bogdan Suchodolski) wspomina o swoim uczestnictwie w tych wykładach jako o niezapomnianym przeżyciu z młodości. Pamięta, że uczęszczali na nie przede wszystkim studenci nie-fizycy, przychodząc o godzinę wcześniej, by móc dostać się na salę. Organizowano je rokrocznie wczesną wiosną na Hożej, dobierając prelegentów z szerokiego kręgu fizyków warszawskich a czasem również spoza Warszawy. Byli nimi między innymi: C. Białobrzeski, S. Pieńkowski, L. Wertenstein, M. Wolfke, S. Ziemecki, później S. Szцениowski, a z biegiem lat coraz młodsi fizycy. Z czasem odczyty te zyskały sobie żartobliwą nazwę wykładów wielkopostnych.

Drugą formą były wydawnictwa książkowe opracowywane zbiorowo lub indywidualnie, również popularyzujące nową fizykę. Czasem pokrywały się one w treści z odczytami organizowanymi na Hożej, a najbardziej znane z nich były dwie książki: *Od gwiazdy do atomu* (C. Białobrzeski, S. Szцениowski, L. Wertenstein, J. Weyssenhoff, 1934) oraz *Promieniowanie i materia* (S. Szцениowski, S. Ziemecki, 1932). Cenną pozycję tego typu stanowiła książka *Dzieje rozwoju fizyki w zarysie* (S. Ziemecki, M. Grotowski, M. Sądżewiczowa, W. Werner, 1931). Zawierała ona wypisy z prac wybitnych fizyków od czasów najdawniejszych do współczesnych autorom, powiązane licznymi komentarzami. Było to drugie wydanie zasadniczo zmienione w stosunku do wydania pierwszego napisanego tuż przed pierwszą wojną światową.

Ostatnią wreszcie formę stanowiły felietony zamieszczane nawet w prasie codziennej (w *Kurjerze Porannym*) przez Ludwika Wertensteina. Wybór tych felietonów ukazał się w roku 1935 w wydaniu książkowym pt. *Pochwała fizyki*. Wertenstein, ten fizyk humanista, pisząc swe artykuły z wielką pasją, językiem pięknym, zabarwionym błyskotliwym dowcipem szukał stale kontaktu z czytelnikami, czasem nawet nie rozumiejącymi fizyki. Ponieważ dzięki nadsyłanym listom ten kontakt istotnie nawiązywał, miał bezpośredni dowód, że cel swój osiąga.

W 1919 r. fizycy warszawscy Grotowski, Kalinowski, Wierusz-Kowalski podjęli inicjatywę utworzenia Towarzystwa Warszawskiego Fizyków, które w 1920 r. stało się załącznikiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego jednoczącego ogół fizyków polskich. Indywidualność Pieńkowskiego sprawującego przez wiele lat funkcję prezesa wywarła zasadniczy wpływ na żywą działalność Towarzystwa. Podjęto wydawanie czasopisma naukowego, a organizowane Zjazdy stanowiły ogólnopolskie forum dla podejmowania dyskusji bądź naukowych bądź dotyczących się programów nauczania. Towarzystwo patronowało żywej działalności popularyzacyjnej.

#### Literatura

- P. Swings, „In memoriam, Stefan Pieńkowski”, *Postępy Fizyki* **6**, 271 (1955).  
 L. Natanson, „Stefan Pieńkowski”, *ibid.* **5**, 277 (1954).  
 A. Piotrowska, „Ze wspomnień o prof. Stefanie Pieńkowskim”, *ibid.* **11**, 19 (1960).  
 W. Kapuściński, „Stefan Pieńkowski”, *ibid.* **14**, 615 (1963).  
 J. Pniewski, „Stefan Pieńkowski, twórca polskiej szkoły fizyki doświadczalnej”, *Problemy* nr 1, 10 (1969).

- T. Skaliński, „Stefan Pieńkowski, uczoney i organizator badań”, *Postępy Fizyki* **20**, 643 (1969).
- Ł. Sosnowski, „Referat z okazji 50-lecia uniwersyteckiego ośrodka fizyki na Hożej w Warszawie”, *ibid.* **22**, 459 (1971).
- J. Pniewski, „50-lecie ośrodka fizyki Uniwersytetu Warszawskiego”, *ibid.* **22**, 465 (1971).
- T. Skaliński, „O działalności naukowej Stefana Pieńkowskiego”, *ibid.* **30**, 175 (1979).
- J. Pniewski, „Stefan Pieńkowski, fizyk, badacz-nauczyciel-wychowawca”, *Fizyka w Szkole* **23**, 323 (1983).
- Ł. Sosnowski, „W stulecie urodzin Stefana Pieńkowskiego”. *Postępy Fizyki* **35**, 161 (1984).
- J. Pniewski, „Stefan Pieńkowski w setną rocznicę urodzin i trzydziestą rocznicę śmierci”, *Nauka Polska* nr 3, 207 (1984).
- W. Billig, „W dwudziestą rocznicę śmierci Ludwika Wertensteina”, *Postępy Fizyki* **16**, 627 (1965).
- M. Danysz, „Wspomnienia o Ludwiku Wertensteinie”, *ibid.* **16**, 627 (1965).
- J. Rotblat, „Ludwik Wertenstein”, *ibid.* **16**, 633 (1965).
- A. Sobieczewski, „Ludwik Wertenstein — popularyzator nauki”, *ibid.* **35**, 397 (1984).
- M. Suffczyński, „Mieczysław Wolfke, w 25 rocznicę śmierci”, *ibid.* **23**, 599 (1972).
- K. Wolfke, „Wspomnienia o Ojcu, Mieczysławie Wolfke”, *ibid.* **31**, 551 (1980).
- M. Suffczyński, „Stulecie urodzin M. Wolfkego”, *ibid.* **34**, 333 (1983).
- W. Rubinowicz, „Czesław Białobrzewski”, *Nauka Polska* **1**, nr 4, 195 (1953).
- W. Ścisłowski, „Czesław Białobrzewski”, *Postępy Fizyki* **5**, 413 (1954).
- S. Mrozowski, „Czesław Białobrzewski”, *ibid.* **21**, 573 (1970).
- W. Ścisłowski, „Wkład prof. Czesława Białobrzewskiego do rozwoju fizyki doświadczalnej i teoretycznej”, *Studia i Materiały z Dziejów Nauki Polskiej*, ser. C **23**, 99 (1979).
- J. Hurwic, „Stanisław Kalinowski”, *Postępy Fizyki* **7**, 255 (1956).
- A. Teske, „Stanisław Ziemecki”, *ibid.* **7**, 123 (1956).
- A. Zawadzki, „Śp. prof. dr Marian Grotowski”, *ibid.* **2**, 3 (1951).
- T. Tietz, „Feliks Joachim Wiśniewski”, *ibid.* **15**, 475 (1964).
- J. Szepecht, *Wśród fizyków polskich*, Lwów, 1939 (S. Pieńkowski str. 137, L. Wertenstein str. 327, M. Wolfke str. 257, C. Białobrzewski str. 171, S. Kalinowski str. 189, S. Ziemecki str. 279, J. Wierusz-Kowalski str. 99).
- Ł. Sosnowski, „Fizyka polska w okresie międzywojennym i stan jej odbudowy”, *Postępy Fizyki* **2**, 79 (1951).
- B. Średniawa, „Szkic historii fizyki polskiej w okresie międzywojennym 1918—1939”, *Monografie z Dziejów Nauki i Techniki PAN* **51**, 133 (1968).
- I. Stroński, „Szkic historyczny polskich badań z zakresu nukleoniki w latach 1896—1939/45”, *ibid.* **51**, 86 (1968).
- W. Kapuściński, „Zarys działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego”, *Postępy Fizyki* **4**, 139 (1953).
- A. Jabłoński, „Wspomnienia o działalności PTF”, *ibid.* **21**, 317 (1970).
- Z. Mizgier, „Powstanie i rozwój Polskiego Towarzystwa Fizycznego cz. I, II i III”, *ibid.* **28**, 361 (1977), **29**, 67 (1978), **34**, 161 (1983).
- B. Suchodolski, „Dyskusja plenarna I Sympozjum historii fizyki”, *Studia i Materiały z Dziejów Nauki Polskiej*, ser. C, z. **23**, 168 (1979).
- Prace uniwersyteckiego ośrodka fizyki w pięćdziesięciolecie 1921—1970*, red. S. Bażański i J. Zakrzewski, Uniwersytet Warszawski, 1971.

## NOWOŚCI NAUKOWE

*Andrzej Sandacz*Instytut Problemów Jądrowych  
Warszawa

## W poszukiwaniu oscylacji neutrin

## Searches for Neutrino Oscillations

*Abstract:* Experimental techniques and results of the searches for neutrino oscillations are reviewed.

## 1. Wstęp

Zwiększenie w ostatnich latach zainteresowania problemem masy i oscylacji neutrin spowodowane zostało powstaniem i rozwojem teorii wielkiej unifikacji. W wielu modelach wielkiej unifikacji masy neutrin i kąty mieszania neutrin są różne od zera.

Problem oscylacji neutrin posiada długą historię. Hipoteza oscylacji wysunięta została po raz pierwszy przez B. Pontecorvo [1], który przez analogię do dobrze znanych oscylacji neutralnych mezonów  $K$  zasugerował możliwość istnienia oscylacji między neutrinami i antyneutrinami ( $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ ). Po odkryciu neutrina mionowego [2], cząstki odrębnej od znanego wcześniej neutrina elektronowego, zaczęto również rozpatrywać możliwość oscylacji między różnymi neutrinami (np.  $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$ ).

Zwykle, zgodnie z istniejącymi wynikami doświadczalnymi zakłada się, że liczby leptonowe są ściśle zachowane. Oczywiście, w tym przypadku oscylacje neutrin nie zachodzą. Są one natomiast możliwe, jeśli obok zwykłych oddziaływań słabych istnieją oddziaływania supersłabe nie zachowujące liczb leptonowych. W tym przypadku neutrina „fizyczne” ( $\nu_e, \nu_\mu$ , etc.), nie będąc stanami własnymi hamiltonianu i nie mając określonej masy, są opisane przez superpozycje stanów własnych odpowiadających określonym i różnym masom. Oscylacje natężenia neutrin „fizycznych” powstają wówczas w wyniku różnej ewolucji w czasie różnych stanów własnych masy. Doświadczalnie oscylacje neutrin mogą być wykryte przez pomiar składu wiązki neutrin przy jednej lub kilku odległościach detektora od źródła neutrin.

Zagadnienie oscylacji wiąże się ściśle z problemem masy neutrin; istnienie oscylacji wymaga niezerowej masy. Ze strony teorii, zarówno wśród modeli oddziaływań elektro-

słabych jak i teorii wielkiej unifikacji, brak jest jednoznacznych przewidywań co do masy i oscylacji neutrin. Przegląd wyników teoretycznych związanych z tymi zagadnieniami zawiera praca P. H. Framptona i P. Vogla [4]. Tu nadmienimy tylko, że zarówno w standardowym modelu oddziaływań elektrosłabych Glashowa-Salama-Weinberga z minimalną liczbą skalarów Higgsa, jak i w modelu SU(5) Georgiego i Glashowa, neutrina są bezmasowe, podczas gdy w wariacie modelu SO(10) zaproponowanym przez Wittena neutrina mają masę równą około 10 eV.

Oprócz związku z teoriami wielkiej unifikacji, problem masy i oscylacji neutrin jest powiązany również z wieloma zagadnieniami kosmologicznymi i astrofizycznymi [4].

Główna część wyników dotyczących oscylacji neutrin pochodzi z eksperymentów wykonanych z neutrinami wyprodukowanymi w reaktorach i akceleratorach. Niezwykle interesujące, chociaż mniej pewne, są wyniki doświadczeń z neutrinami pochodzenia pozaziemskiego, w szczególności z neutrinami słonecznymi. Przeglądowi technik doświadczalnych i wyników badań należących do tych trzech grup poświęcona będzie zasadnicza część tego artykułu. Przed przystąpieniem do dyskusji oscylacji przedstawiony będzie krótko stan badań dotyczących bezpośredniego wyznaczania masy neutrina w słabych rozpadach. Wyniki wcześniejszych eksperymentów oraz szczegółowa dyskusja zagadnień teoretycznych związanych z problematyką oscylacji i masy neutrina zawarte są w doskonałych artykułach przeglądowych [4, 5].

## 2. Pomiary masy neutrin

Bezpośredni sposób wyznaczenia masy neutrina polega na badaniu rozpadów z udziałem neutrin i mierzeniu pędów naładowanych cząstek uczestniczących w tych rozpadach.

Najdawniej, od ponad 30 lat, badana była masa neutrina elektronowego. Najlepiej zbadaną reakcją jest rozpad  $\beta$  trytu



W doświadczeniach mierzona jest energia elektronów, a wnioski dotyczące masy neutrina są wyciągane na podstawie analizy kształtu wykresu Kurie w pobliżu punktu końcowego odpowiadającego maksymalnej energii elektronów. Zarówno wartość energii maksymalnej, jak i kształt rozkładu zależą od wartości masy neutrina. Rozpad trytu jest szczególnie wygodną reakcją z powodu małej wartości energii maksymalnej  $E_e^{\text{max}} = 18,6$  keV i dość długiego czasu życia  $\tau_{1/2} = 12,3$  lat.

Istotne zwiększenie dokładności osiągnięte zostało w eksperymencie Bergkvista w 1972 r. [6], w którym energetyczna zdolność rozdzielcza wynosiła 55 eV. Przy tak wysokiej zdolności rozdzielczej istotne staje się uwzględnienie efektów wiązania atomów trytu z cząsteczkami substancji, z której sporządzone jest źródło, oraz z możliwością znalezienia się atomów  ${}^3\text{He}$  w różnych stanach końcowych. Ten ostatni efekt oceniony był przez Bergkvista dla atomów swobodnych. Zgodnie z jego oceną, w wyniku rozpadu trytu 70% jednokrotnie zjonizowanych atomów  ${}^3\text{He}^+$  znajduje się w stanie podstawowym  $1S_{1/2}$ ,

25% — w stanie  $2S_{1/2}$  o energii wzbudzenia 43 eV, a 5% — w wyższych stanach wzbudzonych. W wyniku tego następuje dodatkowe rozmycie rozkładu energii elektronów oraz przemieszczenie punktu końcowego na wykresie Kurie.

Wynik eksperymentu Bergkvista jest zgodny z założeniem zerowej masy neutrina elektronowego. Górne ograniczenie na masę wynosi  $m_{\nu_e} < 55$  eV na poziomie ufności (PU) 90%.

Kolejny interesujący wynik pochodzi z eksperymentu grupy z Instytutu Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej (IFTD) w Moskwie [7]. W eksperymencie tym badano reakcję (1) używając jako źródła trytu związanego przez cząsteczki waliny ( $C_5H_{11}NO_2$ ). Energetyczna zdolność rozdzielcza w tym eksperymencie wynosiła 45 eV. Opublikowany w 1980 r. wynik — ograniczenie na masę neutrina  $14 < m_{\nu_e} < 46$  eV na poziomie ufności 99% — jest pierwszą doświadczalną wskazówką niezerowej masy neutrina. Wynik ten został ostatnio potwierdzony przez nowe rezultaty tej samej grupy [7], otrzymane po wprowadzeniu szeregu udoskonaleń aparatury i uzyskaniu zdolności rozdzielczej 20 eV.

Interpretacja wyniku grupy z IFTD jako wskazówki na niezerową masę neutrina jest przyjmowana z ostrożnością. Powodem tego są trudności związane z uwzględnieniem wiązania trytu w walinie i niepewności dotyczące stanów końcowych. W tej sytuacji byłoby interesujące porównanie wyniku grupy moskiewskiej z wynikami eksperymentów stosujących odmienne techniki doświadczalne. Obecnie przygotowuje się kilka nowych eksperymentów, w których będą badane rozpady trytu atomowego lub jonów trytu [8].

Masa neutrina mionowego znana jest znacznie mniej dokładnie. Większość wyników pochodzi z eksperymentów, w których badano reakcję



Pomiar pędu mionu w połączeniu ze znajomością masy mionu i pionu pozwala wyznaczyć masę  $\nu_\mu$ . Najdokładniejsza ocena masy tą metodą wynosi  $m_{\nu_\mu} < 0,49$  MeV (90% PU) [9].

Inną metodę wyznaczenia masy  $\nu_\mu$  stanowi badanie rozpadu



W przypadku tej reakcji badano [10] rozkład energii neutrin, a masę neutrina wyznaczono na podstawie dopasowania rozkładu teoretycznego otrzymanego przy założeniu standardowego sprzężenia wektorowo-aksjalnego. Uzyskano ograniczenie  $m_{\nu_\mu} < 0,65$  MeV (90% PU).

Bardzo mało wiadomo na temat neutrina  $\nu_\tau$ . W rzeczywistości jego istnienie nie zostało dotychczas udowodnione tak bezpośrednio jak istnienie neutrin elektronowych i mionowych, jakkolwiek panuje powszechne przekonanie, że wraz z leptonem  $\tau$  stanowi ono trzecią generację leptonów. Bacino i wsp. [11] mierząc rozkład energii elektronu w rozpadzie  $\tau \rightarrow e + \bar{\nu} + \nu$  i porównując go z przewidywaniami teoretycznymi uzyskali ograniczenie  $m_{\nu_\tau} < 250$  MeV (90% PU).

Rozdział ten można zakończyć następującym podsumowaniem. Istnieje pojedyncza wskazówka, że masa neutrina  $\nu_e$  wynosi ok. 30 eV. Można się spodziewać, że w ciągu kilku najbliższych lat możliwe będzie skonfrontowanie tego wyniku z wynikami innych eksperymentów. W przypadku neutrin stowarzyszonych z leptonami  $\mu$  i  $\tau$  doświadczalnie wyznaczono jedynie dość luźne górne ograniczenia na masy tych neutrin.

### 3. Oscylacje neutrin — uwagi ogólne

Rozpatrzmy bardziej szczegółowo oscylacje neutrin dwóch rodzajów. W przypadku istnienia oscylacji wektory stanu neutrin „fizycznych”, tzn. neutrin uczestniczących w oddziaływaniach słabych, np.  $\nu_e, \nu_\mu$ , wyrażają się przez superpozycje wektorów stanów własnych masy  $|v_1\rangle, |v_2\rangle$  odpowiadających określonym masom  $m_1, m_2$

$$|v_l\rangle = U_{lk}|v_k\rangle \quad (l = e, \mu; k = 1, 2), \quad (4)$$

gdzie unitarna macierz  $U$  ma następującą postać:

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} \cos\Theta & \sin\Theta \\ -\sin\Theta & \cos\Theta \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Ewolucja czasowa stanów własnych  $|v_1\rangle, |v_2\rangle$  dana jest równaniem

$$|v_k(t)\rangle = e^{-iE_k t} |v_k(0)\rangle. \quad (6)$$

Prawdopodobieństwo, że w wyprodukowanej wiązce neutrin  $\nu_l$  zaobserwowane będzie neutrino  $\nu_{l'} (l' \neq l)$ , przy założeniu  $E_\nu \gg m_k (k = 1, 2)$ , dane jest wzorem

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \frac{1}{2} \sin^2 2\Theta \left\{ 1 - \cos \left( \frac{2,54 \delta m^2 L}{E} \right) \right\}, \quad (7)$$

gdzie  $L$  — odległość między detektorem a źródłem neutrin w metrach,  $\delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2| [(eV)^2]$ ,  $E$  — energia neutrin w MeV. Czynniki liczbowy 2,54 związany jest z wyborem jednostek.

Podobnie prawdopodobieństwo, że w wyprodukowanej wiązce  $\nu_l$  zostanie zaobserwowane neutrino tego samego rodzaju, dane jest wzorem

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_l) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\Theta \left\{ 1 - \cos \left( \frac{2,54 \delta m^2 L}{E} \right) \right\}. \quad (8)$$

Jak widać z podanych wzorów, sygnał obserwowany w detektorze zmienia się okresowo w funkcji czasu lub odległości od źródła. Amplituda oscylacji zależy od kąta mieszania  $\Theta$ , a długość oscylacji  $L_{osc} = 2\pi E / (2,54 \delta m^2)$  — od różnicy mas oraz od energii neutrin. Dla przykładu, jeśli  $\delta m^2 = 1(eV)^2$ , dla neutrin o energii 1 MeV, 10 MeV, 1 GeV długość oscylacji wynosi odpowiednio 2,5 m, 25 m, 2,5 km.

Dotychczas rozpatrywaliśmy przypadek idealny. W rzeczywistości kwantowe rozmycie wiązki, energetyczna zdolność rozdzielcza aparatury oraz skończone rozmiary źródła i detektora powodują rozmycie fazy  $\varphi = 2,54 \delta m^2 L/E$  i narzucają ograniczenia na stosowalność wzorów (7), (8). Wzory te są na ogół dobrym przybliżeniem przy odległościach nie przewyższających znacznie długości oscylacji. Przy bardzo dużych odległościach obserwuje się prawdopodobieństwa uśrednione po fazie  $\varphi$

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \frac{1}{2} \sin^2 2\Theta \quad (\nu_l \neq \nu_{l'}), \quad (9)$$

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_l) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\Theta. \quad (10)$$



Optymalny układ doświadczalny pozwalający badać różnicę mas neutrin i kąt mieszania mamy wówczas, gdy  $L \simeq L_{osc}$ . W przypadku  $L \gg L_{osc}$  możliwe jest jedynie wyznaczenie kąta mieszania.

Doświadczalną czułość eksperymentów oscylacyjnych można scharakteryzować przez podanie minimalnej różnicy mas  $\delta m_{min}^2$ , przy której oscylacje mogą być w danym eksperymencie zaobserwowane. W zasadzie, im większa odległość między detektorem a źródłem, oraz im mniejsza energia neutrin, tym szerszy zakres czułości eksperymentu. Zestawienie typowych parametrów dla różnych rodzajów eksperymentów oscylacyjnych podane jest w tabeli 1.

Tabela 1. Zestawienie typowych parametrów dla różnych rodzajów eksperymentów oscylacyjnych

Źródło neutrin	Rodzaj neutrin	$E$ [MeV]	$L$ [m]	$\delta m_{min}^2$ [(eV) <sup>2</sup> ]
Reaktory	$\bar{\nu}_e$	0—8	5—50	$3 \cdot 10^{-2}$
Fabryki mezonowe	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e$	30—50	10—50	$2 \cdot 10^{-1}$
Akceleratory	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$	$10^3$ — $10^6$	$10^2$ — $10^3$	$3 \cdot 10^{-1}$
Słońce	$\nu_e$	0—14	$1,5 \cdot 10^{11}$	$10^{-12}$ — $10^{-11}$
Prom. kosmiczne	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$	$10^4$ — $10^6$	$10^4$ — $10^7$	$10^{-3}$

Eksperymenty oscylacyjne można podzielić na dwie grupy. Pierwszą grupę stanowią testy diagonalne, w których badane jest prawdopodobieństwo  $P(\nu_i \rightarrow \nu_i)$ , dane wzorem (8) lub (10), tzn. prawdopodobieństwo znalezienia w wiązce neutrin tego samego rodzaju, co neutrina wyemitowane ze źródła. W eksperymentach tych można poszukiwać oscylacji albo przez porównanie strumienia neutrin emitowanego ze źródła ze strumieniem w pewnej odległości od źródła, albo przez porównanie strumieni zmierzonych w różnych odległościach od źródła. Prawdopodobieństwo  $P(\nu_i \rightarrow \nu_i)$  wiąże się oczywiście w prosty sposób z prawdopodobieństwem oscylacji  $\nu_i \rightarrow \nu_x$ , gdzie  $\nu_x$  oznacza dowolne neutrina różne od  $\nu_i$ . Wyniki testów diagonalnych zwykle są rozpatrywane w kontekście oscylacji  $\nu_i \rightarrow \nu_x$ . Testy diagonalne są czułe zarówno na oscylacje między neutrinami o różnych liczbach leptonowych, np.  $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$ , jak również na tzw. oscylacje „drugiego rodzaju” między neutrinami i antyneutrinami o tej samej skrętności, np.  $\nu_{eL} \rightleftharpoons \bar{\nu}_{eL}$ ,  $\bar{\nu}_{\mu R} \rightleftharpoons \nu_{\mu R}$ , gdzie  $\bar{\nu}_L$ ,  $\nu_R$  są hipotetycznymi nie oddziałującymi, „sterylnymi” lewoskrętnymi antyneutrinami i prawoskrętnymi neutrinami.

Drugą grupę stanowią testy pozadiagonalne, w których badane jest prawdopodobieństwo znalezienia w wiązce pierwotnie wyprodukowanych neutrin  $\nu_i$  neutrin innego rodzaju  $\nu_j$ , dane wzorem (7) lub (9). W testach pozadiagonalnych możliwe jest badanie tylko oscylacji pomiędzy neutrinami o różnych liczbach leptonowych.

Podane dotychczas wzory dotyczą oscylacji neutrin dwóch rodzajów. Większość danych eksperymentalnych jest najczęściej interpretowana zgodnie z tym założeniem. Oscylacje pomiędzy trzema lub czterema różnymi neutrinami analizowano w pracach [12—14]. Tu nadmienimy tylko, że jeśli różnice mas między różnymi neutrinami nie są zbyt bliskie, wówczas przy małych odległościach jedynie jedna długość oscylacji odgrywa rolę i sytuacja

jest równoważna sytuacji z dwoma neutrinami. W przypadku dużych odległości od źródła i oscylacji pomiędzy  $N$  rodzajami neutrin prawdopodobieństwa oscylacji spełniają nierówności

$$P(\nu_i \rightarrow \nu_l) \leq 1/N \quad (\nu_i \neq \nu_l), \quad (11)$$

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_l) \geq 1/N. \quad (12)$$

W zasadzie więc badanie oscylacji pozwala podać dolną granicę na liczbę różnych neutrin.

#### 4. Eksperymenty reaktorowe

Źródłem neutrin w eksperymentach wykonanych przy reaktorach są rozpady  $\beta$  produktów rozszczepienia uranu i plutonu. Głównie produkowane są antyneutrino elektronowe o energiach 0—8 MeV. Domieszka neutrin jest znikoma. Wobec niskiej energii  $\bar{\nu}_e$  możliwe są jedynie testy diagonalne. Ze względu na sposób detekcji  $\bar{\nu}_e$  można dokonać podziału na eksperymenty protonowe i deuteronowe.

W eksperymentach protonowych do detekcji neutrin używana jest reakcja

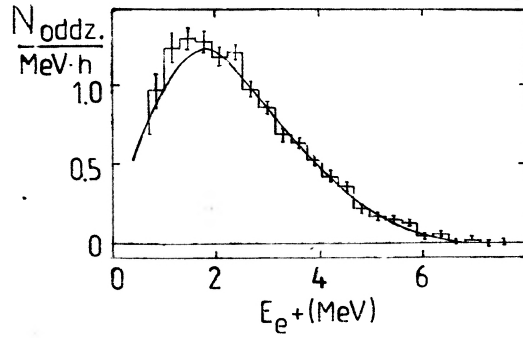


Zaletą tej reakcji jest stosunkowo duży przekrój czynny, oraz prosty związek między energią kinetyczną pozytonu i energią neutrina:  $T_{e^+} \simeq E_{\nu} - 1,8$  MeV. Przy poszukiwaniu oscylacji możliwe są dwa podejścia: porównanie zmierzonych rozkładów energii  $\bar{\nu}_e$  przy różnych odległościach od źródła, albo porównanie zmierzonego rozkładu energii  $\bar{\nu}_e$  w detektorze z widmem neutrin emitowanych ze źródła. W tym ostatnim przypadku najbardziej dokładną metodą wyznaczania widma neutrin emitowanych ze źródła jest metoda inwersji, polegająca na obliczeniu widma  $\bar{\nu}_e$  na podstawie zmierzonego widma elektronów  $e^-$  produkowanych wspólnie z  $\bar{\nu}_e$  w rozpadach  $\beta$ .

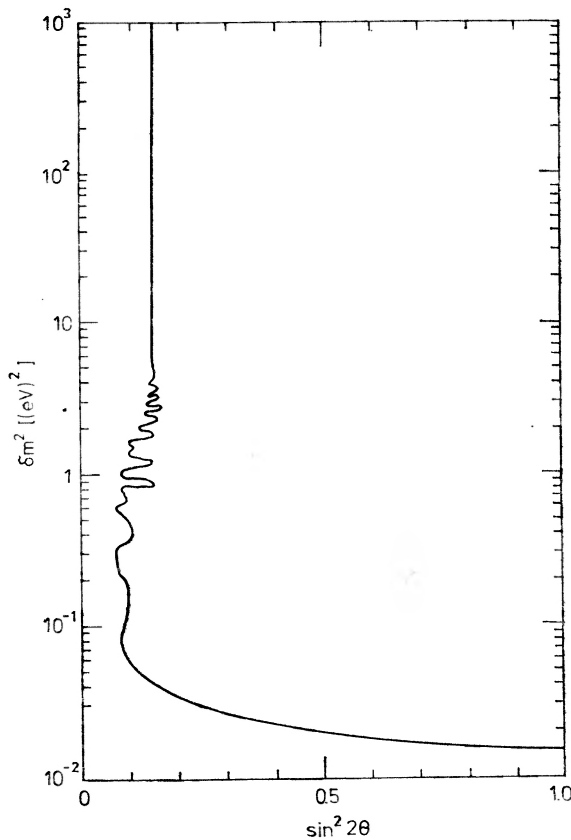
Najdokładniejszy eksperyment protonowy wykonany został przy reaktorze w Goesgen [15], [16]. Detektor składał się z szeregu proporcjonalnych komór wielodrutowych wypełnionych  $^3\text{He}$ , które umieszczono pomiędzy warstwami scyntylatorów. Każda warstwa złożona była z modułów wypełnionych ciekłym scyntylatorem, który służył jako tarcza, detektor pozytonów i spowalniacz neutronów. Neutrony rejestrowane były w helowych komorach drutowych. Centralna część detektora umieszczona była wewnątrz absorbenta pochłaniającego neutrony i kwanty  $\gamma$  z reaktora. Detektor wyposażony był również w liczniki antykoincydencyjne cząstek naładowanych wchodzących do detektora.

Eksperyment w Goesgen wykonany był przy dwóch odległościach detektora od rdzenia reaktora: 37,8 m i 45,9 m. Rozkład energii pozytonów przy 37,8 m przedstawia rys. 1, na którym porównano rozkład doświadczalny z rozkładem oczekiwanym w przypadku braku oscylacji, otrzymanym w wyniku procedury inwersji. Dane przedstawione na rysunku odpowiadają statystyce ok. 10 000 oddziaływań i zostały zebrane w ciągu sześciu miesięcy pracy reaktora.

Wynik eksperymentu z Goesgen jest zgodny z brakiem oscylacji. Stosunek całkowitego zmierzonego strumienia neutrin w detektorze do strumienia oczekiwanego w przypadku braku oscylacji —  $r = I_{\text{obs}}/I_{\text{b.o.}}$  — wynosi dla odległości 37,8 m  $r = 1,056 \pm 0,060$  i dla



Rys. 1. Rozkład koincydencji ( $e^+$ ,  $n$ ) w funkcji obserwowanej energii pozytonu  $E_{e^+}$  w eksperymencie [15].  
Krzywa odpowiada rozkładowi oczekiwanemu w przypadku braku oscylacji.



Rys. 2. Ograniczenia na parametry  $\sin^2 2\theta$  i  $\delta m^2$  dla oscylacji  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_x$  ( $\bar{\nu}_x$ — dowolne neutrino r\u00f3\u017cne od  $\bar{\nu}_e$ ) z eksperymentu [15]. Obszar na prawo i powy\u017cej krzywej jest wykluczony na poziomie ufno\u015bci 90%.

odleg\u0142o\u015bci 45,9 m  $r = 1,066 \pm 0,060$ . Bardziej szczeg\u00f3\u0142owa analiza, polegaj\u0105ca na por\u00f3wnaniu zmierzonych rozk\u0142ad\u00f3w energii neutron\u00f3w z rozk\u0142adami oczekiwanymi przy r\u00f3\u017cnym warto\u015bciach parametr\u00f3w oscylacji  $\sin^2 2\theta$  i  $\delta m^2$ , pozwala wykluczy\u0107 szeroki obszar zmien-

ności tych parametrów. Ograniczenia na parametry oscylacji uzyskane w tym eksperymencie przedstawione są na rys. 2. Na poziomie ufności 90% punkty na prawo i powyżej krzywej są wykluczone przez eksperyment. Ograniczenia uzyskane w tym eksperymencie —  $\delta m^2 < 0,016(\text{eV})^2$  przy maksymalnym mieszanii ( $\theta = 45^\circ$ ),  $\sin^2 2\theta < 0,17$  dla dużych różnic mas — są znacznie ostrzejsze niż w poprzednich eksperymentach tego typu [17—19]. Dwa dalsze eksperymenty protonowe są w toku: eksperyment grupy F. Reinesa przy reaktorze w Savannah River, USA i eksperyment w Bugey koło Lyonu.

Z kolei w eksperymentach deuteronowych rejestrowane są oddziaływania

$$\bar{\nu} + d \rightarrow n + n + e^+ \quad (\text{ccd} — \text{charged current on deuteron}), \quad (14)$$

$$\bar{\nu} + d \rightarrow n + p + \bar{\nu} \quad (\text{ncd} — \text{neutral current on deuteron}). \quad (15)$$

Reakcja (ccd), zachodząca za pośrednictwem prądów naładowanych, może zachodzić jedynie dla  $\bar{\nu}_e$ ; energie neutrin reaktorowych są mniejsze od energii progowych na produkcję cięższych leptonów naładowanych. Natomiast reakcja (ncd), zachodząca za pośrednictwem prądów neutralnych, jest nieczuła na liczbę leptonową neutrin i w związku z tym nie jest czuła na oscylacje. Tak więc reakcja (ncd) służy do monitorowania całkowitego strumienia neutrin w detektorze<sup>1</sup>. Miara oscylacji jest stosunek  $R = (\sigma_{\text{ccd}}/\sigma_{\text{ncd}})_{\text{exp}}/(\sigma_{\text{ccd}}/\sigma_{\text{ncd}})_{\text{b.o.s.}}$  gdzie w liczniku mamy stosunek zmierzonych przekrojów czynnych dla obu reakcji, a w mianowniku stosunek wyznaczony teoretycznie przy założeniu braku oscylacji.

W eksperymencie [20], wykonanym również przez grupę Reinesa przy reaktorze w Savannah River, centralna część detektora składała się z szeregu liczników proporcjonalnych wypełnionych  $^3\text{He}$  (detektor neutronów) zanurzonych w  $\text{D}_2\text{O}$  (tarcza deuteronowa) i była otoczona osłoną ołowiową i kadmową. Oddziaływania (ccd) i (ncd) były rejestrowane poprzez zliczanie koincydencji sygnałów neutronowych w licznikach helowych w antykoincydencji z licznikami scyntylacyjnymi otaczającymi centralną część detektora.

Najnowszy wynik grupy Reinesa [21] —  $R = 0,74 \pm 0,23$  — jest w granicach 1,1 odchylenia standardowego zgodny z jednością, tzn. z brakiem oscylacji. Ograniczenia na parametry oscylacji są bardzo luźne.

W chwili obecnej eksperymenty deuteronowe nie dorównują dokładnością eksperymentom protonowym. Błędy w eksperymentach deuteronowych są nadal dość duże (przekroje czynne dla reakcji (ccd) i (ncd) przy energiach reaktorowych są kilkadziesiąt razy mniejsze niż dla reakcji  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ ).

## 5. Eksperymenty akceleratorowe

Eksperymenty z neutrinami wyprodukowanymi przy akceleratorach stwarzają dodatkową możliwość badania oscylacji neutrin (antyneutrin) mionowych, a w szczególności oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ .

Źródłem neutrin w tych eksperymentach są rozpady mezonów  $\pi$  i  $K$ . Wyprodukowane w oddziaływaniach wysokoenergetycznych protonów z jądrami tarczy, mezony te po

<sup>1</sup> Stosowanie reakcji (ncd) do monitorowania całkowitego strumienia neutrin nie jest uzasadnione w przypadku oscylacji „drugiego rodzaju”, por. rozdz. 3.

zogniskowaniu oraz selekcji ładunku i ewentualnie pędu rozpadają się w locie w kilkusetmetrowym kanale rozpadu. Umieszczony za kanałem rozpadu absorbent pochłania mezony  $\pi$  i  $K$ , które nie uległy rozpadowi, oraz pochodzące z rozpadów cząstki naładowane i kwanty  $\gamma$ . Strumień neutrin dociera praktycznie bez osłabienia do detektora umieszczonego za absorbentem. W wiązce dominują neutrina lub antyneutrina mionowe zależnie od selekcji znaku mezonów. Neutrina i antyneutrina elektronowe stanowią zwykle 0,5—1,5% całkowitego strumienia neutrin. Typowe energie neutrin otrzymanych przy akceleratorach o najwyższych energiach w CERN-ie i w Laboratorium Fermiego (FNAL) w Batavii wynoszą 10—150 GeV.

Do detekcji neutrin używane są duże komory pęcherzykowe, kalometry neutrinowe, oraz detektory hybrydowe składające się z bloku emulsji jądrowej i spektrometru cząstek szybkich.

Najwięcej wyników dotyczących oscylacji neutrin pochodzi z eksperymentów wykonanych przy użyciu komór pęcherzykowych Gargamelle i BEBC (*Big European Bubble Chamber*) w CERN-ie oraz 15-stopowej komory w FNAL. W eksperymentach tych [22—27] badane były oscylacje  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  i zwykle również  $\nu_e \rightarrow \nu_x$ . Eksperymenty przeprowadzono z wiązkami obu rodzajów — neutrinowymi i antyneutrinowymi.

Neutrina (antyneutrina) elektronowe ( $\bar{\nu}_e^-$ ) są rejestrowane za pomocą reakcji  $\bar{\nu}_e^- + N \rightarrow e^{(+)} + X$ , gdzie  $N$  oznacza nukleon, a  $X$  — dowolną grupę hadronów. W komorach pęcherzykowych wypełnionych ciężką cieczą — freonem, propanem, lub mieszkanką neonu i wodoru — tory elektronowe (pozytonowe) można łatwo identyfikować dzięki obecności towarzyszących kaskad elektromagnetycznych oraz dużym stratom energii elektronu. Neutrina ( $\bar{\nu}_\tau^-$ ) mogą być rejestrowane za pomocą analogicznej reakcji  $\bar{\nu}_\tau^- + N \rightarrow \tau^{(+)} + X$  i rozpadu  $\tau^{(+)} \rightarrow e^{(+)} + \bar{\nu} + \nu$ . Czas życia  $\tau$  wynosi  $(4,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-13}$  s i w komorze pęcherzykowej wierzchołki produkcji i rozpadu  $\tau$  nie są rozdzielone. Neutrina ( $\bar{\nu}_\mu^-$ ) są rejestrowane za pomocą oddziaływań  $\bar{\nu}_\mu^- + N \rightarrow \mu^{(+)} + X$ .

Obserwowane doświadczalnie liczby neutrin  $N_l$  i  $\nu_l$ , są powiązane z prawdopodobieństwem przejścia  $\nu_l \rightarrow \nu_{l'}$ , następującym wzorem

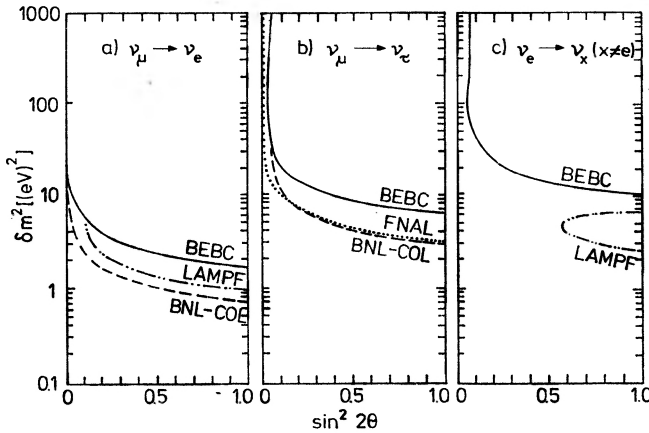
$$R_{\nu_l \rightarrow \nu_{l'}} = \frac{N_{l'}}{N_l} = \frac{\iint P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) \varphi_l \sigma_{l'} dE dL}{\iint \varphi_l \sigma_l dE dL}, \quad (16)$$

gdzie prawdopodobieństwo  $P$  dane jest jednym z wzorów (7)—(10),  $\varphi_l(E)$  jest strumieniem neutrin emitowanych ze źródła,  $\sigma_l(E)$  — przekrojem czynnym na reakcję, w której obserwowane jest neutrino typu  $l$ . Dokładność wyznaczenia parametrów oscylacji zależy od błędu stosunku  $N_{l'}/N_l$ , a w przypadku małych  $\delta m^2$  także od średniej wartości stosunku  $L/E$ .

Wśród eksperymentów komorowych jednym z najdokładniejszych jest eksperyment wykonany we współpracy Narodowego Laboratorium w Brookhaven i Uniwersytetu Columbia (BNL — COL) z 15-stopową komorą w FNAL [27]. Komora pęcherzykowa w kształcie kuli o średnicy 4 m wypełniona była mieszkanką (64% Ne, 36% H<sub>2</sub>) i umieszczona w polu magnetycznym  $B = 30$  kGs. Komorę naświetlono wiązką neutrin o średniej energii około 20 GeV. Odległość od kanału rozpadu do komory wynosiła  $1200 \pm 200$  m.

Oszacowania częstości oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  dokonano dwiema metodami. Pierwsza metoda

polegała na odjęciu oszacowanego wkładu oddziaływań  $\nu_e + N \rightarrow e^- + X$  wywołanych przez pierwotną domieszkę  $\nu_e$  z rozpadów  $K_{3e}$  i  $\mu$  w kanale rozpadu i przypisaniu nadwyżki oddziaływań z elektronem w stanie końcowym oscylacjom. Druga metoda polegała na ograniczeniu się tylko do przypadków o małej energii,  $5 < E_\nu < 10$  GeV, i otrzymaniu górnej granicy na częstość oscylacji przy założeniu, że wszystkie przypadki z elektronem należące do tej klasy są wynikiem oscylacji. Wyniki są zgodne z brakiem oscylacji. Na poziomie ufności 90% otrzymano górne ograniczenia na częstość oscylacji  $R_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} < 3 \cdot 10^{-3}$  stosując metodę z odjęciem strumieni, i  $R_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} < 1,3 \cdot 10^{-2}$  dla małych energii. Na podstawie tych wyników można podać obszar wartości  $\sin^2 2\theta$  i  $\delta m^2$  wykluczonych



Rys. 3. Ograniczenia na parametry  $\sin^2 2\theta$  i  $\delta m^2$  dla oscylacji: a)  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ; b)  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ; c)  $\nu_e \rightarrow \nu_x$  ( $\nu_x$ —dowolne neutrino różne od  $\nu_e$ ). Ograniczenia pochodzą z eksperymentów: BNL—COL [27], BEBC [25], FNAL [29], LAMPF [32]. Każdy z eksperymentów, z wyjątkiem [32] dla  $\nu_e \rightarrow \nu_x$ , wyklucza obszar na prawo i powyżej odpowiedniej krzywej na poziomie ufności 90%. Obszar wykluczony przez [32] dla  $\nu_e \rightarrow \nu_x$  znajduje się na prawo od krzywej.

przez eksperyment. Użycie danych przy małych energiach daje silniejsze ograniczenie na  $\delta m^2$  przy dużych kątach mieszania. Z kolei dla dużych  $\delta m^2$  metoda z odjęciem strumieni daje silniejsze ograniczenie na kąt mieszania. Uzyskane ograniczenia na parametry oscylacji przedstawione są na rys. 3a.

Te same dane zostały przeanalizowane z punktu widzenia oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Najsilniejsze ograniczenie na parametry oscylacji uzyskano po zastosowaniu cięcia kinematycznego  $p_{\text{out}} > 1$  GeV/c, gdzie  $p_{\text{out}}$  jest składową sumy pędów hadronów prostopadłą do płaszczyzny wyznaczonej przez pędy neutrina i elektronu. W tej metodzie wydzielenia oddziaływań z produkcją  $\tau$ , zaproponowanej w pracy [28], wykorzystuje się fakt, że dla reakcji  $\nu_e + N \rightarrow e^- + X$ , która stanowi w tym przypadku tło, sumaryczny pęd hadronów oraz pędy neutrina i elektronu są współpłaszczyznowe. Nie jest to natomiast na ogół prawdą dla produkcji  $\tau$  i rozpadu  $\tau \rightarrow e + \bar{\nu} + \nu$ , gdzie brakujący pęd jest unoszony przez dwa dodatkowe neutrino. Otrzymane tą metodą ograniczenie na częstość oscylacji wynosi  $R_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} < 2 \cdot 10^{-2}$  (90% PU). Ograniczenia na parametry oscylacji przedstawiono na rys. 3b.

Te same dane zostały również przeanalizowane pod kątem oscylacji  $\nu_e \rightarrow \nu_x$ . W tym przy-

padku oczekiwaną liczbę oddziaływań wywołanych przez pierwotną domieszkę  $\nu_e$  w wiązce porównano ze znaną liczbą oddziaływań z elektronem. Również w tym przypadku wyniki są zgodne z brakiem oscylacji.

Inne eksperymenty komorowe dały na ogół również negatywne rezultaty, różniąc się jedynie dokładnością ograniczeń na częstość i parametry oscylacji. Częściowe zestawienie wyników dotyczących oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ,  $\nu_e \rightarrow \nu_x$  podane jest na rys. 3.

W przypadku eksperymentów komorowych ocena produkcji  $\tau$  wymaga znajomości tła związanego z  $\nu_e$ , albo stosowania cięć kinematycznych pozwalających odseparować elektrony z oddziaływań  $\nu_e$  od elektronów z rozpadu  $\tau$ . Od tych ograniczeń wolne są eksperymenty z emulsjami jądrowymi, w których jest możliwe obserwowanie rozpadów krótkożyciowych cząstek o czasach życia rzędu  $10^{-13}$  s. W przypadku leptonu  $\tau$  średnia długość toru leptonu o energii 10 GeV wynosi 470  $\mu\text{m}$ . Zaletą eksperymentów emulsyjnych jest również możliwość obserwowania wszystkich kanałów rozpadu  $\tau$ .

Badaniu oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  techniką emulsyjną poświęcony był eksperyment wykonany w FNAL we współpracy Japonia—Kanada—Korea—USA [29]. Detektor składał się z dużego bloku emulsji (23 l) i spektrometru cząstek szybkich. Przybliżone położenie wierzchołka oddziaływania w bloku emulsji określano na podstawie ekstrapolacji trajektorii cząstek w spektrometrze, a następnie w przypadku znalezienia oddziaływania w emulsji poszukiwano rozpadów na torach cząstek naładowanych.

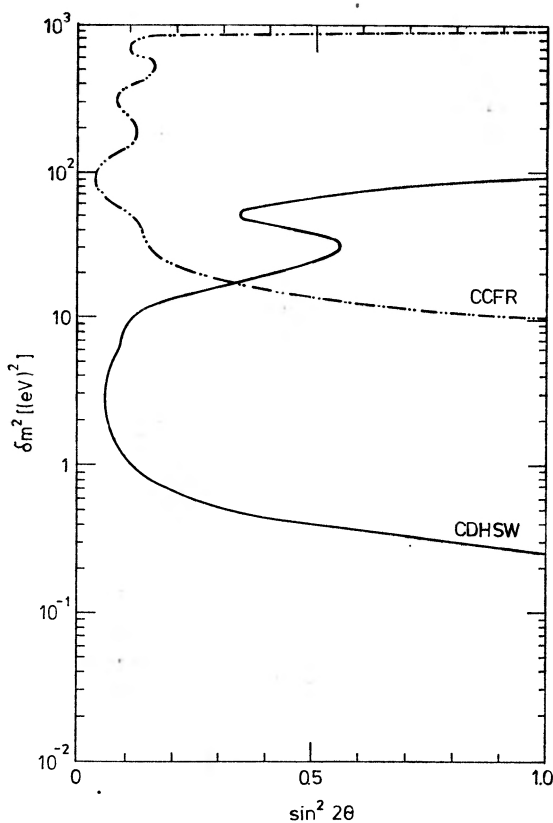
Znaleziono 1241 oddziaływań w emulsji, w tym 49 z wtórnym oddziaływaniem. Oceniono, że za zaobserwowane wtórne oddziaływania całkowicie odpowiedzialne są rozpady cząstek powabnych, rozpraszanie elastyczne i quasi-elastyczne oraz rozpady cząstek dziwnych. Górne ograniczenie na częstość oscylacji otrzymane w tym eksperymencie wynosi  $R_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} < 0,0063$  (90% PU). Ograniczenia na parametry oscylacji są przedstawione na rys. 3b.

Oddzielną grupę stanowią eksperymenty dotyczące oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ ; dwa eksperymenty wykonane w CERN-ie we współpracy CERN—Hamburg—Amsterdam—Rzym—Moskwa (CHARM) i we współpracy CERN—Dortmund—Heidelberg—Saclay—Warszawa (CDHSW), oraz eksperyment wykonany w FNAL we współpracy Chicago—Uniwersytet Columbia—FNAL—Rochester (CCFR). W każdym z tych eksperymentów mierzono strumień neutrin mionowych w dwóch detektorach umieszczonych w różnych odległościach od kanału rozpadu.

W dwóch eksperymentach wykonanych w CERN-ie do wytworzenia wiązki użyto protonów o energii 19,2 GeV/c z Synchronu Protonowego. Energia neutrin wynosiła 0,5—3,0 GeV, z maksimum ok. 1 GeV. Wybór niskiej energii motywowany był chęcią zwiększenia czułości eksperymentów w obszarze małych  $\delta m^2$ .

W eksperymencie CDHSW [30] bliski detektor znajdował się w odległości 130 m, a daleki — 885 m od tarczy. Każdy detektor był kalorymetrem składającym się z szeregu modułów. Pojedynczy moduł składał się z pewnej liczby warstw żelaza, pomiędzy którymi umieszczono warstwy plastikowych liczników scyntylacyjnych. Neutrino rejestrowane były przez oddziaływania  $\nu_\mu N \rightarrow \mu X$ . Wobec niskiej energii nie stosowano analizy magnetycznej mionów. Miarą energii oddziaływania była zrzutowana na oś detektora tzw. długość oddziaływania, czyli długość obszaru, w którym obserwuje się sygnały pochodzące od cząstek wyprodukowanych w oddziaływaniu.

Wyniki są zgodne z brakiem oscylacji. Stosunek liczby oddziaływań w obu detektorach podzielony przez stosunek oddziaływań wygenerowanych numerycznie przy założeniu braku oscylacji wynosi  $1,044 \pm 0,023 (\pm 0,025)$ . Pierwszy cytowany błąd jest błędem statystycznym, drugi — błędem systematycznym. Porównanie rozkładów energii oddziaływań w obu detektorach pozwoliło wyznaczyć ograniczenia na parametry oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ . Ograniczenia te są przedstawione na rys. 4. Obszar na prawo od krzywej CDHSW jest wykluczony na poziomie ufności 90%.



Rys. 4. Ograniczenia na parametry  $\sin^2 2\theta$  i  $\delta m^2$  dla oscylacji  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$  ( $\nu_x$  — dowolne neutrino różne od  $\nu_\mu$ ) z eksperymentów CDHSW [30] i CCFR [31]. Każdy z eksperymentów wyklucza na poziomie ufności 90% obszar na prawo od odpowiedniej krzywej.

Eksperyment wykonany we współpracy CCFR w FNAL [31], w którym badano również oscylacje  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ , stanowi uzupełnienie eksperymentu CDHSW pokrywając obszar większych  $\delta m^2$ . Eksperyment wykonano z wiązką neutron o energiach 30—200 GeV. Dwa detektory umieszczono w odległości 715 m i 1115 m od źródła. Każdy detektor był kalorymetrem żelaznym wyposażonym w liczniki scyntylacyjne i komory iskrowe. Wyniki eksperymentu są zgodne z brakiem oscylacji. Wykluczony przez eksperyment zakres parametrów oscylacji znajduje się na prawo od krzywej CCFR na rys. 4.

Na zakończenie przeglądu eksperymentów oscylacyjnych z neutrino wytworzonymi



w laboratoriach należy wspomnieć eksperymenty wykonane w tzw. fabryce mezonów LAMPF (Los Alamos Meson Physics Facility) w Los Alamos, USA. W eksperymentach tych wykorzystuje się neutrino  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\nu_e$  pochodzące z rozpadów  $\pi^+$  i  $\mu^+$  w spoczynku. W eksperymencie [32] badano oscylacje  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ,  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ . Wyniki są zgodne z brakiem oscylacji i dają podobne ograniczenia na parametry oscylacji jak eksperymenty akceleratorowe przy wysokich energiach.

Przed podsumowaniem wyników eksperymentów oscylacyjnych warto zapoznać się z eksperymentami z neutrinami słonecznymi i kosmicznymi. Poświęcony jest temu następujący rozdział.

## 6. Eksperymenty z neutrinami słonecznymi i kosmicznymi

Pomiar strumienia neutrino słonecznych jest szczególnie czułą metodą badania oscylacji. Dzięki małej energii neutrino i kolosalnej odległości Ziemia—Słońce możliwe jest zaobserwowanie oscylacji przy różnicy mas  $\delta m^2 > 10^{-11}(\text{eV})^2$ .

Począwszy od 1967 r., przez kilkanaście lat kontynuowany był eksperyment R. Davisa i wsp. [33], w którym mierzono strumień neutrino słonecznych. Neutrino rejestrowano za pomocą reakcji



w wyniku której produkowany jest izotop  ${}^{37}\text{Ar}$  rozpadający się przez wychwyt  $K$ . Energia progowa reakcji wynosi 0,81 MeV. Średnia częstość produkcji  ${}^{37}\text{Ar}$  w detektorze wynosiła 0,4 atomu/dzień, lub  $1,9 \pm 0,3$  SNU, gdzie 1 SNU (*solar neutrino unit*) =  $10^{-36}$  wychwyty  $\nu_e/\text{atom} \cdot \text{s}$ .

Wynik ten porównywany jest z przewidywaniami standardowego modelu Słońca [34], zgodnie z którym neutrino słoneczne produkowane są w procesach zachodzących w ramach cykli termojądrowych przetwarzających wodór w hel. Przewidywana teoretycznie częstość produkcji  ${}^{37}\text{Ar}$  wynosi  $8,0 \pm 1,1$  SNU. Czterokrotnie mniejsza wartość zmierzonego strumienia —  $I_{\text{exp}}/I_{\text{teor}} = 0,24 \pm 0,07$  — stanowi tzw. zagadkę neutrino słonecznych. Jednym z możliwych jej wyjaśnień jest założenie, że obserwujemy oscylacje neutrino. Jeżeli to założenie jest słuszne, to oscylacje muszą zachodzić pomiędzy neutrinami co najmniej trzech rodzajów, a różnice mas muszą spełniać nierówność  $\delta m^2 \gtrsim 10^{-11}(\text{eV})^2$ . Obok próby wyjaśnienia zagadki neutrino słonecznych przez oscylacje, istnieje szereg innych proponowanych wyjaśnień, najczęściej opartych na różnych założeniach astrofizycznych [35].

Wyjaśnieniu tego problemu może dopomóc przeprowadzenie eksperymentu z innym detektorem, w którym do detekcji neutrino wykorzystywana będzie reakcja



o energii progowej 0,24 MeV.

Ponieważ energie progowe dla reakcji (17) i (18) są różne, każda z tych reakcji jest czuła na neutrino produkowane w różnych procesach. Ilustruje to tabela 2, w której podano teoretyczną ocenę wkładu różnych procesów produkcji neutrino słonecznych, oraz ocenę związanego z tymi procesami sygnału w detektorze z eksperymentu Davisa i w projekto-

Tabela 2. Ocena wkładu procesów produkcji neutrin słonecznych i odpowiedniego sygnału w detektorze: eksperymencie [33] oraz w projektowanym detektorze zawierającym gal

Reakcja	Strumień $\nu_e$ [ $10^{10} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ]	$E$ [MeV]	SNU( $^{37}\text{Cl}$ )	SNU( $^{71}\text{Ga}$ )
$p+p \rightarrow d+e^++\nu_e$	6,1	0—0,42	0	65,1
$p+e^-+p \rightarrow d+\nu_e$	0,015	1,4	0,23	2,4
$^7\text{Be}+e^- \rightarrow ^7\text{Li}+\nu_e$	0,34	0,86(90%), 0,34(10%)	1,03	27,6
$^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^++e^++\nu_e$	0,0006	0—14,0	6,48	1,8
$^{18}\text{N} \rightarrow ^{18}\text{C}+e^++\nu_e$	0,045	0—1,2	0,07	2,4
$^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{N}+e^++\nu_e$	0,035	0—1,7	0,23	3,2

wanym detektorze zawierającym gal. W eksperymencie Davisa próg detekcji jest znacznie wyższy od energii neutrin emitowanych w dominującym procesie  $p+p \rightarrow d+e^++\nu_e$ , a główny wkład dają neutrina z rozpadów  $^8\text{B}$ . Strumień neutrin z rozpadów  $^8\text{B}$  stanowi znikomą część całkowitego strumienia, a jego oszacowanie zależy silnie od parametrów modelu, w szczególności od temperatury w centralnej części Słońca. W detektorze galowym dominujący wkład będzie pochodził od podstawowej reakcji  $p+p \rightarrow d+e^++\nu_e$ , której częstość oceniona jest ze znacznie lepszą dokładnością.

Pomimo trudności związanych ze zbudowaniem detektora zawierającego kilkadziesiąt ton galu — ilość ta przekracza poziom światowej rocznej produkcji tego metalu — projekt ten zostanie prawdopodobnie zrealizowany.

Oscylacje neutrin badane były również w eksperymentach z neutrinami kosmicznymi. Neutrina te, głównie  $\nu_\mu$  i  $\bar{\nu}_\mu$ , są produkowane w wyniku rozpadów cząstek powstałych w oddziaływaniach pierwotnych promieni kosmicznych w górnych warstwach atmosfery Ziemi. Odległość detektora od miejsca produkcji neutrin wynosi  $10^1$ — $10^4$  km, i jest maksymalna w przypadku neutrin wyprodukowanych na antypodach. Detektory umieszczone pod powierzchnią ziemi rejestrują miony i neutrina w funkcji kąta zenitalnego. Większość rejestrowanych neutrin ma energie w zakresie 10—100 GeV.

Wyniki różnych eksperymentów nie są spójne. W eksperymencie wykonanym w kopalni złota w pobliżu Johannesburga w RPA [36] obserwowany strumień neutrin w kierunku poziomym jest o dwa standardowe odchylenia mniejszy niż strumień oczekiwany;  $I_{\text{obs}}/I_{\text{teor}} = 0,63 \pm 0,16$ . Jeżeli wynik ten interpretować jako rezultat oscylacji, to dla różnic mas winien być spełniony warunek  $\delta m^2 > 0,05(\text{eV})^2$ . Istnienia oscylacji nie potwierdza wynik eksperymentu wykonanego w dolinie Baksan, ZSRR [37]. W tym ostatnim eksperymencie, dzięki zastosowaniu pomiaru czasu przelotu, udało się zmierzyć bardzo mały strumień neutrin „z dołu”, pod kątami zenitalnymi  $130^\circ$ — $180^\circ$ . Korzyści wynikające z wyboru neutrin „z dołu” to kolosalne zredukowanie tła związanego z kosmicznymi mionami, oraz maksymalne wydłużenie odległości od miejsca produkcji neutrin do detektora. Wynik eksperymentu z Baksan jest zgodny z brakiem oscylacji. Przy maksymalnym mieszaniu otrzymano ograniczenie  $\delta m^2 \leq 0,006(\text{eV})^2$  na poziomie ufności 90%.

## 7. Podsumowanie

Oscylacje neutrin badano intensywnie w ciągu kilku ostatnich lat w licznych eksperymentach przy akceleratorach i reaktorach stosując różnorodne techniki doświadczalne oraz analizując różne możliwości oscylacji. Wyniki większości eksperymentów, w tym eksperymentów o największej czułości, są zgodne z brakiem oscylacji. Zależnie od czułości doświadczenia na oscylacje i dokładności statystycznej, różne eksperymenty wykluczają różne obszary zmienności  $\delta m^2$  i kąta mieszania, jak to zilustrowano na rys. 2, 3, 4.

Zestawienie wartości liczbowych najsilniejszych ograniczeń dla różnych rodzajów oscylacji podano w tabeli 3. Podano ograniczenia dla dwóch skrajnych przypadków: dla maksymalnego mieszania, i dla dużych różnic mas. Wyniki dotyczące oscylacji  $\nu_e \rightarrow \nu_x$  i  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$  mogą być interpretowane zarówno jako ograniczenia na oscylacje neutrin o różnych liczbach leptonowych (znanych, lub jeszcze nie odkrytych), jak też i na oscylacje  $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$  (oscylacje „drugiego rodzaju”).

Tabela 3. Zestawienie najsilniejszych ograniczeń dla różnych rodzajów oscylacji

Kanał	$\delta m_{\min}^2 [(\text{eV})^2]$ przg $\sin^2 2\theta = 1$	Oдноśnik	$\sin^2 2\theta$ przy $\delta m^2 \geq 100 (\text{eV})^2$	Oдноśnik
$\nu_e \rightarrow \nu_\mu$	0,016	[15]	0,003	[22]
$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	0,25	[30]	0,013	[29]
$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	0,016	[15]	0,07	[25]
$\nu_e \rightarrow \nu_x$	0,016	[15]	0,17	[15]
$\nu_\mu \rightarrow \nu_x$	0,25	[30]	0,04—0,16 <sup>a</sup>	[31]

<sup>a</sup> Dla  $30 < \delta m^2 < 800 (\text{eV})^2$ .

Ograniczenia uzyskane w eksperymentach reaktorowych i akceleratorowych są w wielu wypadkach imponujące:  $\delta m_{\min}^2 \simeq 10^{-2} (\text{eV})^2$ . Dalsze przesunięcie ograniczeń na  $\delta m^2$  jest już jednak niezwykle trudne w tego typu eksperymentach. Nieco większy margines możliwości istnieje w przypadku ograniczeń na kąty mieszania.

W tej sytuacji szczególnie interesujące pozostaje doświadczalne sprawdzenie istnienia oscylacji neutrin słonecznych i potwierdzenie w niezależnym eksperymencie niezerowej masy neutrina. Jeżeli zostałyby potwierdzone, że neutrina słoneczne rzeczywiście oscylują i neutrina mają taką masę, jaką wyznaczono w eksperymencie grupy z IFTD, wówczas, wobec negatywnych wyników eksperymentów reaktorowych i akceleratorowych, mielibyśmy sytuację analogiczną do oscylacji mezonów  $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ , w której różnice mas są bardzo małe w porównaniu z masami neutrin ( $\delta m^2 < 0,02 (\text{eV})^2$ ,  $m_\nu \simeq 30 \text{ eV}$ ). Sytuację taką rozważali teoretycznie S. M. Bilenki i B. Pontecorvo [38] w przypadku oscylacji między neutrinami dwóch rodzajów. Występuje ona wówczas, gdy stanami własnymi masy są neutrina Majorany o prawie identycznych masach i o przeciwnej parzystości kombinowanej PC mieszające się maksymalnie.

Pomimo imponującego postępu eksperymentalnego, problemy istnienia oscylacji i masy neutrin pozostają nadal otwarte.

*Dodane w korekcie.* Przedstawione w lecie 1984 r. wstępne wyniki eksperymentu wykonywanego przy reaktorze w Bugey, wydają się wskazywać na istnienie oscylacji neutrin  $\nu_e \rightarrow \nu_x$  z  $\delta m^2 \sim 0,2$  (eV)<sup>2</sup> i  $\sin^2 2\theta > 0,15$ . Są one na razie przyjmowane z ostrożnością, ponieważ większość obszaru zmienności parametrów oscylacji dopuszczalnego przez eksperyment w Bugey jest wykluczona przez eksperyment w Goesgen.

### Literatura

- [1] B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **33**, 549 (1957); B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **34**, 247 (1958).
- [2] G. Danby et al., *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 36 (1962).
- [3] Z. Maki, M. Nakazawa, S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.*, **28**, 870 (1962); B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **53**, 1717 (1967).
- [4] D. H. Frampton, P. Vogel, *Phys. Rep.*, **82**, 339 (1982).
- [5] S. M. Bilenky, B. Pontecorvo, *Phys. Rep.*, **41**, 225 (1978).
- [6] K. E. Bergkvist, *Nucl. Phys.*, **B39**, 317 (1972).
- [7] V. A. Lubimov et al., *Phys. Lett.*, **94B**, 266 (1980); S. Boris et al., *Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics*, Brighton 1983, red. J. Guy, C. Costain, wyd. Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot 1983, str. 386.
- [8] R. G. H. Robertson et al., *Proc. Int. Conf. „Neutrino-82”*, Balatonfüred 1982, red. A. Frenkel, L. Jenik, wyd. Centralny Inst. Badawczy Fizyki Węgierskiej AN, Budapeszt 1982, str. 51; R. N. Boyd et al. *ibid.*, str. 67.
- [9] R. Abela et al., *SIN Newsletter* 14, NL12 (1982).
- [10] A. R. Clark et al., *Phys. Rev.*, **D9**, 533 (1974).
- [11] W. Bacino et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 749 (1979).
- [12] V. Barger, K. Whisnant, D. Cline, R. J. N. Phillips, *Phys. Lett.*, **93B**, 194 (1980).
- [13] V. Barger, K. Whisnant, R. J. N. Phillips, *Phys. Rev.*, **D22**, 1636 (1980).
- [14] V. Barger, K. Whisnant, R. J. N. Phillips, *Phys. Rev.*, **D23**, 2773 (1981).
- [15] J. L. Vuilleumier et al., *Phys. Lett.*, **114B**, 298 (1982).
- [16] J. L. Vuilleumier, *Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics*, Brighton 1983, red. J. Guy, C. Costain, wyd. Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot 1983, str. 400.
- [17] H. Kwon et al., *Phys. Rev.*, **D24**, 1097 (1981).
- [18] H. W. Sobel, F. Reines, E. Pasierb, *Proc. XX Int. Conf. on High Energy Physics*, Madison 1980, AIP Conf. Series Nr 68, str. 326.
- [19] B. A. Nezzrick, F. Reines, *Phys. Rev.*, **142**, 852 (1966).
- [20] F. Reines, H. W. Sobel, E. Pasierb, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1307 (1980).
- [21] F. Reines, *Nucl. Phys.*, **A396**, 469c (1983).
- [22] J. Blietschau et al., *Nucl. Phys.*, **B133**, 205 (1978).
- [23] H. Deden et al., *Phys. Lett.*, **98B**, 310 (1981).
- [24] N. Armenise et al., *Phys. Lett.*, **100B**, 182 (1981).
- [25] O. Erriquez et al., *Phys. Lett.*, **102B**, 73 (1981).
- [26] A. E. Asratyan et al., *Phys. Lett.*, **105B**, 301 (1981).
- [27] N. J. Baker et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 1576 (1981).
- [28] C. H. Albright, R. Shrock, J. Smith, *Phys. Rev.*, **D20**, 2177 (1979).
- [29] N. Ushida et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 1694 (1981).
- [30] F. Dydak et al., *CERN—EP/83—152* (1983); praca wysłana do *Phys. Lett.*
- [31] C. Haber et al., Fermilab preprint FERMILAB—CONF—83/57-EXP (1983).
- [32] P. Nemethy et al., *Phys. Rev.*, **D32**, 262 (1981).
- [33] R. Davis, D. S. Harmer, K. C. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 1205 (1968); R. Davis, *Proc. of the Neutrino Oscillations Workshop*, Brookhaven 1981.

- [34] J. N. Bahcall, *Proc. of the Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics „Neutrino-81”*, Maui, Hawaii 1981, red. R. J. Cence, E. Ma, A. Roberts, Univ. Hawaii Press 1981, t. 1, str. 1.
- [35] J. N. Bahcall, R. Davis, *Science* **191**, 264 (1976).
- [36] M. F. Crouch et al., *Phys. Rev.* **D18**, 2239 (1978).
- [37] M. M. Boliev et al., *Yad. Fiz.* **34**, 1418 (1981).
- [38] S. M. Bilenky, B. Pontecorvo, *Lett. Nuovo Cimento* **37**, 467 (1983).

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### IV Międzynarodowa Konferencja Joniki Ciała Stałego w Grenoble

W dniach od 4 do 8 lipca 1983 r. odbyła się w Grenoble IV Międzynarodowa Konferencja Joniki Ciała Stałego. Joniką ciała stałego przyjęto, od niedawna, nazywać dział fizyki ciała stałego dotyczący właściwości fizycznych wywołanych obecnością i transportem jonów w ciele stałym. Szczególnym obiektem zainteresowania joniki są materiały wyróżniające się wyjątkowo wysoką jonową przewodnością elektryczną, porównywalną z przewodnością stopionych soli i roztworów elektrolitycznych, zwane przewodnikami szybkich jonów (*fast ion conductors*) lub przewodnikami superjonowymi (*superionic conductors*). Pierwsza międzynarodowa konferencja poświęcona tym materiałom (nie licząc kilku wcześniejszych o charakterze lokalnym) odbyła się w Lake Geneve (USA) w 1979 r., druga w Tokio (Japonia) 1980 r. i trzecia w Gatlinburgu (USA) 1981 r. Czwarta Konferencja, opisywana tutaj, zgromadziła rekordową liczbę ok. 500 uczestników. Zgłoszono 340 prac, 270 przyjęto do przedstawienia, z czego 231 zostało opublikowanych w materiałach konferencyjnych.

Odbyło się 10 sesji plenarnych, 39 sesji specjalistycznych oraz taka sama liczba sesji plakatowych. Spośród referatów wygłoszonych na sesjach plenarnych szczególne zainteresowanie wzbudziły następujące tematy: mikroogniwa z elektrolitem stałym (prof. Sekido), właściwości fizyczne materiałów interkalowanych (prof. Yoffe), przewodnictwo jonowe szkieł i materiałów amorficznych (prof. Angell), polimerowe elektrolity stałe (prof. Armand), symulacje komputerowe w zastosowaniu do przewodników jonowych (prof. Gillan).

Miarą zainteresowania poszczególnymi zagadnieniami joniki ciała stałego może być duża liczba sesji specjalistycznych. Nadal największym zainteresowaniem cieszą się beta aluminy. Ważniejsze zagadnienia dotyczące tych materiałów to procesy degradacyjne, mechanizmy przenoszenia ładunku, wymiany jonowe (w tym również na jony trójwartościowe). Znaczna liczba referatów i plakatów przedstawionych na Konferencji w Grenoble dotyczyła związków interkalowanych, wykazujących mieszane przewodnictwo jonowo-elektronowe (np.  $\text{Li}_x\text{TiS}_2$ ,  $\text{Na}_x\text{CoO}_2$ ).

W referowanych na Konferencji pracach teoretycznych dało się zauważyć coraz powszechniejsze stosowanie symulacyjnych technik komputerowych, a zwłaszcza metody Monte Carlo oraz metody dynamiki molekularnej. Dużym zainteresowaniem teoretyków cieszą się nadal jonowe przewodniki kanałowe, wykazujące przewodnictwo jednowymiarowe (hollandyty). Z innych materiałów, których właściwości fizyczne przedstawiono na konferencji w Grenoble, na szczególną uwagę zasługują szkła przewodzące jonowo (np.  $\text{AgX}-\text{Ag}_2\text{O}-\text{B}_2\text{O}_3$  gdzie  $X = \text{J, Br, Cl}$ ), przewodniki protonowe (np.  $\text{H}_3\text{O}^+$ ,  $\text{NH}_4^+$ , beta alumina), przewodniki anionowe (np.  $\text{ZrO}_2$ : CaO, beta  $\text{PbF}_2$ ), srebrowe (np.  $\text{RbAg}_4\text{J}_6$ ), miedziowe (np.  $\text{Cu}_x\text{S}$ ) i polimerowe (np. PEO : NaJ).

Referowane na Konferencji prace cechowało więc duże zróżnicowanie jeśli chodzi o rodzaj badanych materiałów, a także metod badawczych oraz podejść do poszczególnych problemów. Obok prac podstawowych, w tym czysto teoretycznych, wiele miało charakter technologiczny bądź było ściśle związanych z zastosowaniami praktycznymi przewodników superjonowych. Wszystko to sprawia, że jonika ciała stałego staje się coraz obszerniejszą, interdyscyplinarną dziedziną, interesującą nie tylko fizyków i chemików ciała stałego lecz również elektrochemików a także specjalistów od inżynierii materiałowej.

Z Polski w Konferencji w Grenoble uczestniczyły cztery osoby (jedna z Uniwersytetu Warszawskiego, jedna z Akademii Górniczo-Hutniczej i dwie z Politechniki Warszawskiej). Przedstawiły one cztery prace wykonane w kraju.

Materiały Konferencji ukazały się jako tomy 9 i 10 czasopisma *Solid State Ionics*.

Następna, piąta z kolei konferencja poświęcona jonice ciała stałego odbędzie się w 1985 r. w Northstar at Tahoe w Kalifornii, USA.

W. Jakubowski, J. Garbaczuk

Instytut Fizyki PW  
Warszawa

## IV Ogólnopolska Sesja Kół Naukowych Fizyków połączona z ogólnopolskim seminarium dydaktyki fizyki

Ogólnopolskie spotkania studentów fizyki poświęcone prezentacji ich prac w dydaktyce fizyki i dyskusji nad uzyskanymi rezultatami zaczynają stawać się tradycją<sup>1</sup>. Aby tę młodą jeszcze tradycję zachować, studenci z Koła Naukowego Fizyków WSP w Opolu podjęli się trudu zorganizowania 9—10 kwietnia 1984 r. czwartej Ogólnopolskiej Sesji KNF. Poczynaniom studentów patronował Zakład Dydaktyki Fizyki tej Uczelni. Z inicjatywy pracowników tego Zakładu, IV Sesję KNF połączono z ogólnopolskim seminarium dydaktyki fizyki<sup>2</sup>. Postanowiono szczególnie uwagę zwrócić na proces kształcenia umiejętności postępowania się doświadczeniami fizycznymi w nauczaniu fizyki. Miejscem spotkania studentko-nauczycielskiego był zamek w Dąbrowie Niemodlińskiej koło Opoła, będący ośrodkiem dydaktyczno-rekreacyjnym WSP w Opolu. W spotkaniu uczestniczyło 40 studentów i 30 nauczycieli akademickich. Otwarcia Sesji w dniu 9. 04. i wprowadzenia historyczno-wspomnieniowego dokonała przewodnicząca KNF WSP w Opolu, studentka III roku fizyki Anna Klamka, po czym nastąpiła plakatowa prezentacja prac studenckich połączona z dyskusją. Obradom tej części sesji przewodniczyła niżej podpisana. Po południu tego dnia jeszcze raz spotkano się na dyskusji, tym razem na temat: „Blaski i cienie stosowania doświadczeń fizycznych w praktyce szkolnej”. Wprowadzenia do dyskusji dokonali mgr K. Raczkowska — młoda nauczycielka ucząca od roku fizyki w szkole podstawowej w Opolu i mgr Piotr Łabuz — obecnie nauczyciel fizyki w szkole podstawowej w Miliczu, a w przeszłości długoletni nauczyciel w szkole średniej i wyższej. Dyskusję prowadził doc. K. Badziąg z Uniwersytetu Gdańskiego.

Pierwszy pracowity dzień sesji zakończono spotkaniem przy kominku w Złotej Sali zamku, na którym studenci WSP w Opolu zaprezentowali jeden z efektów prowadzonej przez siebie w KNF od kilku lat pracy na temat „Rozwijanie zainteresowań fizyką wśród uczniów szkoły podstawowej i średniej”. Forma prezentacji została przyjęta z dużym zainteresowaniem przez uczestników. Była nią zabawa — quiz „Przy sporcie o fizyce” — impreza opracowana pod adresem szkół średnich<sup>3</sup>. Jej wartość rozrywkową i merytoryczną oraz potencjalne możliwości budzenia zainteresowania fizyką mogli ocenić studenci i nauczyciele

<sup>1</sup> Informacje o dwóch pierwszych Ogólnopolskich Sesjach KNF zorganizowanych wiosną 1979 i 1980 na WSP w Opolu przez studentów tej Uczelni można znaleźć w: Ogólnopolskie Sesje Studenckich Kół Naukowych Fizyków, Biuletyn Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Opolu, Opole 1984. Informacje o III Ogólnopolskiej Sesji KNF zorganizowanej w maju 1983 w Poznaniu przez studentów Uniwersytetu Poznańskiego można znaleźć w artykule H. Szydłowskiego, „Dydaktyka fizyki w pracach studentów”, *Fizyka w Szkole* 1, 60 (1984).

<sup>2</sup> Spotkanie to było kontynuacją zorganizowanego w Opolu (maj 1982) przez pracowników Zakładu Dydaktyki Fizyki WSP seminarium na temat roli pracowni dydaktyki fizyki i prac magisterskich w przygotowaniu studentów do zawodu nauczyciela fizyki (patrz D. Tokar, B. Pędzisz, „O pracach nad dydaktyką fizyki jako dyscypliną studiów wyższych”, *Postępy Fizyki* 3, 306 (1983)).

<sup>3</sup> Druga proponowana przez studentów forma rozwijania zainteresowań fizyką — filmy popularnonaukowe o najnowszych osiągnięciach w fizyce — była przez nich sygnalizowana poprzez projekcje wybranych filmów z X Międzynarodowego Festiwalu Filmów naukowo-oświatowych Katowice 1983. Przeprowadzono ją w sali audiowizualnej zamku, wieczorem 8.04. przed rozpoczęciem sesji.

akademy nie z pozycji obserwatorów, ale jako uczestnicy tej zabawy, która, trzeba przyznać, bardzo ich pochłonęła. Zabawę prowadziła studentka III roku fizyki Iwona Hrapiec.

Drugi dzień poświęcono referatom, których treść koncentrowała się wokół kształcenia umiejętności stosowania doświadczeń fizycznych w procesie nauczania — uczenia się fizyki. Referaty wygłosili nauczyciele akademicy. I tak doc. K. Badziąg z Uniwersytetu Gdańskiego mówił na temat struktury tej umiejętności, dr J. Salach z WSP w Krakowie — na temat doboru i układu treści wykładu dydaktyki fizyki zapewniającego podstawy teoretyczne umiejętności wykorzystywania doświadczeń, a dr M. Staszczak z Uniwersytetu Warszawskiego poinformowała o sposobach kształcenia umiejętności przygotowania, wykonywania i stosowania doświadczeń w procesie nauczania fizyki, jakie stosowane są na tym Uniwersytecie. Doc. H. Szydłowski przedstawił swój punkt widzenia na temat, jaki jest i jaki powinien być udział zajęć w czasie studiów, poza zajęciami z dydaktyki fizyki, w kształceniu umiejętności zawodowych przyszłych nauczycieli fizyki. Wszystkie wymienione wystąpienia spotkały się z żywą dyskusją, którą kierował doc. H. Szydłowski. W wypowiedziach wskazywano na wagę dyskutowanej umiejętności w pracy zawodowej nauczyciela fizyki. Przedstawiciele uniwersytetów wyrazili ubolewanie, że szczupła pula godzinowa przeznaczona na przedmiot dydaktyki fizyki (120 godzin) na uniwersytetach uniemożliwia właściwe kształtowanie tej umiejętności. Dyskusję kontynuowano po południu, ale już w Instytucie Fizyki WSP w Opolu. Tłem dyskusji była obserwacja doświadczeń fizycznych, jakie mogą być wykorzystywane w pracowni dydaktyki fizyki, a które przygotowali mgr B. Tokar i A. Wolf.

Wydaje się, że cele jakie zakładali sobie organizatorzy omawianych ogólnopolskich spotkań, tj. przegląd prac studenckich w zakresie dydaktyki fizyki oraz przedyskutowanie problemów związanych z kształceniem przyszłych nauczycieli fizyki w zakresie umiejętności wykorzystywania doświadczeń fizycznych w procesie nauczania fizyki, zostały osiągnięte.

*Danuta Tokar*

Wyższa Szkoła Pedagogiczna  
Opole



## RECENZJE

Andrzej Oleś, *Metody eksperymentalne fizyki ciała stałego*, WNT, Warszawa 1983, s. 252, nakład 4000 egz., cena zł 120.—

Recenzowana książka została wydana w 1983 r. przez Wydawnictwo Naukowo-Techniczne w Warszawie. Jej objętość wynosi 252 strony. Treść została zawarta w 12 rozdziałach, które poprzedzono krótkim wstępem. Jak wynika z tego wstępu, celem Autora było pokazanie piękna metod eksperymentalnych, na które zwraca się zazwyczaj mało uwagi z powodu zafascynowania teorią. Książka stanowi więc przegląd stosunkowo nowych metod eksperymentalnych stosowanych obecnie w fizyce ciała stałego. Wybór został dokonany dość dowolnie. Autor zastrzegł się, że książka nie pretenduje do opracowania wyczerpującego i zapowiedział przygotowanie „niezbędnego uzupełnienia”.

Pierwszy rozdział został poświęcony metodom otrzymywania bardzo niskich temperatur. Zaliczono do nich chłodzenie przez rozpuszczanie  $^3\text{He}$  w  $^4\text{He}$  oraz szereg technik wykorzystujących takie zjawiska jak efekt Pomeranczuka, rozmagnesowywanie układów jądrowych, adiabatyczne rozmagnesowywanie układu spinów jądrowych oraz spotęgowaną i dynamiczną polaryzację jąder atomowych.

W drugim rozdziale Autor opisał dyfrakcyjne metody stosowane w badaniach struktury ciała stałego a mianowicie metody rentgenograficzne (także wykorzystujące promieniowanie synchrotronowe) i neutronograficzne oraz transmisyjną mikroskopię elektronową. W rozdziale tym poświęcono dość dużo miejsca zasadzie działania synchrotronu oraz charakterystyce technik neutronograficznych.

Trzeci rozdział został poświęcony metodom badania powierzchni ciał stałych. Autor opisał tu większość metod strukturalnych jak i analitycznych stosowanych obecnie do badań powierzchni ciał stałych. Czytelnik może więc zaznajomić się z zasadą działania jonowego mikroskopu poleowego jak i ze sposobem wykorzystania dyfrakcji powolnych elektronów i jonów do badania struktury powierzchni monokryształów. Metody analityczne opisane w tym rozdziale to rentgenowska spektroskopia fotoelektronów, spektroskopia elektronów Augera, spektroskopia jonów rozproszonych, spektroskopia masowa jonów wtórnych oraz technika analizy z wykorzystaniem reakcji jądrowych. Ostatnie kilka stron tego rozdziału zostało poświęcone takim metodom badania struktury elektronowej ciał stałych jak spektroskopia fotoelektronów wzbudzanych nadfioletem (UPS), rentgenowska spektroskopia fotoelektronów (XPS), spektroskopia elektronów wyzwanych polem, spektroskopia elektronów towarzyszących neutralizacji jonów oraz spektroskopia jonów kreowanych za pomocą pola.

W czwartym rozdziale Autor zajął się metodami litografii oraz wykorzystaniem akustycznych fal powierzchniowych.

Piąty rozdział został poświęcony radiometrycznym metodom analitycznym. Autor zaliczył do nich techniki rentgenowskiej analizy fluorescencyjnej włączając w to wykorzystanie radioizotopii oraz wykorzystanie emisji promieniowania X wzbudzanego cząstkami. Oddzielny podrozdział został poświęcony sposobowi przeprowadzania analizy aktywacyjnej.

W szóstym rozdziale Autor wyjaśnił podstawy fotoakustycznych metod badania gazów, cieczy i ciał stałych podkreślając ważność tej techniki w badaniach ciekłych kryształów oraz bakterii.

Siódmy rozdział został poświęcony subtelnej strukturze krawędzi absorpcji promieniowania rentgenowskiego. Badania dotyczące tego zagadnienia doprowadziły do opracowania nowej metody wyznaczania radialnego rozkładu atomów wokół wybranego atomu. Na podstawie pomiarów tzw. rozciągniętej subtelnej struktury widma absorpcyjnego można rozwiązywać skomplikowane zagadnienia np. dotyczące struktury ciał bezpostaciowych. Metoda ta została nazwana skrótno EXAFS (*Extended X-ray Absorption Fine Structure*). Ze względu na subtelne zmiany współczynnika absorpcji w funkcji długość fali, do pomiarów stosuje się zazwyczaj promieniowanie synchrotronowe oraz spektrometr dwuskystaliczny. Badania struktury tą metodą znajdują coraz szersze zastosowanie w pracach z zakresu katalizy jak i biologii.

W rozdziale ósmym Autor zajął się makroskopowymi metodami magnetycznymi. Podał on dość szczegółowy opis aparatury służącej do badań materiałów tymi technikami. Ostatnie strony tego rozdziału

poświęcono metodom badań magnetyków w polach ekstremalnych włączając w to wysokie impulsowe pola magnetyczne.

Rozdział dziewiąty został poświęcony opisowi metod rezonansowych jak NMR, EPR, FMR, AFMR a rozdział dziesiąty efektowi Mössbauera i jego zastosowaniu. Autor podał tablice obrazujące wykorzystanie tego efektu w różnych dziedzinach nauki i techniki. W rozdziale jedenastym Autor opisał metody pomiaru rozkładu gęstości i pędu elektronów podkreślając ich ważność dla lepszego zrozumienia magnetyzmu ciał stałych. W rozdziale tym przedyskutowano cztery metody a mianowicie: komptonowskiego rozpraszania fotonów, komptonowskiego rozpraszania elektronów, koincydencji ( $e$ ,  $2e$ ) oraz anihilacji pozytonów.

W ostatnim rozdziale opisano metodę analizy termicznej uwzględniając następujące jej warianty: różnicową analizę termiczną, różnicową kalorymetrię skaningową, analizę termograficzną oraz analizę termochemiczną. We wszystkich rozdziałach Autor starał się na początku wyjaśnić podstawy fizyczne metody, podać informacje o aparaturze pomiarowej oraz do jakich celów dana technika może być wykorzystana. Zamieścił on też przykładowo krzywe pomiarowe lub fotografie, które stanowią ilustracje zastosowań metody.

Jak już wspomniałem celem Autora było pokazanie czytelnikowi piękna fizycznych metod eksperymentalnych, które w ostatnich latach stworzyły naukowcom pracującym w różnych dziedzinach nowe możliwości poznawcze. Wydaje mi się, że w pewnym sensie cel ten został osiągnięty. Poczucie piękna jest jednak rzeczą subiektywną. Szkoda, że we wstępie nie podano do kogo książka ta jest adresowana. Wydaje mi się, że książki tej nie można polecać jako podręcznika ale jako lekturę, która ma za zadanie rozszerzenie zainteresowań czytelnika. Po jej przestudiowaniu może sięgnie on do źródeł pozwalających dokładniej zrozumieć sens i ocenić przydatność danej techniki. Książka na pewno zyskałaby gdyby Autor przy końcu każdego rozdziału podał zestawienie informujące o dokładności metody, czułości i zakresie jej stosowalności, tak jak to zrobiono np. w rozdziale poświęconym efektowi Mössbauera.

Niektóre metody Autor potraktował bardzo lakonicznie. Dotyczy to np. elektronowej mikroskopii skaningowej, która to metodą charakteryzuje się dużo większymi możliwościami w badaniach strukturalnych i lokalnych własności materiałów niż to zostało podane w rozdziale drugim. Tylko niektóre metody tego rodzaju mikroskopii pasują do rozdziału „Metody dyfrakcyjne”. W spisie literatury źródłowej odczuwa się brak najnowszych pozycji dotyczących np. zagadnień z zakresu „Secondary Ion Mass Spectrometry”. Zauważyłem następujące usterki w tekście książki:

— błąd w angielskiej nazwie SIMS. Zamiast „Second Ion Mass Spectroscopy” powinno być „Secondary Ion Mass Spectroscopy”,

— na str. 89 użyto zwrotu „monowarstwa”. Moim zdaniem właściwiej byłoby powiedzieć „warstwa monoatomowa”,

— na str. 91 i 124 użyto zwrotu „naświetlenie” w odniesieniu do bombardowania jonami lub cząstkami jądrowymi. Moim zdaniem należy użyć zwrotu „poddanie bombardowaniu” (lub implantacji).

*Julian Auleytner*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

D. Halliday, R. Resnick, *Fizyka*. Tom 1, tłum. Wojciech Ratyński i Teresa Kaniowska, PWN, Warszawa 1983, s. 702, nakład 20 000 egz., wyd. VII zmienione, cena zł 310.—

Tom pierwszy książki *Fizyka* jest częścią dwutomowego podręcznika przeznaczonego, według Autorów, dla studentów nauk przyrodniczych i inżynierskich. Ma objętość 702 stron, składa się z 25 rozdziałów, 5 uzupełnień oraz 11 dodatków i obejmuje 2 działy fizyki: mechanikę (18 rozdziałów) i ciepło (5 rozdziałów). Dwa pierwsze rozdziały mają charakter ogólny: pierwszy rozdział dotyczy pomiarów, a drugi — rachunku wektorowego.

Materiał przedstawiony w tym tomie podręcznika w zasadzie pokrywa się z treścią kursu podstawowego fizyki w zakresie mechaniki i ciepła. Obejmuje on ogólne określenie wielkości mechanicznych i rządzących nimi praw, a więc: kinematykę ruchu postępowego i obrotowego, zasady dynamiki dla obu rodzajów ruchu, zasady zachowania podstawowych wielkości mechanicznych: energii, pędu i momentu pędu.

Szerzej zostały omówione dwa rodzaje sił: sprężystości i grawitacyjnych. Obszerniej omówiono także przypadek gdy siła wypadkowa jest równa zero (statyka ciał stałych i płynów). Końcowe 5 rozdziałów poświęcone jest zasadom termodynamiki i kinetycznej teorii gazu doskonałego i w niewielkim zakresie gazów rzeczywistych.

Książka pomija kilka zagadnień, które chyba powinny wchodzić w zakres wiedzy studentów. Zagadnieniu statyki ciał stałych jest poświęcony rozdział 14 zatytułowany „Równowaga ciał sztywnych”, który dotyczy ciała nie odkształcającego się, ale nie ma innego miejsca, gdzie zostałyby omówione zjawiska zachodzące przy odkształcaniu ciał stałych i naprężenia w tych ciałach. Brak również omówienia zagadnienia ruchu obrotowego ciała stałego wokół dowolnej osi. Wydaje się, że oba powyższe zagadnienia zostały pominięte świadomie, gdyż Autorzy nie chcieli wprowadzać zapisu tensorowego potrzebnego zarówno do określenia stanu naprężeń, jak i momentu bezwładności. Ograniczenie opisu matematycznego ma miejsce w wielu przypadkach, jak chociażby przy omawianiu drgań tłumionych lub szczególnej teorii względności, gdzie Autorzy omawiają tylko wyniki końcowe odsyłając do wypowiedzi w innych źródłach. Brak zaufania Autorów do wiedzy matematycznej czytelnika, ujawniający się ponadto w umieszczeniu specjalnego rozdziału poświęconego rachunkowi wektorowemu i dodatku zawierającego wzory matematyczne (podane są m. in. definicje funkcji trygonometrycznych!), zmniejsza ścisłość wykładu, czyniąc go chyba zbyt jakościowym.

Wracając do oceny zawartości, należy zauważyć ograniczenie dynamiki płynów tylko do płynów idealnych. Niewprowadzenie pojęcia lepkości spowodowało pominięcie ważnej grupy zjawisk związanych z przepływem płynów rzeczywistych.

Niedomogi opisu matematycznego oraz pewne braki w doborze materiału są w znacznym stopniu kompensowane przez niezwykle piękny komentarz, podany żywym językiem, prowadzony bardzo logicznie, angażujący czytelnika w rozpatrywane zagadnienia. Autorzy stawiają pytania i udzielają na nie odpowiedzi jak gdyby odgadując wątpliwości czytelnika.

Ważną cechą książki jest umiejscowienie każdego zjawiska w szerokim tle i podkreślanie występowania wielkości fizycznych, zjawisk i praw w różnorodnych układach. Przykładem niech będzie zachowanie pędu zarówno dla kul bilardowych, jak i dla cząstek biorących udział w rozpadzie promieniotwórczym. Innym przykładem jest uświadomienie czytelnikowi, że wielkości mechaniczne stosują się także dla zjawisk niemechanicznych — w przekonujący sposób Autorzy pokazują że fale elektromagnetyczne posiadają pęd i moment pędu (tom 2). Wprowadzenie wielu praw jest poprzedzone wstępem historycznym wskazującym na ciekawe i czasem zaskakujące dzieje nauki. Ważnym elementem książki są pytania i zadania przypisane w obecnym wydaniu do paragrafów. Są one zupełnie nieszablonowe, odbiegają treścią od zadań w różnych zbiorach, zmuszając do wysiłku intelektualnego. Znalezienie odpowiedzi czy rozwiązania wydatnie pogłębia rozumienie pojęć i zjawisk. W obecnym wydaniu liczba zadań i pytań wzrosła o ok. 35% i wynosi 611 pytań i 956 zadań.

Strona redakcyjna książki nie budzi zastrzeżeń, układ materiału jest przejrzysty, wtrącenia do głównego wątku wykładu oraz przykłady są wyraźnie zaznaczone mniejszym drukiem. Równania matematyczne dobrze odznaczają się od tekstu. Tłumaczenie jest doskonałe, zarówno pod względem języka jak i terminologii fizycznej. W porównaniu z wydaniem IV, sprzed 10 lat, jakoś papieru, na którym książka jest drukowana, spadła, a cena wzrosła z 94.— do 310 zł. Slaba jakość papieru spowodowała, że druk, a szczególnie rysunki i fotografie, są mniej kontrastowe. W dawniejszych wydaniach ważniejsze stałe fizyczne były umieszczone na wyklejkach okładek, co było bardzo praktyczne. Obecnie Redakcja zrezygnowała z tego umieszczając stałe fizyczne w jednym z dodatków. Szkoda.

Podsumowując, wydanie książki było celowe, gdyż będzie ona użyteczna wielu studentom, szczególnie studentom kierunków przyrodniczych. Również powinni z niej korzystać studenci kierunków technicznych, chociaż pokrywa ona tylko część programu nauczania fizyki na uczelniach technicznych. Ze względu na luki w wykształceniu studentów rozpoczynających studia techniczne, omawiana książka powinna umożliwić im samodzielne przygotowanie się do słuchania wykładów z fizyki, które obejmują elementy fizyki atomowej i molekularnej oraz fizyki ciała stałego.

*Jerzy Dembczyński, Stanisław Szuba*

Institut Fizyki  
Politechnika Poznańska  
Poznań

## KRONIKA

PTF

### XXVI Pokazy z Fizyki w Lublinie

Oddział Lubelski PTF i Instytut Fizyki UMCS zorganizowały w dniach 5—9 czerwca 1984 r. kolejne, już XXVI Pokazy z Fizyki. Eksperymenty tegorocznych Pokazów zgrupowane były w czterech wielkich cyklach tematycznych. Z racji 50-tej rocznicy śmierci Marii Skłodowskiej-Curie wiodącym cyklem był cykl demonstracji z zakresu promieniotwórczości. Dwa inne cykle dotyczyły widzenia barw i ich składania (rozszczipienie światła, barwna fotografia, elastoptyka) oraz zjawisk optycznych występujących w atmosferze ziemskiej (refrakcja, błękit nieba — rozpraszanie światła na fluktuacjach gęstości ośrodka, poczerwienienie tarczy słonecznej podczas zachodu, tęcza, miraż). Szczególny charakter miał cykl „Najprostsze eksperymenty z fizyki” opracowany pod kierunkiem prof. B. Adamczyka, a mający na celu pokazanie, jak przy pomocy prostych i łatwo dostępnych środków można zademonstrować ważne zjawiska i prawa fizyczne. W tym cyklu zilustrowano m. in. zasadę zachowania pędu, silnik odrzutowy i raketowy, zjawisko Bernoulliego, prędkość fazową i grupową fal, przesunięcie w czasie maksimum napięcia prądu trójfazowego, spalanie rozpylonej cieczy (zasada gaźnika) i proste ogniwa elektryczne. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był dr M. Sowa. O właściwy poziom merytoryczny i dydaktyczny Pokazów zadbała Komisja Pokazowa. Zasadniczym celem Pokazów było zainteresowanie młodzieży fizyką. Obejrzało je 3960 osób, głównie uczniów klas III i IV liceum oraz klasy VIII szkoły podstawowej z makroregionu lubelskiego (z 37 miejscowości). Pokazy uzyskały dobrą opinię nauczycieli fizyki. Spotkały się też z uznaniem wielce zainteresowanego taką formą popularyzacji fizyki wśród młodzieży prof.

J. Kistemakera z Instytutu Fizyki Atomowej i Molekularnej w Amsterdamie, przebywającego w tym czasie w Instytucie Fizyki UMCS.

*Józef Pomorski*

EPS

### VI Konferencja Ogólna EPS

W dniach 27—31 sierpnia 1984 odbyła się w Pradze VI Konferencja Ogólna EPS pod hasłem „Kierunki rozwoju fizyki”. Zgromadziła ona ok. 1000 uczestników. Przewodniczącym Komitetu Programowego był L. Van Hove (CERN), a lokalnemu Komitetowi Organizacyjnemu przewodniczył J. Kaczér (Praga). Wygłoszono 14 odczytów plenarnych oraz odbyło się 17 sympozjów. Tematyka dotyczyła wielu dziedzin fizyki, zarówno badań podstawowych jak i niektórych zastosowań. Poruszano również zagadnienia ogólniejsze jak np. stosunek społeczeństwa do badań fizycznych czy też perspektywy zagrożenia życia na Ziemi skutkiem nieodpowiedzialnej działalności ludzkiej.

Konferencja była poprzedzona zebraniem Rady EPS, natomiast w trakcie Konferencji odbyło się zebranie ogólne członków indywidualnych EPS. Sprawozdania złożyli prezes, sekretarz generalny i skarbnik. EPS ma obecnie 3600 członków indywidualnych, a ok. 40 000 fizyków jest członkami poprzez swoje towarzystwa narodowe. Wydaje się, że Towarzystwo rozwija się dobrze, a sytuacja finansowa jest obecnie zadowolająca, co pozwala na istnienie funduszu stypendialnego (np. ok. 50 młodych fizyków otrzymało stypendia umożliwiające im uczestniczenie w konferencji w Pradze). Filia sekretariatu EPS w Budapeszcie już działa, gwarantując m. in. usługi komputera. W swoim sprawozdaniu prezes przedstawił także bolesną sprawę nieudzielenia wizy wjazdowej jednemu z członków Rady. W dyskusji zaproponowano

nawiązanie bliższych kontaktów z dużymi towarzystwami fizycznymi poza Europą (z Amerykańskim Towarzystwem Fizycznym EPS ma już ustaloną współpracę), wyrażono też opinię, że w biuletynie EPS — *Europhysios News* brak jest wypowiedzi dyskusyjnych (listów do Redakcji) tak żywo obecnych w niektórych innych czasopismach, np. w *Physics Today* czy w *Nature*.

Następna Konferencja Ogólna EPS odbędzie się w 1987 r. w Helsinkach. Materiały VI Konferencji zostaną opublikowane przez EPS przy współpracy Unii Czesosłowackich Matematyków i Fizyków.

B. W.

### Sekcja Cieczy

Jak już podawaliśmy w poprzedniej Kronice, Wydział Materii Skondensowanej EPS tworzy Sekcję Cieczy. Sugestie powołania takiej sekcji wpływały od wielu osób pracujących w różnych dziedzinach fizyki i chemii. Brak zorganizowanej społeczności fizyków stanu ciekłego źle wpływa na rozwój tej gałęzi wiedzy. Zasadniczym zadaniem Sekcji będzie stymulowanie badań cieczy w szerokim zakresie i pomoc w organizowaniu konferencji naukowych. Program działania obejmuje następujące punkty:

1) mikroskopowa fizyka cieczy (mechanika statystyczna, symulacje komputerowe, laserowa spektroskopia optyczna, rozpraszanie neutronów),

2) mechanika cieczy (niestabilności, przejście do turbulencji, chaos),

3) ciecze reagujące chemicznie (procesy reakcji i dyfuzji w pobliżu równowagi i poza nią, zachowanie periodyczne i chaotyczne),

4) ciecze uporządkowane (fazy termotropiczne i liotropiczne, giętkie i półsztywne roztwory poliimerów),

5) półmakroskopowa materia chaotyczna (koloidy, przepływ przez ośrodki porowate, agregaty, granulaty, żele),

6) ośrodki rozproszone i ciecze nienewtonowskie.

Przewodniczącym Sekcji jest prof. S. Bratos z Uniwersytetu Piotra i Marii Curie w Paryżu.

*Europhys. News* 15, No 7 (1984)

B. W.

### Nagroda państwowa dla Ryszarda Sosnowskiego

Nagrody państwowe są na ogół przyznawane co 2 lata (w latach parzystych). Wobec tego, że w 1982 r. Rada Ministrów podjęła uchwałę o nie-

przyznawaniu wówczas nagród, Komitet Nagród Państwowych rozpatrywał teraz nie tylko nowe wnioski, lecz również wnioski z 1982 r.

Pośród fizyków jedynym laureatem był Ryszard Sosnowski (IPJ, Warszawa), który otrzymał nagrodę państwową I stopnia za „odkrycie nowych cząstek elementarnych w zderzeniach protonów”. Chodzi tu o odkrycie krótkożyjących mezonów  $D^+$  powstających w zderzeniach wiązek protonów i zaobserwowanie rozpadu  $D^+$  na wektorowy mezon  $K^*$  o masie 890 MeV. Badania prowadzące do tych odkryć zostały przeprowadzone w CERN-ie we współpracy fizyków z ośrodków Annecy, CERN, Collège de France, Dortmund, Heidelberg, Karlsruhe i Warszawy (por. także *Postępy Fizyki* 30, 365 (1979)).

Ryszard Sosnowski urodził się 5 stycznia 1932 w Białowieży. Zostawszy laureatem Olimpiady Matematycznej rozpoczął studia fizyki na Uniwersytecie Warszawskim. W 1960 r. uzyskał stopień doktora w zakresie doświadczalnej fizyki jądrowej. Habilitował się w 1964 r., został mianowany profesorem nadzwyczajnym w 1970 r., a profesorem zwyczajnym w 1977 r. W 1976 r. został wybrany na członka korespondenta Polskiej Akademii Nauk. W latach 1954—60 zajmował się badaniami w dziedzinie fizyki jądrowej niskich energii. Do jego najważniejszych osiągnięć zaliczyć tu należy badania podłużnej polaryzacji elektronów w rozpadzie beta jąder. Od 1959 r. prowadzi prace z fizyki cząstek elementarnych, rozwijając technikę komór pęcherzykowych. W 1962 r. inicjuje w Warszawie nowy kierunek badań dotyczących analizy oddziaływań wysokich energii z dużą krotnością cząstek wtórnych. Szczególnie istotne było dostrzeżenie korelacji między składową poprzeczną i podłużną pędu cząstek wtórnych w zderzeniach dużych krotności i wynikającej stąd możliwości tworzenia się rezonansów w tym typie zderzeń.

B. W.

### Jeszcze o SSC

Już trzeci raz informujemy (por. Kronika 2/84 i 6/84) o postępie projektów wielkiego akceleratora SSC (Superconducting Super Collider). Jest to niewątpliwie zamierzenie na wyjątkowo wielką skalę, które może odegrać przełomową rolę w rozwoju fizyki.

W lipcu 1984 odbyła się ważna konferencja

w Snowmass (Colorado) poświęcona zagadnieniu wymagań jakie SSC powinien spełniać aby możliwe najlepiej służyć realizacji zamierzonego programu badań. Jak podawaliśmy poprzednio, w akceleratorze SSC mają spotykać się dwie przeciwbieżne wiązki protonów o energii 20 TeV. Gęstość strumienia protonowego w każdej wiązce ma osiągać  $10^{23} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . W wyniku zderzeń proton-proton przy energii 40 TeV w układzie środka masy, w każdym zderzeniu będzie mogła nastąpić materializacja nowych cząstek o masie równoważnej energii 40 TeV. Brane są pod uwagę trzy wersje projektu, różniące się proponowanym obwodem pierścienia protonowego i natężeniem pola magnetycznego wytwarzanego przez prąd w uzwojeniach nadprzewodzących. Oczywiście, im mniejszy byłby obwód tym większe musiałyby być natężenie pola magnetycznego zakrzywiającego tory protonów. Oto parametry tych trzech wersji:

Wnioskodawca	Obwód [km]	Natężenie pola [T]
Berkeley i Brookhaven	90	6,5
Fermilab	113	5
4 uniwersytety w stanie Texas	163	3

Koszt urządzenia oceniony na ok. 3 mld dolarów (wg ich obecnej siły nabywczej) jest w przybliżeniu niezależny od wyboru którejkolwiek z trzech powyższych wersji, gdyż zwiększony koszt urządzenia wytwarzającego pole magnetyczne jest kompensowany oszczędnością związaną ze zmniejszeniem obwodu.

Wniosek rządowy o przyznanie pierwszych funduszy na prace wstępne miał być skierowany do Kongresu jeszcze w 1984 r. Jeśli sprawy budżetowe będą pomyślnie załatwione, to w ciągu najbliższych trzech lat powinna być ustalona lokalizacja, a całe urządzenie gotowe do podjęcia doświadczeń fizycznych w 1993 lub 1994 r.

Fizycy oczekują, że wyniki doświadczeń wykonanych przy użyciu SSC pozwolą rozstrzygnąć szereg otwartych obecnie zagadnień związanych z teorią oddziaływań elektroślabych. W warunkach powszechnie panujących w przyrodzie, oddziaływania elektromagnetyczne objawiają się w sposób bardzo odmienny od oddziaływań słabych. Oddziaływanie elektromagnetyczne są przekazywane przez fotony mające zerową masę spoczynkową, a oddziaływanie słabe — przez bozony wektorowe o masie

około 80—90 mas nukleonu. Dlatego siły elektromagnetyczne mają zasięg nieskończony a siły słabe zasięg rzędu  $10^{-18} \text{ m}$ . Według obecnych teorii między oddziaływaniami elektromagnetycznymi a oddziaływaniami słabymi istnieje, mimo pozornych różnic, głęboki związek. Kiedy energia oddziaływania znacznie przekracza wartość równoważną masie wektorowego bozonu pośredniego, zanikają różnice między oddziaływaniem wektorowych bozonów pośredniczących i fotonów. Oddziaływanie elektroślabe staje się wówczas symetryczne. Przy niższych energiach symetria ulega złamaniu.

SSC pozwoli, być może, na sztuczne wytworzenie warunków, w których wystąpi symetria elektroślaba. Zakłada się, że takie warunki istniały w ciągu pierwszych chwil po Wielkim Wybuchu. Zwrócono uwagę na pewną analogię między omawianą sytuacją fizyczną a stanem krytycznym materii. Jak wiadomo, np. woda w temperaturze 647 K pod ciśnieniem 218 atm osiąga stan, w którym zanikają różnice fazowe.

Obecnie odbywają się różne spotkania fizyków w celu przedyskutowania kwestii programu doświadczeń, które zamierza się wykonywać na SSC. W związku z propozycjami dotyczącymi tego programu wysuwane są dezyderaty co do konstrukcji i eksploatacji SSC, aby możliwie ekonomicznie i efektywnie szukać odpowiedzi na współczesne wątpliwości teorii.

Wśród problemów znajdujących się w polu uwagi fizyków wymienić można np. problem bozonu Higgsa (zaproponowanego przez Petera Higgsa z Edynburga). Jest to cząstka hipotetyczna, dotychczas nieobserwowana, według przyjętej teorii odgrywająca ważną rolę w łamaniu symetrii elektroślabej. Masa bozonu Higgsa jest nieznaną. W Berkeley odbyły się 3 seminaria teoretyczne, których tematem było kolejne rozważenie możliwości że: (a) że masa bozonu Higgsa przewyższa  $1 \text{ TeV}/c^2$ , (b) bozon Higgsa jest tworem złożonym z cząstek dotychczas nieznanymi, (c) masa bozonu Higgsa jest rzędu masy pośredniczących bozonów wektorowych. W przypadku (c), bozon Higgsa mógłby być odkryty w ciągu kilku najbliższych lat. Niektórzy teoretycy wyrażają wątpliwości co do istnienia bozonu Higgsa i proponują eksperymenty mogące być sprawdzianem licznych mechanizmów łamania symetrii. Jedna grupa teoretyków szuka możliwości odkrycia tzw. cząstek supersymetrycznych, co otworzyłoby rozległe nowe pole badań. Inna grupa pragnęłaby użyć SSC w celu sprawdzenia, czy cząstki takie jak kwarki i leptony rzeczy-

wiście nie mają struktury wewnętrznej (tak jak to się obecnie przyjmuje), czy też są cząstkami złożonymi.

Oczywiście SSC wraz ze swoim oprzyrządowaniem (detektorami itp.) nie może być maszyną uniwersalną, po prostu ze względów technicznych i budżetowych. Na przykład, nie wiadomo jaka będzie decyzja w sprawie propozycji, aby jedną z dwóch wiązek protonowych można było wyprowadzać z pierścienia i kierować na tarczę stałą (tj. spoczywającą w układzie laboratorium). Neutrino i miony wytwarzane w tej stałej tarczy miałyby być kierowane na drugą tarczę stałą. Bardzo ważne są kwestie, jakie mają być detektory, ich ustawienie, kąty bryłowe obejmowane przez nie itp.

*Sci. Am.* 251, No 2 (1984)

B. W

### VIII Seminarium Fizyki Powierzchni w Karpaczu

W dniach 15—19 maja 1984 r. odbyło się w Karpaczu VIII Międzynarodowe Seminarium Fizyki Powierzchni zorganizowane, jak poprzednie, przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego. Funkcję dyrektora Seminarium pełnił doc. Jerzy Czyżewski, a sekretarza naukowego — dr Ryszard Błaszczyszyn.

W Seminarium udział wzięło 102 uczestników, w tym 14 z zagranicy: z Czechosłowacji, Kanady, Francji, NRD, Szwajcarii, Szwecji, Wielkiej Brytanii i ZSRR.

Z polskich placówek naukowych, zajmujących się fizyką i chemią powierzchni, reprezentowane były: Instytut Matematyki i Fizyki ATR w Bydgoszczy, Instytut Fizyki PŚ w Gliwicach, Instytut Fizyki WSP w Kielcach, Instytut Chemii oraz Instytut Fizyki UMCS w Lublinie, Instytut Materiałoznawstwa i Technologii Metali PŁ, Instytut Fizyki WSP w Opolu, Instytut Fizyki UMK w Toruniu, Centrum Badań Kosmicznych PAN w Warszawie, Instytut Chemii Fizycznej oraz Instytut Fizyki PAN w Warszawie, Instytut Fizyki PWR, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu, Instytut Fizyki WSP w Zielonej Górze.

Podczas Seminarium wygłoszono 14 referatów, w których przedstawiono m. in. następujące problemy: emisja polowa z powierzchni metali czystych i powierzchni pokrytych adsorbentem, oddziaływanie helu z powierzchnią metalu, ewolucja substratów metalowych pod wpływem różnych czynników fizycznych, wpływ stanów powierzchniowych na

procesy adsorpcji tlenu, pojęcie międzypowierzchni, oddziaływanie sprężyste defektów z międzypowierzchnią i rzeźbą powierzchni i wreszcie problemy związane z różnymi metodami eksperymentalnymi, jak anihilacja pozytonów, spektroskopia elektronów Augera, zastosowanie wiązek molekularnych.

Prezentowano także 52 komunikaty, w tym 26 w formie plakatów. Tematyka komunikatów dotyczyła zjawisk powierzchniowych metali, półprzewodników oraz układów złożonych. Podano szereg interesujących wyników doświadczalnych uzyskanych różnymi metodami fizyki powierzchni. Prace teoretyczne dotyczyły m. in. oddziaływań na powierzchni, stanów powierzchniowych oraz wpływu silnego pola elektrycznego na niektóre zjawiska powierzchniowe. Przedstawiono także oryginalne rozwiązania konstrukcyjne pewnych urządzeń do badania powierzchni ciał stałych (np. cylindrycznego analizatora zwierciadlanego CMA, opracowanego przez A. Grzeszczaka, S. Kaszczyszyna i Z. Siderskiego z Wrocławia).

Materiały Seminarium będą opublikowane w specjalnym tomie *Acta Universitatis Wratislaviensis*. Następne, IX Seminarium, zaplanowane jest na maj 1985 r.

*Ryszard Błaszczyszyn*

### VI Mała Szkoła Fizyki w Zakopanem

W dniach od 12 do 17 czerwca 1984 r. odbyła się w Zakopanem VI Mała Szkoła Fizyki. Termin „mała” powstał przez zestawienie tej szkoły z XXIV Zakopiańską Szkołą Fizyki Teoretycznej, która odbywała się w Zakopanem w tym samym czasie.

Szkoła była zorganizowana przez Instytut Fizyki UJ i częściowo finansowana przez Uniwersytet Jagielloński (dojazd, noclegi i diety). Przeznaczona była dla uczniów klas fizycznych uniwersyteckich (I LO i V LO w Krakowie) oraz dla zainteresowanych fizyką uczniów innych szkół (II LO i III LO w Krakowie oraz LO w Myślenicach).

W szkole wzięło udział: dwoje uczniów klas II, czworo z klas III, dziesięcioro z klas IV oraz trzech studentów I roku fizyki UJ, „weteranów” poprzednich szkół. Po raz pierwszy na tego typu szkole zgromadzono młodzież z różnych szkół oraz w różnym wieku i stopniu zaawansowania w fizyce i matematyce. Chodziło o wdrażanie młodzieży do wzajemnego kształcenia się, by starsi nauczyli się pomagać młodszemu. Często łatwiej jest poprosić



o wyjaśnienie starszego kolegę niż nauczyciela czy wykładowcę. Wydaje się, iż w przypadku ostatniej szkoły pomysł zdał egzamin.

Młodzież była zakwaterowana w domach UJ, „Mossakówce” i „Lonce”. Zajęcia odbywały się (już to w „Świerku”, już to w „Mossakówce”) rano od 10 do 13, po południu od 15 do 18 oraz wieczorami. Zajęcia składały się z wykładów gości, uczestników XXIV Zakopiańskiej Szkoły Fizyki Teoretycznej, seminariów uczniowskich oraz z ćwiczeń z komputerem. Uczniowie wysłuchali następujących wykładów:

prof. M. Mięśowicz (AGH) — czy czyste badania poznawcze z fizyki mogą prowadzić do zastosowań? Historia pewnego fizyka;

doc. H. Aródz (UJ) — Wprowadzenie do teorii monopoli magnetycznych;

uczeń M. Kwieciński (II LO) — Monopole magnetyczne, ewidencja doświadczalna;

mgr K. Heller (UJ) — Wprowadzenie w świat cząstek elementarnych,

prof. Chan Hong Mo (Rutherford Lab.) — Kazimierz Conference 1984 — summary,

dr M. Začhara (IFJ) — O przyspieszaniu cząstek: DESY, CERN;

dr M. Turała (IFJ) — Nowości w detekcji cząstek;

prof. T. Romanowski (Ohio Univ.) — Neutrino physics;

mgr B. Stec (UJ) — O symetriach i prawach zachowania;

prof. K. Zalewski (IFJ) — O symetrii parzystości;

uczeń A. Sitarz (II LO) — O niezachowaniu CP;

uczeń J. Czyżewski (I LO) — O rozpadzie protonu;

dr P. Malecki (IFJ) — O stałych bezwymiarowych i co z tego może wynikać;

prof. J. Rayski (UJ) — O początku Wszechświata; uczniowie T. Sendyka, A. Bożek i W. Piasecki (V LO) — Wprowadzenie do fizyki statystycznej. Funkcje rozkładu dla gazu doskonałego, modelu kryształu, ferromagnetyka;

dr K. Sokalski (UJ) — Zmiana skali jako narzędzie fizyki statystycznej;

dr J. Karczmarczyk (UJ — Droga do bałaganu (z demonstracjami komputerowymi);

uczennica B. Rudy (III LO) — Dyskusja na temat: historia fizyki a historia powszechna.

Seminaria uczniowskie przygotowane były bardzo starannie i z dużym nakładem pracy. Uderzała dojrzała forma referowania. Mała Szkoła wykazała, że o rzeczach trudnych i nowych można wykladać

jasno i zrozumiale już na poziomie szkoły średniej. Pytania stawiane przez uczniów świadczyły o znacznym zrozumieniu wykładów. Większość z uczestników Szkoły wykazała się biegłą znajomością języka angielskiego; uczniowie nie mieli trudności ani w rozumieniu wykładów, ani w prowadzeniu dyskusji.

Seminarium historyczne pokazało, przynajmniej u części uczestników Szkoły, niezłą orientację w historii. Uczniowie wyrazili chęć uczestnictwa w następnych szkołach. Gdybyśmy na podstawie małej 19-osobowej próbki mieli sobie wyrobić opinię o naszej młodzieży i w związku z tym o prognozach na przyszłość (fizyki i techniki), byłaby to opinia optymistyczna.

*Zofia Gołab-Meyer*

### Konferencja ekologiczna

W dniach 20—26 maja 1984 r. odbyła się w Teheranie międzynarodowa konferencja „First International Conference on the Impact of Oil Spill in Persian Gulf” zorganizowana przez Uniwersytet Teherański. W Konferencji uczestniczyło ok. 100 naukowców z 23 krajów oraz przedstawiciele organizacji międzynarodowych UNESCO, UNEP, ROMPE i CAOCMAO. Z Polski udział wzięli: prof. A. Śliwiński, dr B. Linde i mgr S. Łętowski z Uniwersytetu Gdańskiego oraz mgr K. Siedlak i mgr S. Poczopko z Przedsiębiorstwa Geodezji i Kartografii ze Szczecina. Podczas Konferencji wygłoszono 48 referatów. Przedstawiono prace z zakresu ekologii nieco w szerszym zakresie niż wynikałoby to z tematu Konferencji. Obok znacznej liczby ściśle specjalistycznych referatów, przedstawionych głównie przez naukowców z Europy, były referaty opisowe dotyczące głównie ekonomicznych oraz historio-filozoficznych aspektów ochrony środowiska. Przedstawiciele z Gdańska wygłosili dwa referaty: „Capillary wave attenuation on water surface coated with monolayers of oil derivation substances” oraz „Kinetics of photooxidation process of oil derivatives pollutants in the sea water and its dependence on the light illumination spectrum”, przedstawiciele ze Szczecina: „Detection of oil slicks in harbour waters by means of multispectral aerial photography” oraz „Monitoring system of coastal waters and remote sensing of oil spill”.

Podczas Konferencji odbyła się również wy-



jazdowa sesja naukowa zorganizowana przez Uniwersytet w Rasht na temat ochrony wód laguny Anzali przed zanieczyszczeniami.

Polscy uczestnicy stwierdzili, że na tle dokonanego podczas Konferencji przeglądu prac prowadzonych na świecie w dziedzinie ochrony wód przed zanieczyszczeniami ropopochodnymi, prace prowadzone o tej tematyce w Polsce należy ocenić jako aktualne.

*Stanisław Zachara*

#### **W dziesiątą rocznicę śmierci Theodora Förstera**

Dziesięć lat temu, 20 maja 1974 r., zmarł nagle prof. Theodor Förster, światowej sławy fizyko-chemik, odkrywca ekscimerów, autor prac o podstawowym znaczeniu w fotoluminescencji i fotochemii. Urodził się 15 maja 1910 r. w Frankfurcie nad Menem. Doktoryzował się na Uniwersytecie w Frankfurcie w wieku 23 lat u E. Madelunga na podstawie pracy „Polaryzacja elektronów przez odbicie”. Habilitował się w 1940 r. na Uniwersytecie w Lipsku („Wzajemne oddziaływanie wiązań na atomie węgla”). W wieku 32 lat zostaje profesorem zwyczajnym. Jest jednym z nielicznych fizyków teoretyków, którzy wywarli ogromny wpływ na rozwój chemii, w szczególności fotochemii. Po wojnie pracował w Instytucie Chemii Fizycznej Maxa Plancka w Getyndze (1947—51) i w Uniwersytecie w Stuttgarcie (1952—74). Jest autorem ciągle jeszcze aktualnej monografii wydanej w 1951 r. (*Fluoreszenz organischer Verbindungen*). Opracował teorię bezpromienistego rezonansowego przenoszenia energii wzbudzenia między jednakowymi oraz różnymi molekułami w izotropowych ośrodkach skondensowanych. Zjawisko to ma podstawowe znaczenie w układach naturalnych i sztucznych, m. in. pełni ważną rolę w procesie fotosyntezy, w przekazywaniu informacji w DNA, w zwiększeniu efektywności optycznych generatorów kwantowych itp. W 1954 r. odkrył istnienie ekscimerów w roztworach luminezujących, tzn. asocjacje molekuł wzbudzanych z molekułami w stanie podstawowym.

Jest autorem około 75 prac — przeważnie wytyczających drogę całemu kierunkowi badań. W 1972 r. został wyróżniony medalem Finsena przez Międzynarodowy Komitet Fotobiologiczny za pionierskie prace w dziedzinie fizykochemii molekuł wzbudzonych.

*Alfred Kawski*

#### **Z dyskusji o zasadach finansowania placówek PAN**

Obowiązujące zasady finansowania instytutów badawczych budzą niepokój pracowników nauki i dyskusja nad tymi sprawami nie wygasa. W zeszycie 5/83 *Nauki Polskiej* ukazała się wypowiedź Jerzego Jankowskiego „Uwagi o zarządzaniu i finansowaniu placówek Akademii”, w której Autor wysuwa, w odniesieniu do instytutów PAN, propozycje pewnych drobnych posunięć, które mogłyby nieco poprawić sytuację. Na ogół nie są to myśli nowe (jak np. propozycje konstruowania aparatury przez instytuty naukowe czy przekazywania instytutom części dewiz zarobionych przez pracowników będących na kontraktach zagranicznych), niemniej warte są przypomnienia. Bardzo też niepokojąca jest sprawa niewłaściwego ustawienia Funduszu Aktywizacji Zawodowej w instytutach naukowo-badawczych.

*Nauka Polska* 31, No 5 (1983)

*B. W.*

#### **Publikacje prac studenckich**

W wielu wyższych uczelniach na świecie wymaga się, aby student ubiegający się o pierwszy stopień naukowy przedstawił samodzielną pracę. Istotne jest, aby student wykazał inicjatywę w zakresie zaplanowania i przeprowadzenia eksperymentu lub rozwiązania jakiegoś fragmentu zagadnienia teoretycznego, a nie trzymał się wiernie instrukcji, jak na pierwszych latach studiów. Niekiedy praca może zawierać oryginalne elementy odkrywcze, ale nie jest to konieczne.

*European Journal of Physics* publikuje od pewnego czasu takie prace, których autorem czasem jest sam student, a czasem student wraz ze swym opiekunem dydaktycznym. Redaktor naczelny tego czasopisma, G. W. Series, zaprasza do nadsyłania tego rodzaju prac. Kryteria ich oceny oparte będą nie na ich wartości jako oryginalnych prac badawczych ale na tym, czy świadczą one o zdolności studenta do posługiwania się własną wyobraźnią i inicjatywą.

*Eur. J. Phys.* 4, No 4 (1983)

*B. W.*

#### *Classical and Quantum Gravity*

Brytyjski Instytut Fizyki rozpoczął w styczniu 1984 wydawanie nowego czasopisma *Classical and Quantum Gravity*. Jest to dwumiesięcznik publi-

Wijący prace z teorii grawitacji, geometrii, teorii pól, kosmologii i supergravitacji. Te dziedziny wchodziły przedtem w zakres *Journal of Physics A: Mathematics and General*.

*Phys. Today* 37, No 6 (1984)

B. W.

**J. Groszkowski**  
(1898—1984)

Dnia 3 sierpnia 1984 r. zmarł Janusz Groszkowski, emerytowany profesor Politechniki Warszawskiej, inicjator polskich badań w dziedzinie elektroniki i techniki wysokiej próżni. Jego monografia *Technika Wysokiej próżni* weszła do literatury światowej, a jego trwałym wkładem w roz-

wój elektroniki jest nieliniowa teoria generacji i stabilizacji drgań.

Groszkowski był członkiem Akademii Nauk Technicznych, Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, Polskiej Akademii Nauk i w latach 1963—71 jej prezesem, doktorem *honoris causa* Politechniki Warszawskiej, Gdańskiej i Łódzkiej oraz członkiem wielu zagranicznych akademii nauk i towarzystw naukowych. Miał wielkie zdolności dydaktyczne. Z jego szkoły wyszło wielu wybitnych elektroników, którzy obecnie kierują badaniami w wyższych uczelniach i instytutach resortowych. Cieszył się powszechnie uznawanym autorytetem zarówno zawodowym, jak i moralnym.

B. W

## KALENDARZ IMPREZ

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

### KONFERENCJE 1985

15—19 kwietnia 1985, Karpacz

**9th Polish Seminar on Exoelectron Emission and Related Phenomena.** IFT Uniwersytetu Wrocławskiego. Prof. Bogdan Sujak, IFD U.Wr., ul. Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

Z: 85. 04. 01, P, U: 60, ang., O: około 5000 zł.

23—30 maja 1985, Szczyrk

**Identification of Defects in Semiconductors,** Instytut Fizyki PAN. Prof. J. Auleytner, IF PAN, Al. Lotników 46, 02-668 Warszawa, tel. 43-60-34.

ang.

17—19 września 1985, Gdańsk

**VI Krajowa Konferencja Miernictwa Elementów Półprzewodnikowych i Układów Scalonych.** Naukowo-Produkcyjne Centrum Półprzewodników CEMI. Dr J. Kuchta, ITE Pol. Gd., ul. Majakowskiego 11/11, 80—952 Gdańsk, tel. 47-17-79.

Z: 84. 12. 31, A: 84. 11. 15, O: 4000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

19—22 września 1985, Gołławice k/Warszawy

**Ogólnopolska Konferencja „Kryształy Molekularne 85”.** Instytut Fizyki PAN. Prof. Jerzy Prochorow, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa.

P, U: 100.

13—26 kwietnia 1985, Zakopane

**XX Int. School on Physics.**

Part 1 (13—19.4): Selected Topics in Nuclear Physics — Exotic Nuclei, States and Methods. R. Broda, IFJ, ul. Radzikowskiego 152, 31—342 Kraków, tel. 37-02-22.

Part 2 (20—26.4): Nuclear Methods in Condensed Matter Studies. J. Bara, IF UJ, ul. Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel. 33-63-77.

23—30 maja 1985, Szczyrk

**7th International Summer School „Defects in Crystals”,** Instytut Fizyki PAN. Prof. J. Auleytner, IF PAN, Al. Lotników 46, 02-668 Warszawa, tel. 43-60-34.

P, U: 150, ang.

9—15 czerwca 1985, Jaszowiec

**Międzynarodowa Szkoła Fizyki Związków Półprzewodnikowych — Jaszowiec 85.** IF PAN. Doc. J. Kossut, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43-56-26.  
P, U: 200, ang., O: 9800 zł (włącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

19—26 września 1985, Ustroń Zawodzie

**Quantum Optics — 6th International School on Coherent Optics,** Instytut Fizyki PAN, doc. A. Kujawski, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-67-04.  
P, U: 180, ang., O: ok. 12 000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 24.—

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

## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty czasopisma*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 240.—  
rocznie zł 480.—

Prenumeratę krajową przyjmuje się:

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

Instytucje i zakłady pracy zamawiają prenumeratę w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych lub u doręczycieli. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach lub u doręczycieli.

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

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

### Information for subscribers

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

## SPIS TREŚCI

L. A. Lugiato — Bistabilność optyczna (Ilum. Bożena i Roman Sobolewscy) . . . . .	3
RÓŻNE	
A. Hrynkiewicz, A. Szytuła — Stulecie skroplenia składników powietrza . . . . .	41
WSPOMNIENIA—ROCZNICE	
J. Pniewski — Warszawskie środowisko fizyków okresu międzywojennego . . . . .	51
NOWOŚCI NAUKOWE	
A. Sandacz — W poszukiwaniu oscylacji neutrin . . . . .	63
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	
RECENZJE . . . . .	85
KRONIKA . . . . .	89

## CONTENTS

L. A. Lugiato — Optical bistability . . . . .	3
MISCELLANEA	
A. Hrynkiewicz, A. Szytuła — Centenary of the Liquefaction of Air Components . . . . .	41
RECOLLECTIONS—ANNIVERSARIES	
J. Pniewski — The Community of Warsaw Physicists in the Interwar Period . . . . .	51
SCIENTIFIC NEWS	
A. Sandacz — Searches for Neutrino Oscillations . . . . .	63
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	81
REVIEWS . . . . .	85
CHRONICLE . . . . .	89