
PTF

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

TOM 33
ZESZYT 1—2
1982

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr EWA SKRZYPCZAK
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr WŁODZIMIERZ ZYCH

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK
Mgr WANDA KAMIŃSKA
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*
Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)
Doc. dr JACEK DWORAKOWSKI (*Częstochowa*)
Prof. dr JÓZEF HELDT (*Gdańsk*)
Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)
Dr MAREK ŻRAŁEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ (*Kraków*)
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)
Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (*Łódź*)
Doc. dr hab. DANUTA TOKAR (*Opole*)
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (*Poznań*)
Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (*Rzeszów*)
Dr JERZY MAJSZCZYK (*Szczecin*)
Prof. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)
Doc. dr ŁUKASZ A. TURSKI (*Warszawa*)
Prof. dr hab. JAN MOZRZYMAS (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoza 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 33, ZESZYT 1—2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1982

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Marek Szczekowski, Barbara Wojtowicz

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

Korespondenci Oddziałów PTF

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

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 1a

Nakład 2060+90 egz. Ark. wyd. 9,0. Ark. druk. 6²³/₁₆+7 wkł. Papier druk. sat. kl. IV 70×100, 71g. Oddano do składania w październiku 1981. Podpisano do druku w lipcu 1982. Druk ukończono w sierpniu 1982. Zam. 542/81. Cena zł 80.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13:

Andrzej Klonkowski *

Arbeitsgruppe Glas
Lehrstuhl für Glas u. Keramik
Technische Universität Clausthal
RFN

O szkle w kilku aspektach

Glass in Some of its Aspects

Abstract: The covalent bonds which possess directional properties play a vital role not only in the structure of organic polymers but also in inorganic glasses. The glass transition has no thermodynamic character. The band theory with the aid of a relatively simple model explains electric and some optical effects in amorphous (glassy) semiconductors. Some effects which exist exclusively in amorphous materials e.g. in mixed alkali or spin glasses, are also discussed.

1. Struktura i termodynamika szkła

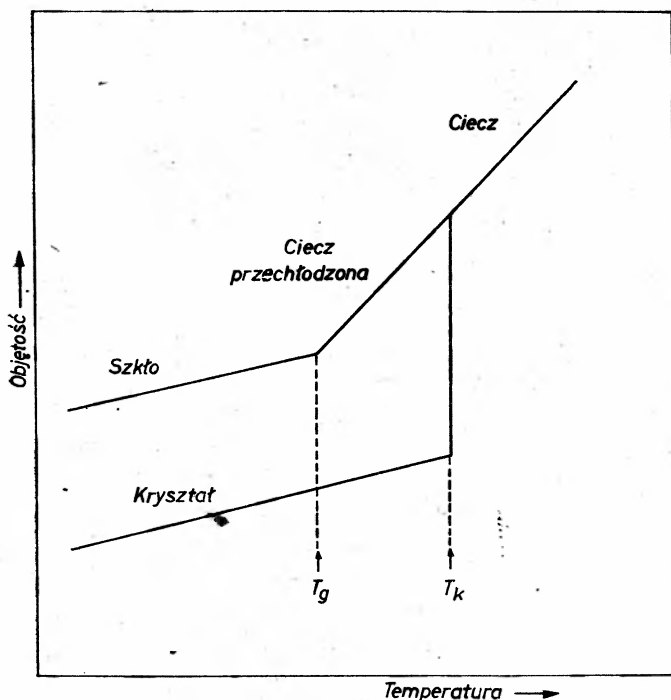
Ciało amorficzne jest z definicji materiałem wykazującym brak okresowo powtarzającego się ułożenia jednostek strukturalnych. Chodzi tu przede wszystkim o brak okresowego występowania tych jednostek na obszarze, którego wymiary przekraczają kilkakrotnie rozmiar odpowiedniej jednostki strukturalnej [1]. Jako przykład może posłużyć krzemionka amorficzna SiO_2 , której struktura przypomina bezładnie powiązaną sieć przestrzenną, składającą się jednak z regularnych jednostek strukturalnych $[\text{SiO}_4]$ o kształcie tetraedru (patrz rys. 1).

Synonimem terminu „ciało amorficzne” będzie „szkło”. Ten ostatni termin, najczęściej występujący w literaturze, zastrzega się zwykle dla materiałów otrzymywanych przez raptowne chłodzenie lub gwałtowną kompresję cieczy, zwanej wytopem. Nie odgrywa tu roli ani skład chemiczny wytopu, ani przedział temperatury, w którym zachodzi zestalenie wytopu [2]. Właśnie materiały szkliste (szkła) będą przedmiotem tego artykułu.

Istnieją poważne wątpliwości dotyczące uznania szkła za ciało stałe. Niektóre bowiem jego własności są charakterystyczne dla cieczy, jak chociażby wspomniany już brak ładu w usytuowaniu grup strukturalnych, płynięcie szkła pod wpływem długotrwałego działania naprężeń ścinających oraz duży przedział zmienności składu szkła. Trzeba się więc zgodzić na to, że szkło zajmuje pewną szczególną pozycję pomiędzy ciałem stałym a cieczą i nie

* Stały adres: Instytut Fizyki, Politechnika Gdańska, Gdańsk.

transformacji szkła. Po obniżeniu temperatury wytopu poniżej tego zakresu, gdy lepkość osiągnie wartość powyżej $1 \text{ TPa} \cdot \text{s}$, otrzymuje się w końcu szkło. Na rys. 3 widać na ile odmienny jest przebieg omawianej zależności dla szkła, w porównaniu z taką samą zależnością ilustrującą przebieg wolniejszego chłodzenia, w czasie którego następuje krystalizacja.

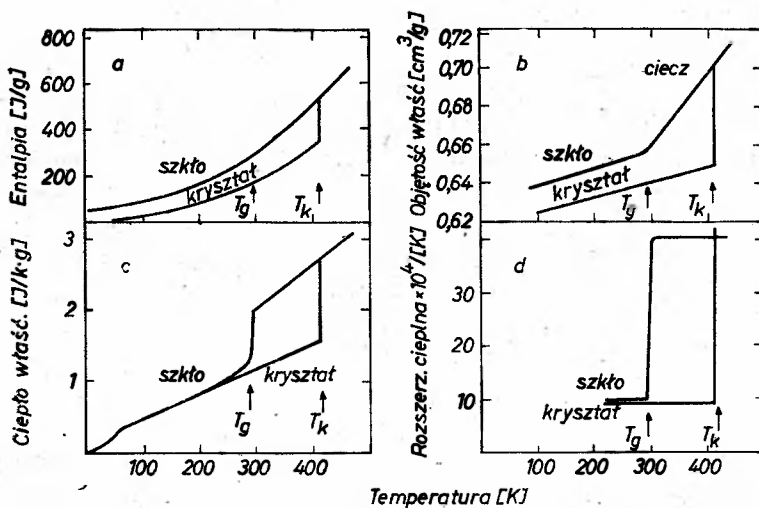


Rys. 3. Nieciągła zmiana objętości właściwej w punkcie T_k w czasie powolnego chłodzenia cieczy (wytopu) odpowiada krystalizacji, czyli uporządkowaniu struktury wewnętrznej ciała. Proces porządkowania nie zachodzi w temperaturze transformacji szkła T_g . Ma tu miejsce jedynie „zamrożenie” struktury cieczy raptownie schłodzonej

Pierwsze pochodne potencjału termodynamicznego Gibbsa G , jak objętość V , czy entalpia H , nie wykazują nieciągłości w punkcie T_g w czasie gwałtownego obniżania temperatury wytopu. Przedstawiono to na rys. 4a i 4b, gdzie dla porównania narysowano jeszcze krzywą zależności pierwszych pochodnych G od temperatury T dla przejścia ciecz–kryształ. Nieciągłości tych zależności w punkcie krzepnięcia świadczą, że krystalizacja jest przemianą fazową I rodzaju¹, w odróżnieniu od przejścia do stanu szkła, które nią nie jest.

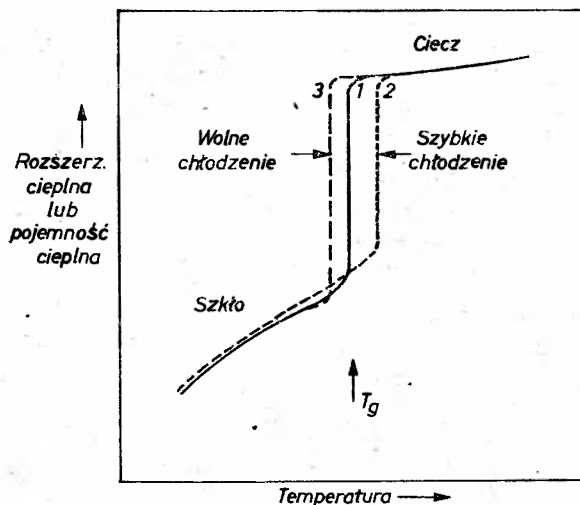
Drugie pochodne potencjału termodynamicznego Gibbsa, jak cieplna rozszerzalność objętościowa α , ściśliwość K , a także pojemność cieplna C_p , wykazują nagłą zmianę

¹ Termodynamika rozpatruje zrównoważone przemiany fazowe, tzn. takie, które zachodzą w warunkach równowagi fazowej. Wśród tych przemian rozróżnia się przemiany fazowe I i II rodzaju w zależności od tego, która pochodna potencjału termodynamicznego Gibbsa jest nieciągła w punkcie przejścia [7].



Rys. 4. Na przykładzie gliceryny, którą schładzano, widać, że przejście do stanu szkła nie jest przemianą fazową I rodzaju. Taką przemianą jest oczywiście krystalizacja (patrz wykresy a i b). Natomiast wykresy na rys. c i d sugerują pozornie, że przejście do stanu szkła jest przemianą II rodzaju. Bliższe wyjaśnienia w tekście

(nieciągłość) w temperaturze transformacji szkła, co przedstawiono na rys. 4c i 4d. Z tego można by wnioskować, że przejście do stanu szkła jest przemianą fazową II rodzaju. Na takie stwierdzenie nie pozwala fakt, że szybkość chłodzenia wpływa na wartość temperatury transformacji szkła. Rys. 5 ilustruje ten fakt; gdy chłodzenie jest nagłe, nieciągła zmiana α lub C_p zdarza się w wyższej temperaturze, a przy bardzo wolnym chłodzeniu



Rys. 5. Wykres zależności zmian wielkości termodynamicznych, które są drugimi pochodnymi potencjału termodynamicznego Gibbsa od temperatury. Widać, że punkt nieciągłości T_g zależy od szybkości chłodzenia wytopu. Ten fakt eksperymentalny nie pozwala uznać przejścia do stanu szkła za przejście o charakterze termodynamicznym

temperatura T_g dość znacznie się obniża. Tak więc, dla danej substancji T_g nie przyjmuje tylko jednej wartości.

Przejścia fazowe związane są ze zmianami strukturalnymi, które zachodzą w warunkach równowagi i dlatego temperatura tych przejść jest niezależna od historii cieplnej układu. Przejście do stanu szkła nie ma więc charakteru przejścia termodynamicznego. Przejście to ma naturę kinetyczną [8]. Przejawia się ono jako nagły spadek wartości drugich pochodnych potencjału termodynamicznego Gibbsa tylko dlatego, że nie można praktycznie prowadzić procesu chłodzenia cieczy na tyle powoli, by pozwolić jonom i atomom na zajęcie właściwych im położzeń równowagi.

2. Elektrycy i jony w szkle

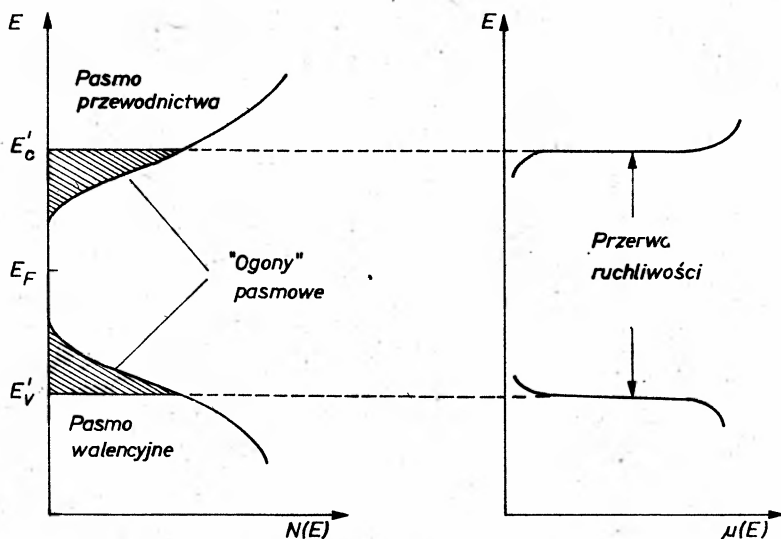
W odróżnieniu od półprzewodników krystalicznych, własności elektryczne szkieł półprzewodnikowych nie zależą silnie od ich składu [9]. Opracowany dla tych szkieł model pasmowy [10, 11] wyjaśnia oprócz przewodnictwa elektrycznego, również sprawę przezroczystości szkła w pewnym zakresie widma elektromagnetycznego. Przezroczystość w jakimś zakresie widma świadczy według tego modelu o tym, że kwanty energii świetlnej z tego zakresu nie posiadają dostatecznej energii, aby spowodować przejście elektronów przez przerwę energetyczną [12]. Istnienie modelu pasmowego dla półprzewodników amorficznych wcale nie oznacza, że można stosować do ciał o strukturze bezładnej teorii Blocha, Peierlsa i Wilsona. Nie stosuje się jej z zasadniczej przyczyny — ciała te nie powodują ostrych braggowskich odbić fal elektronowych.

Szklą są bez wątpienia najważniejszymi materiałami optycznymi, a mimo to zrozumienie ich własności optycznych w oparciu o współczesną teorię elektronową jest nadal nieporównanie mniejsze niż dla kryształów. Brak symetrii translacyjnej w budowie wewnętrznej szkła nie pozwala wektorowi falowemu k spełniać roli liczby kwantowej przy opisie zjawisk optycznych [13], gdyż niepewność w oznaczeniu liczby kwantowej k jest niestety tak duża, że można ją porównać z rzędem wielkości tej liczby [14].

Brak okresowości w budowie wewnętrznej szkła nie powoduje takiego „skrępowania” strukturalnego, jakie jest charakterystyczne dla kryształów. Tak więc, tylko dzięki wielu stopniom swobody w budowie szkła, istnieją w nim możliwości osiągnięcia takich ciekawych lokalnych efektów strukturalnych, które są albo niezwykle trudne, albo wręcz niemożliwe do uzyskania w kryształach [15]. Do takich należy opisany w tym artykule tzw. mieszany efekt alkaliczny (*mixed alkali effect*). Innym przykładem jest szkło spinowe, charakteryzujące się brakiem orientacji spinów. Takie szkło jest stopem dwuskładnikowym, w którym składnik magnetyczny występuje w dużym rozcieńczeniu (np. CuMn, czy AuFe). Te materiały są ciekawe dla badaczy ze względu na ich zachowanie się w temperaturze krzepnięcia. I tak, zmiany statycznej podatności magnetycznej (lub rozszczepienia Mössbauera) z temperaturą, sugerują, że zachodzi w nich przemiana fazowa. Inne natomiast, jak magnetyczne ciepło właściwe lub oporność elektryczna w funkcji temperatury, nie wskazują żnowu na taką przemianę [16]. Być może ostry wierzchołek na wykresie podatności magnetycznej w funkcji temperatury świadczy o nowym rodzaju przemiany fazowej zachodzącej w szkle spinowym [17].

2.1. Zjawiska elektryczne

Model pasmowy szkła półprzewodzącego zilustrowano na rys. 6. widać na nim wyraźnie brak „ostrych” krawędzi zarówno w pasmie walencyjnym, jak i przewodnictwa. Zamiast nich występują tzw. „ogony” pasm. W miejscach pasm o mniejszej gęstości stanów $N(E)$ pojawiają się krytyczne wartości energii, przy których skokowo zmienia się wartość ruchliwości nośników prądu o około trzy rzędy wielkości (patrz rys. 6). Z tego powodu, te dwie wartości energii, oznaczone na tym rysunku jako E'_c i E'_v , zwie się krawędziami ruchliwości. Zgodnie z kryterium Andersona [18] krawędzie te ostro rozdzielają w pasmach stany zdelocalizowane (rozciągłe) od zlokalizowanych. Stany zlokalizowane



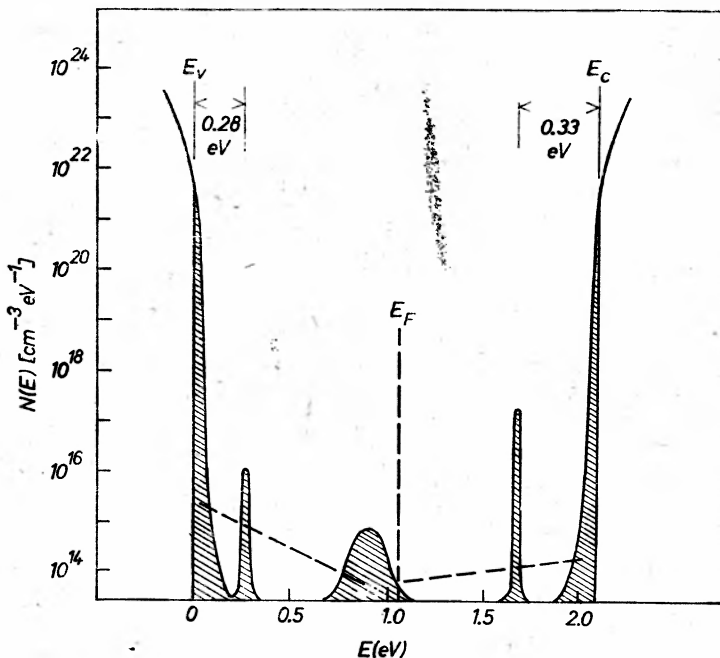
Rys. 6. Na modelu pasmowym półprzewodnika amorficznego (lewa część rysunku) wyraźnie zaznaczono przez zakreślenie „ogony” pasm obsadzone przez stany zlokalizowane. Z prawej strony rysunku pokazano, jak w sposób nieciągły zmienia się ruchliwość nośników prądu w takim materiale ze zmianą ich energii. Ze względu na skokowe zmiany ruchliwości dla wartości energii E'_c i E'_v , odpowiadające im punkty na wykresie wyznaczają tak zwane krawędzie ruchliwości, a różnica energii między nimi jest przerwą ruchliwości E_g

w przestrzeni przypominają płytkie stany domieszkowe w półprzewodnikach, np. stany zajęte przez piąty elektron atomów fosforu w krzemie domieszkowanym fosforem.

W zasadzie opisano powyżej model „szkła doskonałego”, a więc szkła o własnościach odmiennych w porównaniu ze szkłem rzeczywistym. W rzeczywistych, półprzewodzących materiałach szklanych, za pochodzenie głęboko leżących w przerwie energetycznej stanów zlokalizowanych odpowiedzialne są wiązania zerwane lub typu *dangling*² oraz luki —

² Wiązanie typu *dangling* zawiera jeden niesparowany elektron na orbicie. Ten elektron nie powoduje jednak wystąpienia efektów paramagnetycznych, czy też elektronowego rezonansu spinowego w szkłe, np. chalcogenkowym. Na przykład, takie wiązanie powstanie, gdy w sieci znajdzie się atom germanu o liczbie koordynacyjnej równej 3. Wtedy każdy dodatkowy elektron wprowadzony wraz z domieszką zostanie schwycony przez taki defekt, a więc będzie stracony w ten sposób dla przewodnictwa [20, 21].

atomy niemostkujące albo końce łańcuchów. Te defekty strukturalne wcale nie zakłócają porządku w bliskim otoczeniu. Mają one jedynie swoje odbicie w rozkładzie stanów w przerwie energetycznej. Właśnie na rys. 7 przedstawiono bardziej rzeczywisty rozkład stanów przykładem jest tutaj rozkład stanów w amorficznym selenie [19].

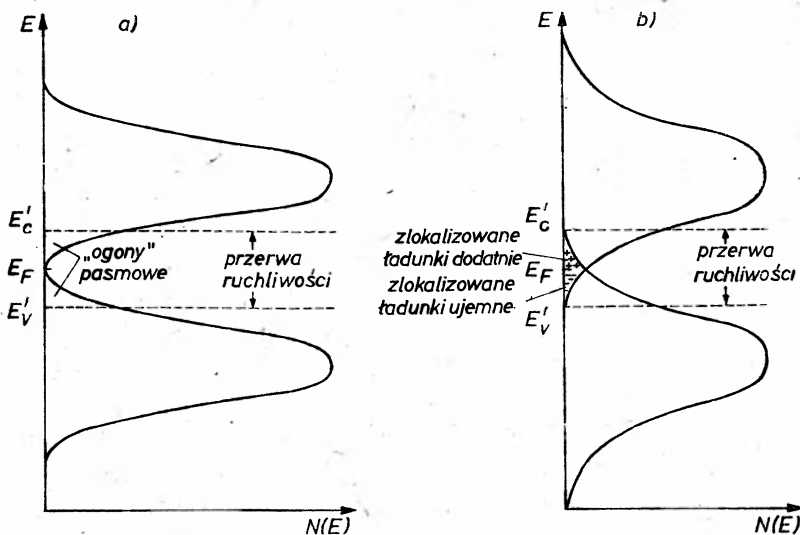


Rys. 7. Rozkład gęstości stanów w amorficznym selenie. Powyżej 0,28 eV od krawędzi ruchliwości pasma walencyjnego oraz poniżej 0,33 eV od krawędzi ruchliwości pasma przewodnictwa ulokowały się dwa bardzo wąskie pasma stanów zlokalizowanych. Oprócz tego jest jeszcze jedno pasmo ze stanami zlokalizowanymi w pobliżu poziomu Fermiego E_F

Model pasmowy półprzewodników amorficznych przewiduje wystąpienie dwóch sposobów transportu ładunków. I tak, dla elektronów tuż nad E'_c (oraz dla dziur tuż pod E'_v) na mechanizm transportu wywierają duży wpływ właściwe szkła chaotycznie potencjały oraz zmienne odległości międzyatomowe. W przypadku elektronów średnia droga swobodna tuż nad E'_c jest zbliżona do średnich odległości międzyatomowych z powodu dużego stopnia bezładności strukturalnego, a ruchliwość tych nośników ładunku jest bardzo zredukowana w porównaniu z ruchliwością w kryształach. Uznaje się więc ten transport elektronów za ruch z przypadkowym rozpraszaniem [22]. Inaczej mówiąc, można taki chaotyczny ruch elektronów potraktować jako proces dyfuzji elektronów [23], w którym elektrony skaczą z miejsca na miejsce z częstością ν_{el} , przy czym te skoki odbywają się bez aktywacji cieplnej.

Poniżej krawędzi ruchliwości E'_c w paśmie przewodnictwa, wspomniane już stany zlokalizowane tworzą ogon pasmowy i dlatego odmienny jest w tym przedziale energii mechanizm transportu nośników prądu. Jest to *hopping* wymagający aktywacji termicznej. Ten typ transportu ładunku został już wcześniej opracowany teoretycznie dla przewod-

nictwa mieszanego w przypadku silnego domieszkowania półprzewodnika [24, 25]. Oszacowana ruchliwość *hoppingu* w temperaturze pokojowej przyjmuje często wartość poniżej $10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

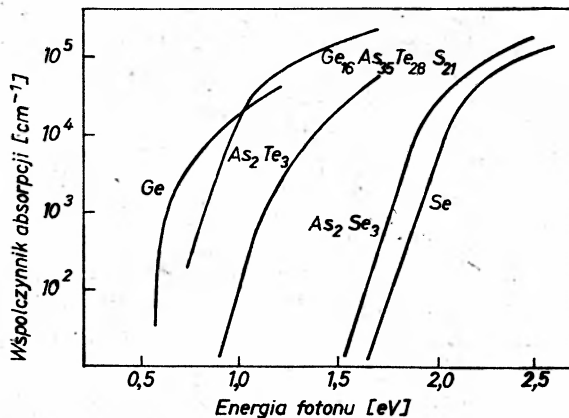


Rys. 8. Model pasmowy według Cohena, Fritzschego i Ovshinsky'ego (CFO) dla półprzewodników amorficznych o dużym stopniu nieuporządkowania struktury. Ciekawa jest wersja (b) modelu, w którym pasma wzajemnie się przenikają. W takiej sytuacji, jeżeli elektrony opuszczą stany z górnej części ogona pasma walencyjnego i przejdą do położenia korzystniejszego energetycznie w paśmie przewodnictwa, to powstaną zaznaczone na rysunku stany obdarzone ładunkiem, spełniające role pułapek dla nośników prądu

Przedstawiony model pasmowy Motta nie jest jedynym zaproponowanym. Cohen, Fritzsche i Ovshinsky (CFO) podali model pasmowy [26], w którym „ogony” pasmowe głęboko wnikają w przerwę energetyczną (patrz rys. 8a), a czasami na tyle głęboko wnikają, że dochodzi do ich wzajemnego przenikania (rys. 8b). Są to z zasady modele dla półprzewodników posiadających bardzo duży stopień nieuporządkowania struktury.

2.2. Zjawiska optyczne

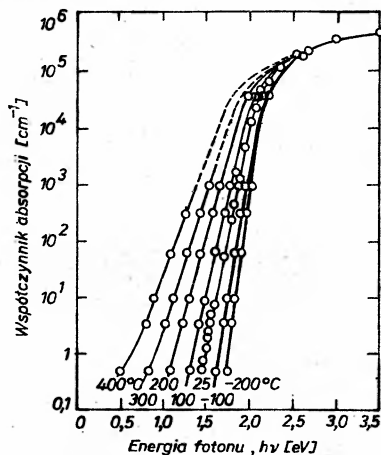
Niektóre własności optyczne półprzewodników amorficznych pozornie czasami wskazują na możliwość interpretacji wyników eksperymentalnych przy pomocy przedstawionego modelu pasmowego. Jak wiadomo, zarówno półprzewodniki krystaliczne, jak i amorficzne, posiadają krawędzie absorpcji optycznej. Dla amorficznych są one jednak przesunięte i najczęściej mniej ostro zakończone w porównaniu z krystalicznymi. Na rys. 9 wykreślono dla kilku półprzewodników amorficznych krawędzie absorpcji wynikające z przejść elektronowych między pasmami. Łatwo zauważyć, że współczynniki absorpcji ogólnie zmieniają swą wartość wykładniczo ze wzrostem energii fotonu (wyjątek stanowi tu amorficzny german). Można by spróbować wyjaśnić takie zachowanie w przypadku szkieł ciągłym rozkładem gęstości stanów w obu pasmach, czyli wnikaniem pasm walencyjnego i przewodnictwa w ten przedział energii, który dla kryształów jest pasmem



Rys. 9. Wykładnicze zmiany współczynnika absorpcji (krawędzie absorpcji) dla kilku szkieł. Wyjątkowo german wykazuje odmienny kształt krawędzi absorpcji

energii zabronionej. Wydaje się jednak bardziej prawdopodobne, że nieostro zakończone krawędzie absorpcji wynikają raczej z obecności chaotycznie rozłożonych wartości potencjałów elektrycznych w materiałach strukturalnie nieuporządkowanych [27, 28].

Wcale nie należy sądzić, że wyraźnie nieostry kształt krawędzi absorpcji charakteryzuje wyłącznie ciała amorficzne oraz, że taki właśnie kształt tej krawędzi, przewidywany przez teorię pasmową ciał amorficznych, jest jej sukcesem. Otóż, selen amorficzny ma wykładniczy kształt krawędzi absorpcji od strony niskich wartości energii fotonów (patrz rys. 10). Pojawia się tu jednak pewien kłopot: Mianowicie nachylenie tych wykładniczych krawędzi zmienia się z temperaturą — wbrew oczekiwaniom teoretycznym. A co gorsza, taki sam kształt krawędzi ma również selen krystaliczny. Wykresy zmian współczynnika absorpcji w zależności od energii fotonu dla selenu krystalicznego (w układzie heksagonalnym) i selenu w stanie amorficznym nie pozwalają na rozróżnienie tych stanów [29].

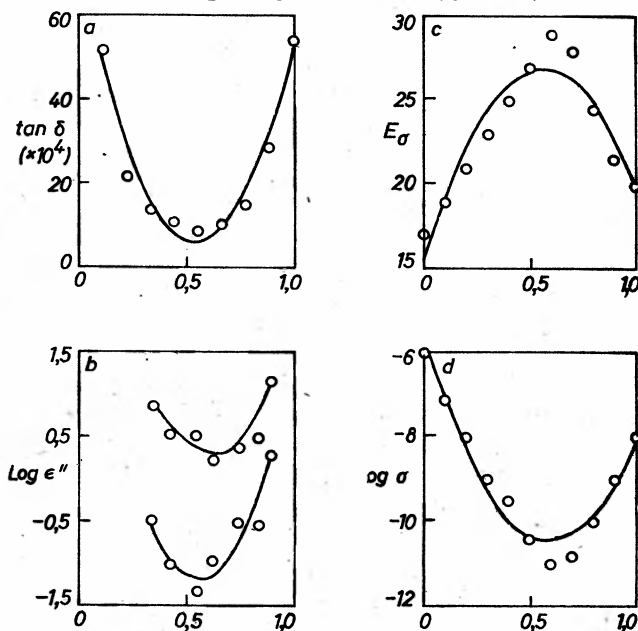


Rys. 10. Krawędzie absorpcji dla selenu amorficznego. Nie różnią się one od takich krawędzi dla selenu krystalicznego. Zmiany krawędzi absorpcji z temperaturą dla materiału amorficznego stanowią dodatkowy trudny problem dla wyjaśnień teoretycznych

Wyniki pomiarów fotoprzewodnictwa są zgodne z przewidywaniami modelu pasmowego. Zaobserwowano bowiem gładkie zmienne fotoprzewodnictwa wraz ze wzrostem energii fotonów aż do takiej wartości energii, która równa się w przybliżeniu połowie wartości przerwy ruchliwości. Istnieje bowiem możliwość wzbudzenia fotonami elektronów od stanów poniżej poziomu Fermiego E_F do stanów nad krawędzią ruchliwości E_c' w paśmie przewodnictwa i jednocześnie uwalniania dziur do pasma walencyjnego.

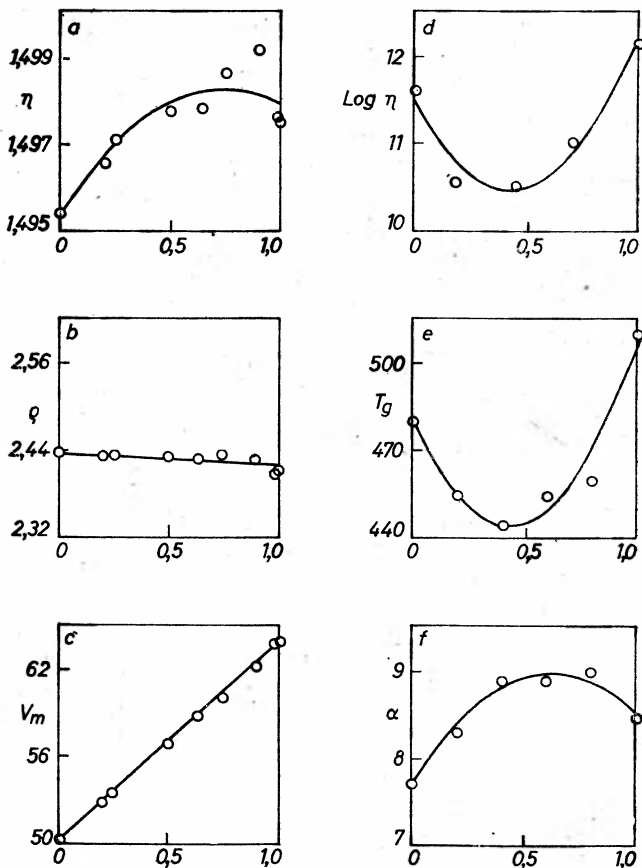
2.3. Zjawiska jonowe

Ciekawe efekty obserwuje się w mieszanych szklach alkalicznych o ogólnym wzorze $xM_2O \cdot (1-x)M_2'O \cdot yA_pO_q$. W tym wzorze M_2O i $M_2'O$ oznaczają różne modyfikujące sieć tlenki metali alkalicznych, a A_pO_q — to tlenek szkłotwórczy taki, jak SiO_2 , GeO_2 , B_2O_3 czy P_2O_5 . Takie szkła wykazują wspomniany już mieszany efekt alkaliczny, przejawiający się w zdecydowanie nieliniowych zmianach ich własności fizycznych ze zmianą ułamka molowego x . Te nieliniowe zmiany są wyraźnie zaznaczone we własnościach zależnych od ruchliwości jonów, jak przewodnictwo elektryczne, dyfuzja jonów, relaksacja i straty dielektryczne oraz tarcie wewnętrzne. Niektóre ze zmian tych własności w funkcji ułamka molowego x dla wybranych tlenków alkalicznych zilustrowano na rys. 11. Wśród nich widać również zmiany wartości energii aktywacji przewodnictwa jonowego, które przechodzą przez maksimum dla pewnej wartości x (rys. 11c).



Rys. 11. Zmiany własności fizycznych mieszanych szkieł alkalicznych w funkcji ułamka molowego x jednego z tlenków alkalicznych. (a) Współcz. strat $\text{tg} \delta \cdot 10^4$ przy częstotliwości $1,5 \cdot 10^6$ w temperaturze 20°C w zależności od x dla układu $xK_2O \cdot (1-x)Na_2O \cdot 1,66SiO_2$. (b) Współczynnik strat dielektrycznych ($\text{Log} \epsilon''$) przy częstotliwości 1 kHz od x dla układu $xCs_2O \cdot (1-x)Na_2O \cdot 5SiO_2$ (krzywa górna — temp. 260°C , krzywa dolna — 120°C). (c) Energia aktywacji E_σ (kcal/mol) przewodnictwa jonowego od x dla układu $xCs_2O \cdot (1-x)Na_2O \cdot 5SiO_2$. (d) Logarytm przewodnictwa σ ($\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$) od x dla układu $xCs_2O \cdot (1-x)Na_2O \cdot 5SiO_2$ [31]

Z drugiej zaś strony własności takie, jak objętość molowa, gęstość, współczynnik załamania, współczynnik rozszerzalności cieplnej i moduł sprężystości albo liniowo zależą od ułamka molowego x , albo też wykazują małe odchylenia od takiej zależności (patrz rys. 12a, b, c, f). Są jeszcze takie własności, związane z relaksacją strukturalną (lepkość i temperatura transformacji szkła), które przechodzą przez minimum (jak na rys. 12d, e) [30].



Rys. 12. Zmiany własności fizycznych mieszanych szkieł alkalicznych w zależności od zmian ułamka molowego x jednego z tlenków alkalicznych. (a) Współczynnik załamania światła n od x dla układu $x\text{K}_2\text{O} \cdot (1-x)\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{SiO}_2$. (b) Gęstość ρ ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) od x dla układu $x\text{K}_2\text{O} \cdot (1-x)\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{SiO}_2$. (c) Objętość molowa V_m ($\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$) od x dla $x\text{K}_2\text{O} \cdot (1-x)\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{SiO}_2$. (d) Logarytm lepkości η ($10^{-1} \cdot \text{Pa} \cdot \text{s}$) od x dla $x\text{K}_2\text{O} \cdot (1-x)\text{Na}_2\text{O} \cdot 3,16\text{SiO}_2$ (w temp. 500°C). (e) Temperatura transformacji szkła T_g ($^\circ\text{C}$) od x dla $x\text{K}_2\text{O} \cdot (1-x)\text{Na}_2\text{O} \cdot 5,55\text{SiO}_2$. (f) Współczynnik rozszerzalności cieplnej $\alpha \cdot 10^6$ od x dla $x\text{K}_2\text{O} \cdot (1-x)\text{Na}_2\text{O} \cdot 5,55\text{SiO}_2$ [31]

Wciąż mało wiemy o oddziaływaniach kation-kation lub kation-sieć szkła w skali atomowej oraz o zmianach tych oddziaływań wraz ze zmianą składu szkła. Należy się spodziewać, że badania widm oscylacyjnych dostarczą wielu danych o oddziaływaniach kationów z ich lokalnym otoczeniem w szkło. Stwierdzono bowiem, że obserwowana częstość oscylacyjna kationu i energia aktywacji przewodnictwa jonowego zależą od siebie [31]. Pojawiły się już teorie wykorzystujące wyniki spektroskopii oscylacyjnej. Najbardziej wartościowa z nich jest chyba teoria opracowana przez Hendricksena

i Braya [32]. Tłumaczy ona przekonująco istnienie maksimum energii aktywacji ruchliwości jonów alkalicznych (por. rys. 11c) i jednocześnie występowanie minimum ich ruchliwości w szklach mieszanych ze wzrostem x . Ponadto jest ona w stanie również wyjaśnić zmiany tarcia wewnętrznego i lepkości wraz ze zmianą składu szkła.

Inną obiecującą próbę wyjaśnienia teoretycznych procesów aktywowanych termicznie w mieszanych szklach alkalicznych podjęli niedawno Rouse i współpracownicy [33]. Przedstawili oni tzw. teorię współdziałania, posługując się w niej modelem roztworów regularnych oraz modelem cząsteczkowym. W oparciu o tę teorię można obliczyć czynniki wykładnicze i przedwykładnicze w równaniach opisujących nieliniowe zmiany pewnych własności fizycznych w mieszanych układach alkalicznych wraz ze zmianą ich składu.

Literatura

- [1] R. H. Doremus, *Glass Science*, John Wiley, New York 1973, str. 11.
- [2] W. A. Weyl, E. Ch. Marboe, *The Constitution of Glasses. A Dynamic Interpretation*, t. 1, Wiley-Interscience, New York 1962, str. 126.
- [3] O. H. Wyatt, D. Dew-Hughes, *Wprowadzenie do inżynierii materiałowej*, WNT, Warszawa 1978, str. 278.
- [4] W. H. Zachariasen, *J. Am. Chem. Soc.* **59**, 3841 (1932).
- [5] *Tetrahedrally Bonded Amorphous Semiconductors*, M. H. Brodsky, S. Kirkpatrick, D. Weaire, red. AIP, New York 1974.
- [6] D. Adler, *Sci. Am.* **236**, 36 (1977).
- [7] *Encyklopedia fizyki*, t. 1, PWN, Warszawa 1972, str. 562.
- [8] G. P. Johari, *J. Chem. Educ.* **51**, 23 (1974).
- [9] B. T. Kolomiets, *Phys. Stat. Solidi* **7**, 713 (1964).
- [10] N. F. Mott, *Contemp. Phys.* **18**, 225 (1977).
- [11] N. F. Mott, *J. Non-Cryst. Solids* **28**, 147 (1978).
- [12] N. F. Mott, *Postępy Fiz.* **29**, 563 (1978).
- [13] J. Tauc, *Optical Properties of Solids*, red. F. Abelés, North-Holland, Amsterdam 1972, str. 277.
- [14] W. E. Spicer, T. M. Donovan, *J. Non-Cryst. Solids* **2**, 66 (1970).
- [15] S. R. Ovshinsky, D. Adler, *Contemp. Phys.* **19**, 109 (1978).
- [16] W. Kinzel, K. H. Fischer, *J. Phys. C* **11**, 2115 (1978).
- [17] S. F. Edwards, P. W. Anderson, *J. Phys. F* **5**, 965 (1975).
- [18] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958).
- [19] A. E. Owen, W. E. Spear, *Phys. Chem. Glasses* **17**, 174 (1976).
- [20] N. F. Mott, E. A. Street, R. A. Street, *Philos. Mag.* **32**, 961 (1975).
- [21] R. A. Street, N. F. Mott, *Phys. Rev. Letts.* **35**, 1243 (1975).
- [22] A. E. Owen, *J. Non-Cryst. Solids* **25**, 370 (1977).
- [23] M. H. Cohen, *J. Non-Cryst. Solids* **4**, 391 (1970).
- [24] A. Miller, E. Abrahams, *Phys. Rev.* **120**, 745 (1960).
- [25] M. Pollak, T. H. Geballe, *Phys. Rev.* **122**, 1742 (1961).
- [26] M. H. Cohen, H. Fritzsche, S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Letts.* **22**, 1065 (1969).
- [27] E. A. Davis, R. F. Shaw, *J. Non-Cryst. Solids* **2**, 406 (1970).
- [28] E. A. Davis, N. F. Mott, *Philos. Mag.* **22**, 903 (1970).
- [29] K. J. Siemens, E. W. Fenton, *Phys. Rev.* **161**, 632 (1967).
- [30] G. B. Rouse, P. J. Miller, W. M. Risen, Jr., *J. Non-Cryst. Solids* **28**, 193 (1978).
- [31] G. J. Exarhos, P. J. Miller, W. M. Risen, Jr., *Solid State Comm.* **17**, 29 (1975).
- [32] J. R. Hendricksen, P. J. Bray, *Phys. Chem. Glasses* **13**, 43, 107 (1972).
- [33] G. B. Rouse, J. M. Gordon, W. M. Risen, Jr., *J. Non-Cryst. Solids* **33**, 83 (1979).

Czesław Radzewicz

Paweł Kowalczyk

Institut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Lasery ekscimerowe

Excimer Lasers

Abstract: We review spectroscopy of the noble gas-halide molecules and describe physical principles of excimer lasers. Some constructions as well as the most important applications of the excimer lasers are shown.

1. Wstęp

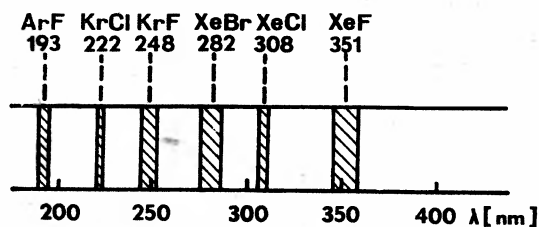
Warunkiem koniecznym do uzyskania akcji laserowej w ośrodku materialnym jest wytworzenie inwersji obsadzeń między dwoma poziomami energetycznymi ośrodka [1]. Warunek ten jest tym łatwiej osiągalny, im krótszy jest czas życia dolnego poziomu przejścia laserowego w stosunku do czasu życia poziomu górnego. Wówczas niewielkie nawet obsadzenie stanu górnego wystarcza do uzyskania inwersji obsadzeń. W różnych typach laserów warunek ten jest realizowany w różny sposób. W laserze rubinowym, górny poziom przejścia laserowego jest metastabilny (czas życia rzędu 10^{-3} s), podczas gdy poziom dolny ma czas życia rzędu 10^{-6} s. W laserach barwnikowych przejście laserowe odbywa się do wysokiego poziomu oscylacyjnego stanu podstawowego cząsteczki barwnika. Typowy czas relaksacji takiego stanu oscylacyjnego jest dużo krótszy od czasu życia górnego poziomu przejścia laserowego.

W ostatnich latach rozwinęły się lasery nowego typu, w których omawiany warunek realizowany jest w inny, bardzo pomysłowy sposób — są to lasery ekscimerowe. Ekscimer to cząsteczka, która istnieje tylko w stanie wzbudzonym, tzn. stan podstawowy jest niewiążący, a wiążące są wyłącznie stany wzbudzone¹. Wyrażając się niezbyt precyzyjnie można przyjąć, że czas życia ekscimeru w stanie podstawowym jest zerowy. W rezultacie, obsadzenie stanu podstawowego jest również zerowe i każda ilość cząsteczek w stanie wzbudzonym pozwala uzyskać inwersję obsadzeń. Jest to oczywiście opis przybliżony, gdyż w rzeczywistości cząsteczka w stanie podstawowym potrzebuje na dysocjację

¹ W przypadku cząsteczek więcej niż dwuatomowych używa się nazwy ekscipleks.

ok. 10^{-12} s, ale i tak czas ten jest o 4 rzędy wielkości krótszy niż czas życia cząsteczki w stanie wzbudzonym.

Ekscimery znane są od dawna, już w 1927 roku lord Rayleigh obserwował w parach tęci świecenie odpowiadające przejściu elektronowemu cząsteczki ze związanego stanu wzbudzonego do odpychającego stanu podstawowego. Jako ekscimery traktować można również cząsteczki metali alkalicznych (Na_2 , K_2 , ...) w stanach trypletowych — najniższy stan trypletowy $^3\Sigma_u$ jest niewiążący. Znacznie później odkryto grupę cząsteczek typu gaz szlachetny–gaz szlachetny (Ar_2 , Kr_2 , Xe_2 , ...) oraz gaz szlachetny–chlorowiec (np. KrF , XeCl , ...) będących również ekscimerami. Pierwsza obserwacja fluorescencji XeCl^* ², dokonana w roku 1964 [2], nie wywołała większego zainteresowania i została zapomniana. Dopiero w połowie lat 70. powrócono do tego tematu już w ścisłym związku z budową laserów ekscimerowych [3–5]. Od tego czasu obserwuje się lawinowy wzrost zainteresowania laserami ekscimerowymi, ze względu na to, że posiadają one szereg istotnych zalet w porównaniu z laserami znanymi wcześniej. Za najważniejszy można uznać fakt, że pracują w obszarze nadfioletu (rys. 1), osiągając przy tym bardzo dużą sprawność prze-



Rys. 1. Lasery ekscimerowe typu gaz szlachetny–chlorowiec pracują w obszarze nadfioletu. Obszary zakreskowane oznaczają zakresy przestrajania

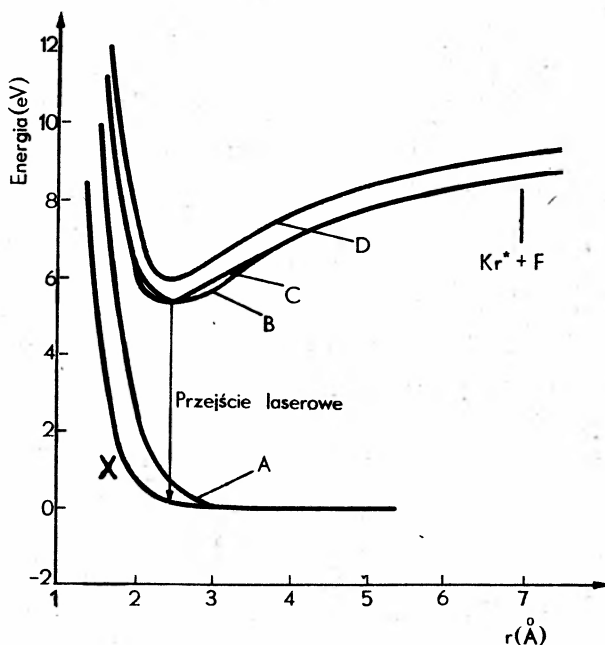
tworzenia energii elektrycznej w światło laserowe. Teoretycznie możliwa do osiągnięcia jest sprawność do 25%, w istniejących aktualnie konstrukcjach liczba ta dochodzi do kilku procent. Lasery ekscimerowe charakteryzują się również dużą energią impulsu światła — ponad 300 J/impuls [6], lub dużą mocą średnią — powyżej 50 W [7]. Takie parametry nie były dotychczas osiągalne dla laserów pracujących w tym obszarze widma. Nie bez znaczenia jest także możliwość przestrajania długości fali światła laserowego w pewnym, chociaż dość ograniczonym zakresie, co w połączeniu z możliwością przetwarzania częstości w procesie wymuszonego rozpraszania ramanowskiego pozwala uzyskać praktycznie każdą długość fali w obszarze od 200 do 400 nm [8]. Aczkolwiek lasery ekscimerowe znajdują się ciągle jeszcze w stadium badań, dostępne są już liczne konstrukcje fabryczne.

W dalszej części artykułu zajmiemy się wybraną grupą ekscimerów — związkami typu gaz szlachetny–chlorowiec, które aktualnie mają największe znaczenie z uwagi na przydatność do budowy laserów ekscimerowych. Kolejno omówimy własności spektroskopowe tych związków, kinetykę tworzenia ekscimerów i metody wzbudzania akcji laserowej, przykłady konstrukcji laserów i ich zastosowania.

² Symbol XeCl^* oznacza wzbudzoną elektronowo cząsteczkę XeCl .

2. Budowa i własności ekscimerów

O własnościach spektroskopowych cząsteczki decyduje układ jej poziomów energetycznych. Stan podstawowy cząsteczki gaz szlachetny-chlorowiec odpowiadający dysocjacji na atomy w stanie podstawowym powstaje w wyniku wiązania kowalentnego i składa się z dwóch podpoziomów: ${}^2\Sigma$ i odpowiadającego nieco wyższej energii ${}^2\Pi$. Stan ${}^2\Pi$ jest zawsze silnie odpychający, natomiast w stanie ${}^2\Sigma$ obserwujemy minimum energii potencjalnej, związane z oddziaływaniem van der Waalsa, niewielkie w porównaniu z energią kinetyczną atomów (np. w XeCl 255 cm^{-1}). Jedynym wyjątkiem jest XeF (minimum energii 1065 cm^{-1}) stanowiący do dziś zagadkę dla teoretyków. Uwzględnienie oddziaływania spin-orbita w atomie chlorowca prowadzi do rozszczepienia poziomu ${}^2\Pi$ na dwa podpoziomy $A^2\Pi_{1/2}$ i $A^2\Pi_{3/2}$ ³. Rozszczepienie to jest nieistotne w przypadku

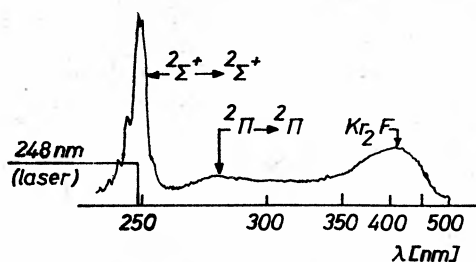


Rys. 2. Krzywe energii potencjalnej cząsteczki KrF

większości molekuł z wyjątkiem najcięższych chlorowców i prawie zawsze stany $A^2\Pi_{1/2}$ i $A^2\Pi_{3/2}$ można uważać za wzajemnie zdegenerowane. Niezwykle ważnym faktem, który decyduje o wielu własnościach ekscimerów jest to, że najniższy stan wzbudzony cząsteczki gaz szlachetny-chlorowiec jest stanem jonowym np. Kr^+F^- . Rozpada się on na dwa podpoziomy o różnych symetriach ${}^2\Sigma$ i ${}^2\Pi$. Bardzo silne oddziaływanie spin-orbita w jonie gazu szlachetnego daje rozszczepienie stanu ${}^2\Pi$ na dwa stany $C^2\Pi_{3/2}$ i $D^2\Pi_{1/2}$. Pierwszy z nich z reguły leży bardzo blisko stanu $B^2\Sigma_{1/2}$ tak iż

³ Symbole typu $A^2\Pi_{1/2}$, ... należy czytać według schematu $A^{2S+1}L_J$, gdzie A oznacza kolejny poziom, zaś S, L i J są liczbami kwantowymi odpowiednio całkowitego spinu elektronów, rzutu orbitalnego momentu pędu na oś symetrii cząsteczki i rzutu całkowitego momentu pędu na tę oś.

możemy uznać je za wzajemnie zdegenerowane. Wiązanie jonowe prowadzi do bardzo głębokiego minimum energii potencjalnej dla tych stanów oraz do dużego przekroju czynnego na tworzenie cząsteczek ze zjonizowanych atomów (oddziaływanie elektrostatyczne między jonami jest długozasięgowe). Wykresy energii potencjalnej w funkcji odległości międzyatomowej dla cząsteczki KrF przedstawia rys. 2. Możliwe są przejścia optyczne typu $B \rightarrow X$ oraz $C \rightarrow A$. Dlatego też widmo emisyjne cząsteczki składa się z kilku pasm. Pasma odpowiadające przejściu do stanu A charakteryzuje się dużą szerokością i małym natężeniem, gdyż stan A jest silnie odpychający. Przykład widma fluorescencji dla cząsteczki KrF pokazuje rys. 3. Najsilniejsze pasmo odpowiada przejściu



Rys. 3. Widmo fluorescencji ekscimeru KrF*

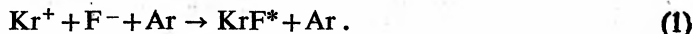
$B^2\Sigma_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}$. Na tym właśnie przejściu uzyskano najbardziej wydajną akcję laserową. Pasma to posiada strukturę związaną z istnieniem stanów oscylacyjnych w górnym stanie cząsteczki. Na rysunku widoczne jest również pasmo fluorescencji związane z Kr_2F , na którym również można uzyskać akcję laserową. Znaczna szerokość pasm fluorescencji pozwala zmieniać długość fali światła laserowego, ale równocześnie stwarza konieczność bardzo silnego pobudzenia ośrodka laserowego.

3. Kinetyka

Sposoby tworzenia ekscimerów gaz szlachetny-chlorowiec muszą oczywiście zależeć od rodzaju ekscimeru. Niemniej jednak najważniejsze procesy wiodące do kreacji ekscimerów są wspólne i powtarzają się we wszystkich tego typu laserach. Omówimy tylko sposoby tworzenia KrF*, starając się podkreślić elementy charakterystyczne, wspólne dla wszystkich ekscimerów. Typowa mieszanka zawarta w komorze laserowej składa się z trzech gazów: Ar, Kr i F_2 ⁴ w proporcjach 0,945:0,05:0,005 pod ciśnieniem kilku atmosfer. Jej wzbudzenie realizuje się przez bombardowanie gazu wiązką szybkich elektronów, bądź poprzez wyładowanie elektryczne. Trudno opisać wszystkie procesy zachodzące w mieszaninie gazów, choćby dlatego, że ich liczba jest bardzo duża. Uczestniczą w nich atomy, cząsteczki i jony kilku rodzajów zarówno w stanach podstawowych jak i wzbudzonych, a także elektrony. W rezultacie kinetyka wszystkich procesów nie jest dzisiaj do końca zrozumiała. Dość dokładnie zbadano reakcje o zasadniczym znaczeniu dla uzyskania akcji laserowej, tj. reakcje tworzenia KrF* i jego rozpadu. Najbardziej

⁴ Gaz F_2 może być również zastąpiony innym związkem zawierającym fluor, np. NF_3 , N_2F_4 , CF_4 , ...

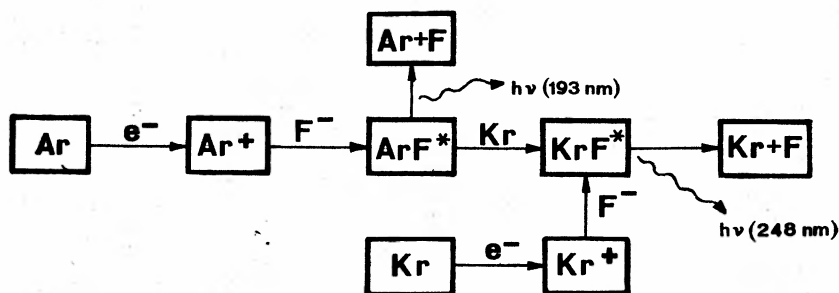
istotnym rezultatem wzbudzenia mieszanki laserowej składającej się głównie z atomów gazów szlachetnych jest jonizacja lub wzbudzenie elektronowe tych atomów. Powstanie jonów dodatnich kryptonu Kr^+ prowadzi wprost do tworzenia KrF^* w zderzeniach trójciałowych



Podobnie atomy kryptonu wzbudzone elektronowo tworzą KrF^* podczas zderzeń z cząsteczkami F_2



Udział procesów (1) i (2) w tworzeniu ekscimerów KrF^* zależy głównie od rodzaju wzbudzenia. W laserach pobudzanych strumieniem relatywistycznych elektronów (o energiach do 1 MeV) dominuje jonizacja gazów szlachetnych. Proces ten pochłania ok. 80% energii zawartej w wiązce elektronowej. W rezultacie, KrF^* powstaje głównie w reakcji (1). Z inną sytuacją mamy do czynienia w laserach pobudzanych wyładowaniem elektrycznym. Większość elektronów w plazmie ma wtedy energię niższą niż energia jonizacji atomów Kr i Ar, dzięki czemu decydujące znaczenie ma wzbudzenie elektronowe tych atomów i proces (2).



Rys. 4. Procesy tworzenia ekscimeru KrF^* w laserze wzbudzonym wiązką szybkich elektronów

Na rys. 4 pokazano najważniejsze reakcje prowadzące do KrF^* w laserze pobudzonym elektronami relatywistycznymi. Zderzenia szybkich elektronów z atomami Kr i Ar prowadzą do tworzenia jonów Kr^+ i Ar^+ . Są one również źródłem elektronów o niższych energiach (rzędu eV). Część powolnych elektronów wychwytywana jest przez cząsteczki F_2 w zderzeniach

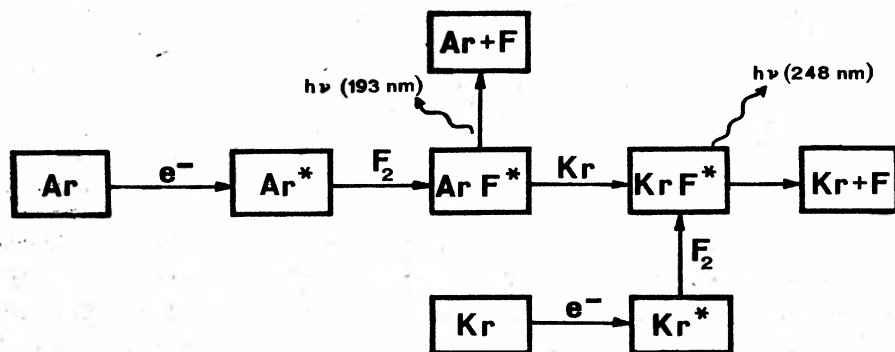


W rezultacie tych procesów tworzy się plazma o określonej koncentracji Ar^+ , Kr^+ i F^- . Zderzenia Kr^+ i F^- prowadzą zgodnie z (1) do powstania KrF^* . Reakcja (1) charakteryzuje się niezwykle dużym przekrojem czynnym rzędu setek \AA^2 , co jest zrozumiałe ze względu na kulombowski charakter oddziaływania między jonami. Atom Ar, biorący udział w zderzeniu, unosi nadmiar energii. Tworzenie KrF^* może przebiegać także dwuetapowo. W pierwszym etapie powstaje ArF^* w reakcji analogicznej do (1). W etapie drugim następuje wymiana atomu argonu na krypton



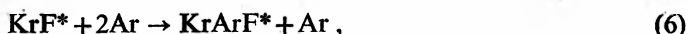
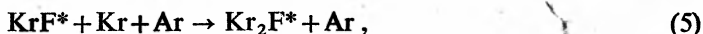
Ze względu na stosunek $[Ar]:[Kr] = 20$ reakcja dwuetapowa dominuje.

Przy wzbudzeniu mieszanki laserowej wyładowaniem elektrycznym jonizacja atomów Ar i Kr jest stosunkowo niewielka i tworzenie ekscimeru KrF^* zachodzi głównie dzięki reakcji (2). Charakteryzuje się ona dużym przekrojem czynnym. Jest to fakt o tyle nieoczekiwany, że mówimy o reakcji, w której bierze udział gaz szlachetny. Jednakże z punktu widzenia chemii Kr^* przypomina atom metalu alkalicznego (pojedynczy elektron na zewnętrznej orbicie) i reaguje z fluorem równie gwałtownie jak odpowiadający mu ciężarem atom rubidu Rb. Przekrój czynny na reakcję (2) jest tak duży, że praktycznie każdy wzbudzony atom kryptonu zawarty w mieszance laserowej wchodzi w taką reakcję w czasie krótszym niż 10 ns od chwili wzbudzenia, a więc krótszym od czasu życia Kr^* [9]. W literaturze anglojęzycznej używa się dla określenia reakcji tego typu wyrażenia *harpooning reaction* dobrze opisującego jej przebieg. W największym skrócie można go przedstawić następująco. W pierwszym etapie następuje jonizacja wzbudzonego atomu kryptonu Kr^* i wychwycenie elektronu przez molekułę F_2 , która rozpada się zgodnie z (3) tworząc F i F^- . Następnie oddziaływanie jonów Kr^+ i F^- prowadzi zgodnie z (1) do powstania KrF^* . Godna podkreślenia jest niezwykle duża wydajność reakcji (2) — praktycznie wszystkie wzbudzone atomy kryptonu Kr^* tworzą ekscimery KrF^* . Reakcja (2) może, podobnie jak reakcja (1), przebiegać dwustopniowo z tworzeniem ArF^* na etapie przejściowym. W rzeczywistości proces dwustopniowy jest dominujący. Pełny zestaw procesów prowadzących do produkcji KrF^* w laserze pobudzonym wyładowaniem elektrycznym przedstawia rys. 5.



Rys. 5. Tworzenie ekscimeru KrF^* w laserze pobudzonym wyładowaniem elektrycznym

Istnieją dwie różne drogi rozpadu ekscimeru KrF^* . Rozpad radiacyjny, czyli przejście elektronowe do stanu podstawowego, z czasem życia 9 ns (dla przejścia $B \rightarrow X$) [10], oraz rozpad nieradiacyjny w zderzeniach trójciałowych



Procesy (5) i (6), szkodliwe z punktu widzenia wydajności lasera, nakładają ograniczenia na maksymalne ciśnienie mieszanki gazów.

4. Sprawność

Istotną zaletą laserów ekscimerowych jest ich sprawność, duża w porównaniu z innymi pracującymi w nadfiolecie (np. laser azotowy). Składa się na nią kilka efektów, które kolejno omówimy.

Pojedynczy atom gazu szlachetnego wzbudzony lub zjonizowany może utworzyć ekscimer KrF^* z prawdopodobieństwem η_{kin} nie większym niż 1. Parametr η_{kin} opisuje sprawność procesów zachodzących w plazmie lasera i jest stosunkiem liczby molekuł KrF^* do liczby atomów wzbudzonych i zjonizowanych. Ze względu na absorpcję promieniowania laserowego w ośrodku aktywnym, pewna część energii świetlnej tracona jest bezpowrotnie. Efekt ten zmniejsza sprawność lasera o czynnik η_{ext} . W rezultacie całkowita sprawność wewnętrzna lasera η daje się zapisać [11]

$$\eta \leq \frac{h\nu}{W} \eta_{\text{kin}} \eta_{\text{ext}}, \quad (7)$$

gdzie: $h\nu$ — energia fotonu, W — energia jonizacji lub wzbudzenia atomu gazu szlachetnego.

Sprawność kinetyczną η_{kin} można wyznaczyć z pomiarów zależności wydajności kwantowej fluorescencji od ciśnienia gazu. Należy oczekiwać, że η_{kin} jest większa niż wydajność kwantowa, gdyż gwałtowna emisja wymuszona zmniejsza prawdopodobieństwo nieradiacyjnych rozpadów KrF^* . Przeprowadzone pomiary pozwalają przyjąć $\eta_{\text{kin}} = 1$ dla większości laserów ekscimerowych [11]. Wielkość współczynnika η_{ext} zależy od stosunku współczynnika wzmocnienia światła laserowego g_0 do współczynnika absorpcji tego światła g_a zgodnie z zależnością

$$\eta_{\text{ext}} \leq (1 - 1/\sqrt{g_0/g_a + 1})^2. \quad (8)$$

Dla stosunku $g_0/g_a = 10$ spełnianego w laserach ekscimerowych $\eta_{\text{ext}} \approx 0,5$. Stąd $\eta \leq 0,5 \frac{h\nu}{W}$.

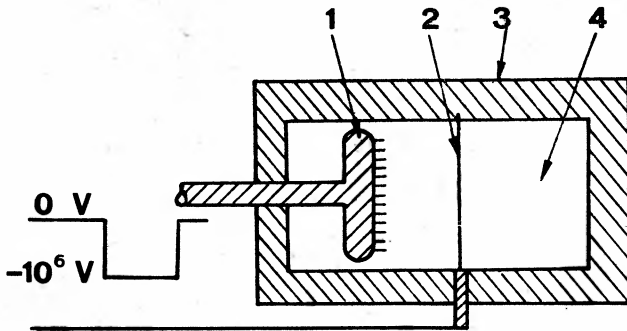
W laserze pobudzonym strumieniem szybkich elektronów, $W \approx 20$ eV jest energią jonizacji argonu i $\eta \leq 10\%$. Jeśli pobudzenie odbywa się poprzez wyładowanie elektryczne, to $W \approx 10$ eV oznacza energię wzbudzenia atomu argonu i odpowiednio $\eta \leq 20\%$. Obliczenie całkowitej sprawności lasera ekscimerowego wymaga uwzględnienia strat związanych z działaniem układów zasilających. Są to jednak czynniki na które można wpływać poprzez odpowiednią konstrukcję laserów i wybór warunków pracy. Obecnie działające układy osiągają całkowitą sprawność rzędu kilku procent [12].

5. Konstrukcje laserów ekscimerowych

W badaniach nad laserami ekscimerowymi od początku pojawiły się dwa kierunki związane z różnymi metodami pobudzania. Pierwszy to konstrukcje, w których pobudzenie realizuje się poprzez bombardowanie komory zawierającej np. Ar, Kr i F_2 strumieniem wysokoenergetycznych elektronów. Druga grupa prac dotyczyła możliwości uzyskania akcji laserowej w układach z wyładowaniem elektrycznym. Każda z tych koncepcji umożli-

liwia budowę lasera ⁵, ale o innych parametrach. Połączenie obu metod wzbudzenia dało laser z wyładowaniem elektrycznym podtrzymywany przez wiązkę szybkich elektronów.

5.1. Laser ekscimerowy pobudzany szybkimi elektronami składa się z dwóch zasadniczych elementów: działu elektronowego i komory zawierającej mieszanę gazów (rys. 6). Ujemny impuls napięcia z generatora przykładany pomiędzy katodę ostrzową (1) i anodę (2) wytwarza strumień elektronów o energiach do 1 MeV. Wymagane jest, oczywiście, odpowiednio niskie ciśnienie w obszarze między katodą i anodą. Elektrony przenikają przez anodę wykonaną z folii metalowej o grubości kilkudziesięciu μm i dostają się do komory



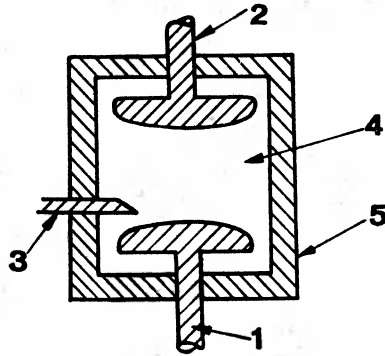
Rys. 6. Przekrój przez kanał lasera ekscimerowego z działem elektronowym: 1 — katoda ostrzowa, 2 — anoda, 3 — obudowa, 4 — mieszanina gazów

zawierającej mieszaninę gazów pod ciśnieniem kilku atmosfer, co prowadzi do tworzenia ekscimerów w procesach opisanych wyżej. Specjalna kratownica, podpierająca folię od strony katody, zabezpiecza ją przed zniszczeniem. Istotną wadą takiej konstrukcji jest pochłanianie energii elektronów w anodzie. Prowadzi to do nagrzewania się folii i ogranicza częstość impulsów laserowych do kilku w ciągu minuty. Dodatkowe pochłanianie wprowadza kratownica. Można go uniknąć w konstrukcji lepszej, w której anoda ma kształt cylindra z cienkiej folii. Otacza ją katoda również cylindryczna. Spowalnianie elektronów w anodzie zmniejsza również sprawność lasera, która niezależnie od tego jest mniejsza niż sprawność lasera z wyładowaniem elektrycznym. Główną zaletą lasera pobudzanego szybkimi elektronami jest możliwość uzyskania dużej energii impulsu światła laserowego. Obecnie istnieją konstrukcje dające energie rzędu setek dżuli. Na przeszkodzie w uzyskaniu jeszcze większych energii stoi jedynie brak odpowiednich urządzeń zasilających. Tak duże energie z laserów ekscimerowych pozwalają realnie myśleć o ich zastosowaniu w procesie syntezy termojądrowej.

5.2. Lasery z wyładowaniem elektrycznym. Wyładowanie elektryczne w gazie o ciśnieniu kilku atmosfer jest niestabilne. Duże natężenie pola elektrycznego potrzebne do wyładowania powoduje lawinową jonizację gazu. W rezultacie oporność gwałtownie maleje, powstaje plazma, a w miejscu lokalnych niejednorodności formują się łuki elektryczne. Czas potrzebny na powstanie łuków jest rzędu kilkudziesięciu ns. Wynika stąd potrzeba skrócenia czasu wyładowania, tak by był on krótszy niż czas narastania łuków elektrycz-

⁵ Niektóre lasery można pobudzać tylko wiązką szybkich elektronów, np. XeBr.

nych. Możliwość takiej pracy dają szybkie bezindukcyjne układy wyładowania poprzecznego w rurze laserowej. Jednocześnie stosuje się specjalne systemy jonizacji wstępnej gazu (prejonizacja), które zwiększają jednorodność wyładowania. Narzucająca się metoda prejonizacji poprzez strumień szybkich elektronów jest niewygodna, gdyż wymaga budowy stosownej wyrzutni elektronów. Najczęściej stosuje się prejonizację promieniowaniem ultrafioletowym. W kanale wyładowczym lasera (rys. 7) prócz anody (1) i katody (2)



Rys. 7. Poprzeczny przekrój przez kanał wyładowczy lasera ekscimerowego z wyładowaniem elektrycznym: 1 — katoda, 2 — anoda, 3 — elektroda prejonizująca, 4 — mieszanina gazów, 5 — obudowa

znajduje się szereg dodatkowych elektrod (3), na które przykłada się impuls napięcia odpowiednio wcześniej niż impuls napięcia między katodą i anodą. Rząd iskier między elektrodami zapłonowymi, a katodą jest źródłem promieniowania nadfioletowego, które wstępnie jonizuje gaz w rurze laserowej. Niestabilność wyładowania powoduje, iż impuls światła z lasera tego typu trwa nie dłużej niż kilkadziesiąt ns. Między innymi dlatego energie impulsu są co najwyżej rzędu 1 dżula, czyli dużo mniejsze niż w konstrukcji w działem elektronowym. Jednakże istotną zaletą takich laserów jest duża częstość repetycji — do kilku tysięcy Hz [7], a w konsekwencji duża moc średnia rzędu kilkudziesięciu W. Charakteryzują się one także większą sprawnością, co w połączeniu z prostotą konstrukcji pozwala budować i używać je w wielu laboratoriach.

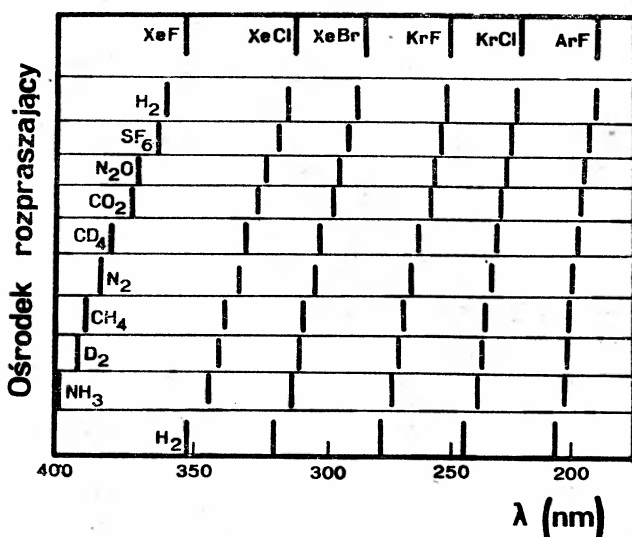
6. Zastosowania laserów ekscimerowych

Unikalne własności światła laserów ekscimerowych: duża moc i energia impulsu, krótka fala przestrajalna w pewnym zakresie dają możliwości zastosowań w wielu dziedzinach, np. spektroskopii molekularnej i atomowej, optyce nieliniowej, chemii laserowej, rozdzielaniu izotopów.

6.1. Spektroskopia

O przydatności lasera do badań spektroskopowych decydują trzy czynniki: moc, szerokość spektralna linii laserowej i zakres przestrajania długości fali. O pierwszym z nich mówiliśmy już wcześniej. Laser ekscimerowy z najprostszym rezonatorem (dwa

zwierciadła) emituje promieniowanie o dużej szerokości spektralnej rzędu Å. Zawężenie linii wymaga wprowadzenia do wnęki laserowej elementów dyspersyjnych, np. interferometru Fabry'ego-Perrota, co znacznie zmniejsza moc impulsu laserowego. Autorzy pracy [13] zbudowali układ składający się z rezonatora i wzmacniacza, który pozwalał uzyskać impulsy o energii 0,4 J i szerokości spektralnej $0,1 \text{ cm}^{-1}$. Dodatkową zaletą tej konstrukcji jest mała — prawie dyfrakcyjna — rozbieżność wiązki promieniowania. Dodatkowe możliwości przestrajania, w obszarze większym niż szerokość pasma fluorescencji ekscimerów daje wykorzystanie wymuszonego rozpraszania Ramana w różnych ośrodkach. W rezultacie można osiągać każdą częstotliwość w obszarze nadfioletu i fioletu (rys. 8).



Rys. 8. Przetwarzanie promieniowania laserów ekscimerowych w rozpraszaniu Ramana

Lasery ekscimerowe używane są również do pompowania laserów barwnikowych, które emitują światło od nadfioletu do bliskiej podczerwieni. Istniejące wcześniej lasery barwnikowe pompowane azotowymi nie pozwalały na pracę w nadfiolecie, a ich moc była dużo mniejsza.

6.2. Optyka nieliniowa

Jeszcze mniejsze długości fal można uzyskać dzięki generacji wyższych harmonicznych światła lasera ekscimerowego. Np. druga harmoniczna z lasera Ar₂* ma długość fali 630 Å. Wydaje się, że generacja wyższych harmonicznych może być jedną z metod do osiągnięcia spójnego promieniowania Röntgena.

6.3. Chemia laserowa

Dzięki laserom ekscimerowym bardziej realne stają się możliwości wykorzystania osiągnięć chemii laserowej. Duża energia kwantu promieniowania pozwala na stymulowanie większości reakcji fotolitycznych poprzez wzbudzenia jednofotonowe. Stosunkowo

duża sprawność daje możliwość zastosowania laserów w przemyśle chemicznym, gdzie ze względów ekonomicznych użycie innych laserów jest niemożliwe. Te same powody pozwalają przypuszczać, że rozdzielanie izotopów przy pomocy światła laserowego może być bardziej opłacalne niż inne metody.

Literatura

- [1] Arkadiusz Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN 1976.
- [2] Kuznetsowa et al., *Vestn. Mosk. Univ. Ser. II Khim.* **19** (1964).
- [3] S. K. Searles, G. A. Hart, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 243 (1975).
- [4] J. J. Ewing, C. A. Brau, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 350 (1975).
- [5] J. A. Mangano, J. H. Jacob, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 493 (1975).
- [6] R. Hunter, *7th Winter Colloquium on High Power Visible Lasers*, Park City 1977.
- [7] T. S. Fahlen, *IEEE, J. Quant. Electr.* **QE-15**, 311 (1979).
- [8] J. J. Ewing, *Phys. Today* **32**, 32 (1978).
- [9] F. Golde, B. Thrush, *Chem. Phys. Lett.* **29**, 486 (1974).
- [10] G. P. Quigley, W. M. Hughes, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 649 (1978).
- [11] D. L. Huestis, *Opt. Spectra* **51** (1979).
- [12] R. Burnham, N. Djen, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 707 (1976).
- [13] J. Goldhar, W. R. Rapoport, J. R. Murray, *IEEE, J. Quant. Electr.* **QE-16**, 235 (1980).

Val L. Fitch

Princeton University
Princeton, New Jersey
USA

Odkrycie niezachowania parzystości kombinowanej *

The Discovery of Charge-Conjugation Parity Asymmetry

Nobel Lecture, Stockholm, December 1980

Fizyka jako nauka dokonała niewiarygodnego postępu dzięki subtelnemu współdziałaniu teorii i doświadczenia. Zadziwiająco przewidywania wynikające z teorii zbudowanych w celu opisu znanych już zjawisk bywały potwierdzane doświadczalnie. Doświadczenia badające nieznane dotychczas obszary ujawniały częstokroć zjawiska fizyczne nieoczekiwane dla istniejących teorii. Następowo wówczas włączenie tych nowych zjawisk w ramy nowych teorii.

W tym roku prof. Cronin i ja nagrodzeni zostaliśmy za odkrycie czysto doświadczalne, odkrycie, dla którego nie istniały uprzednio żadne teoretyczne ani doświadczalne wskazania. Po przeszło 16 latach wciąż jeszcze nie znamy zadowalającego wytłumaczenia odkrytego zjawiska. Odkrycie to, wykazujące niezachowanie parzystości kombinowanej, i co za tym idzie — naruszenie niezmienniczości względem odwrócenia biegu czasu, dotyczy najbardziej podstawowych praw natury.

Odkrycie niezachowania CP dokonane zostało w wyniku badania mezonów K^0 . Fakt ten jest tym bardziej godzien uwagi, że to właśnie badanie tychże cząstek doprowadziło do obalenia zasady zachowania parzystości, czyli przekonania, że oddziaływania i ich zwierciadlane odbicia muszą być sobie równe.

Moje zainteresowanie mezonami K^0 rozpoczęło się w latach 1952—53, gdy wraz z Jimem Rainwaterem badałem atomy μ -mezonowe w Uniwersytecie Columbia. W owych czasach osobliwe zachowanie się cząstek niedawno odkrytych w promieniowaniu kosmicznym [1] stanowiło główny temat dyskusji fizyków na korytarzach i przy kawie. Osobliwe zachowanie polegało na obfitej produkcji a powolnych rozpadach. Produkcja hiperonów Λ^0 w zderzeniach pionów z protonami następowała 10^{13} razy częściej niż rozpady Λ^0 na proton i pion. Pais przyjechał do Columbia i opowiadał o swojej koncepcji stowa-

* Wykład noblowski, wygłoszony w grudniu 1980 roku w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright © 1980 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

rzyszzonej produkcji, która miała tłumaczyć obserwowaną anomalie. Przyjechał też Gell-Mann i omówił hipotezę, zaproponowaną przez niego i niezależnie przez Nakano i Nishijimę, która uzasadniała stowarzyszoną produkcję [3, 4].

Hipotezy tych autorów wydawały się niezbyt prawdopodobne i bardzo śmiałe w obliczu istniejących wówczas danych. Hipoteza przypisywała mezony K^0 do dwóch dubletów, K^+K^0 i antycząstek — $K^-\bar{K}^0$. Bardziej naturalne mogło się wydać utworzenie trypletu cząstek, K^+ , K^0 , K^- , podobnie jak dla mezonów π . Nishijima przyporządkował cząstkom nową liczbę kwantową, nazwaną dalej dziwnością, która miała być zachowana w oddziaływaniach silnych lecz nie w słabych. Cząstkom K^+ i K^0 przyporządkowano dziwności $+1$, a K^- i \bar{K}^0 , a także Λ^0 — -1 .

Mezony K^+ i K^0 były jedynymi cząstkami o dodatniej dziwności, i sądziłem wówczas, że mogą się one okazać kluczowymi dla zrozumienia istoty sytuacji. Doświadczenia w fizyce są zazwyczaj długie i trudne. Decyzja o włączeniu się w całkowicie nową dziedzinę badań musi być wywołana rzeczywiście silnym zainteresowaniem. W przyszłości pierwotna motywacja może się wydać naiwna. Niemniej jednak przyłączyłem się do Grupy Promieniowania Kosmicznego w Princeton, kierowanej przez Georga Reynoldsa, i spędziłem lato 1954 w górach Colorado, wciągając się w prowadzone tam doświadczenia. W tym samym czasie energia kosmotronu w Brookhaven podniesiona została do 3 GeV. Shutt i jego współpracownicy wyraźnie obserwowali w Brookhaven stowarzyszoną produkcję [5] i w emulsjach fotograficznych zidentyfikowano mezony K produkowane w kosmotronie [6]. Z końcem lata doszedłem, acz nie bez oporów, do wniosku, że przyszłość nie należy do badań promieniowania kosmicznego w bardzo przeze mnie lubianych górach, lecz do akceleratorów.

Następnej jesieni, wraz z Bobem Motleyem, odbywającym studia doktoranckie, rozpoczęliśmy budowę aparatury do detekcji mezonów K z kosmotronu, przy zastosowaniu techniki czysto licznikowej.

W miarę postępu prac rosnące powszechnie zainteresowanie zagadką tau-teta [7] skłoniło nas do badania zależności czasu życia mezonów K od kanału rozpadu. Udało nam się zbudować aparaturę i opublikowaliśmy wraz z Motleyem nasze wyniki jednocześnie z grupą Alvareza z Berkeley, pracującą nad mezonami K z bevatronu [8, 9]. Wyniki dowodziły istnienia degeneracji czasów życia mezonów tau i teta. Z niezależnych doświadczeń wynikało, że masy tau i teta są równe z dokładnością do 1% [10]. Ta sytuacja stanowiła bazę dla słynnej pracy Lee'ego i Yanga [11], po której wykonano doświadczenia o zaskakującym wyniku, wykazujące maksymalne niezachowanie parzystości w słabych oddziaływaniach [12]. Fascynującą tę historię omówili Lee i Yang przy podobnej jak dziś okazji w roku 1957.

W tym samym czasie pojawiła się praca Landaua, napisana jeszcze zanim znane były rezultaty doświadczeń z rozpadami beta [13]. W związku z zagadką tau-teta Landau zauważył, że odrzucenie zasady zachowania parzystości spowodowałoby istotne kłopoty w fizyce. Kłopotów tych można uniknąć wprowadzając tzw. „inwersję kombinowaną”, czyli połączenie operacji odbicia przestrzennego z transformacją przeprowadzającą cząstki w antycząstki — czyli tzw. sprzężenia ładunkowego. Tę właśnie metodę wybrała, jak się wydawało, natura. Doświadczenia wykazały, że naruszeniu parzystości towarzyszy niezachowanie symetrii sprzężenia ładunkowego. Słabe oddziaływania okazały się niezmiennymi.

nicze względem połączonych operacji zamiany cząstek na antycząstki i odbicia zwierciadlanego, czyli transformacji CP.

I tak jedna symetria okazała się niezachowana, a zastąpiła ją nowa, bardziej podstawowa. Ważność tej nowej symetrii wiąże się z twierdzeniem CPT. Twierdzenie to, oparte niemal wyłącznie na szczególnej teorii względności i zasadzie lokalności i stanowiące podstawę kwantowej teorii pola, powiada, że wszelkie oddziaływania muszą być niezmiennicze względem połączonych operacji C, P i T, czyli odwrócenia czasu. Jeżeli jest zachowana niezmienniczość CP, to musi też być niezmienniczość T, w pełnej zgodności z wszelkimi danymi doświadczalnymi. Sytuacja wydawała się wielce zadowalająca. W roku 1963 Sakurai [14] pisał: „Któż mógł przypuszczać w 1953 r., że badania rozpadów cząstek K doprowadzą do rewolucji w naszym rozumieniu zasad niezmienniczości”. No i w roku 1964 te same cząstki powtórzyły swój „numer”.

Trudno doprawdy podać lepszy przykład wzajemnego uzupełniania się teorii i doświadczenia, niż historia obojętnych mezonów K . Dla fizyka stanowi to specjalną przyjemność, gdyż rzadko który układ fizyczny zawiera w sobie tak wiele elementów nowoczesnej fizyki. Istnieje wiele układów o dwu stanach, jak mezony K^0 , ale ten właśnie posiada specjalne właściwości, stanowiące o jego pięknie. Mam nadzieję, iż uda mi się przekazać państwu powody naszej fascynacji układami K^0 . Historia zaczyna się od przyporządkowania przez Gell-Manna i Nishijimę izospinu i dziwności cząstkom K . Zgrupowanie mezonów K w dwa dublety czyni cząstki K^0 i \bar{K}^0 wielkościami odrębnymi. Jednak obie te cząstki rozpadają się na dwa mezony π . Fizyk obserwujący w detektorze parę $\pi^+\pi^-$ nie wie czy źródłem jest K^0 , czy \bar{K}^0 . Problem ten wnikliwie rozwiązali Gell-Mann i Pais w pracy z roku 1955 [15]. Z zasad mechaniki kwantowej wynika, że źródło par $\pi^+\pi^-$ musi być pewną liniową kombinacją stanów K^0 i \bar{K}^0 . Autorzy zauważyli, że stan końcowy $\pi^+\pi^-$ jest parzysty ze względu na sprzężenie ładunkowe. Znaczy to, że odpowiednia funkcja falowa nie zmienia znaku przy zamianie cząstki na antycząstkę. Warunek ten spełnia kombinacja $K^0 + \bar{K}^0$. Układ ten nazwano K_1^0 [16]. Wobec tego musi też istnieć inny, równie prawdopodobny stan, $K^0 - \bar{K}^0$ czyli K_2^0 , który to stan jest nieparzysty ze względu na sprzężenie ładunkowe i nie może rozpaść się na $\pi^+\pi^-$. Może za to rozpaść się na wiele innych stanów, stanów trzyciałowych, takich jak $\pi^+\pi^-\pi^0$. Oczekiwano, że rozpady trzyciałowe będą silnie stłumione w porównaniu z dwuciałowymi, tak że K_2^0 będzie żyć około 500 razy dłużej niż K_1^0 . Spodziewano się też, że K_1^0 i K_2^0 będą mieć nieco różne masy, mimo że masy K^0 i \bar{K}^0 muszą być dokładnie równe na mocy twierdzenia CPT.

Grupa z Uniwersytetu Columbia pracująca przy kosmotronie w Brookhaven rozpoczęła poszukiwania długożyciowego, obojętnego mezonu K^0 przewidzianego przez Gell-Manna i Paisa — i znalazła go [17]. Tak więc model teoretyczny oparty na zasadzie niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego został potwierdzony. No i wtedy wykryto niezachowanie parzystości i parzystości ładunkowej w słabych oddziaływaniach! Ta czarna chmura została usunięta z teorii dzięki obserwacji, że wystarczy zastąpić C transformacją CP i opis obojętnych mezonów K^0 pozostanie bez zmian [13]. Niezmienniczość CP nadal zabrania rozpadu K_2^0 na dwa piony. Ten opis układu obojętnych mezonów K został określony przez Feynmana jako „jedno z największych osiągnięć fizyki teoretycznej” [18].

Inne cechy układu $K^0\bar{K}^0$ ujawniają się gdy napiszemy funkcję falową tego układu, uwzględniając człony zależne od czasu i energii zakładając w chwili $t = 0$ stan K^0 .

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K_1^0\rangle e^{-t/2\tau_1 + i\omega_1 t} + |K_2^0\rangle e^{-t/2\tau_2 + i\omega_2 t} \},$$

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \},$$

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \}.$$

Widać, że po pewnym czasie, długim w porównaniu z czasem życia K_1^0 a krótkim w porównaniu z czasem życia K_2^0 , stan który początkowo był stanem K^0 będzie zawierać K_2^0 , które z kolei stanowi mieszaną stanów K^0 i \bar{K}^0 . Aby zdać sprawę z rzędu wielkości, z którymi mamy do czynienia, zauważmy, że w typowym doświadczeniu mezon K_1^0 przebiega drogę kilku centymetrów. W odległości większej od metra od punktu produkcji K^0 mamy już niemal czystą wiązkę K_2^0 .

Rozpatrując oddziaływania mezonów K_2^0 z materią przekonamy się o innych ważnych własnościach układu $K^0\bar{K}^0$. Otóż K^0 i \bar{K}^0 , ze względu na swoje przeciwne dziwności, mają bardzo różne przekroje czynne na oddziaływania. Przepuszczenie wiązki K_2^0 przez blok materiału spowoduje powstanie mieszaniny K^0 i \bar{K}^0 , która ze względu na różną absorpcję obu składników nie zawiera już 50% K^0 i 50% \bar{K}^0 , lecz ich nową kombinację, odpowiadającą K_2^0 oraz K_1^0 . Poza materiałem pochłaniającym zaobserwujemy pary $\pi^+\pi^-$ z rozpadów nowo powstałych krótkożyjących K_1^0 . Zjawisko to nazywamy regeneracją [19]. Dla materiału całkowicie przezroczystego dla K^0 i całkowicie pochłaniającego \bar{K}^0 natężenie wiązki K_1^0 po przejściu przez absorbent wyniesie 1/4 natężenia pierwotnej wiązki K_2^0 .

Przy końcu lat pięćdziesiątych M. L. Good [20] zauważył, że istnienie tylko niewielkiej różnicy mas K_1^0 i K_2^0 powoduje, iż omówiony już proces regeneracji może być procesem koherentnym. Rozumiemy przez to, że rozpraszanie z przechodzeniem K_2^0 w K_1^0 nastąpi nie na pojedynczych jądrach lecz w oddziaływaniu z całym blokiem materiału rozpraszającego! To znaczy, że blok pozostanie w swoim początkowym stanie kwantowomechanicznym podczas procesu rozpraszania. W tej sytuacji, podobnie jak dla światła przechodzącego przez szkło, można określić współczynnik załamania dla materiału regenerującego. Koherentnie regenerowane mezony K_1^0 będą miały dokładnie tę samą energię co początkowe K_2^0 , a rozkład kątowy taki jak wiązka pierwotna, poszerzony przez efekty dyfrakcyjne, zależne od rozmiarów regeneratora prostopadłych do wiązki pierwotnej. Charakterystyczna długość fali mezonów K_2^0 w typowym doświadczeniu wynosi około 10^{-13} cm. Rozmiary poprzeczne absorbenta są zwykle rzędu 10 cm. Odpowiadający mu efekt dyfrakcyjny ma szerokość rzędu 10^{-14} radiana! Co więcej, koherentne dodawanie się fal K_1^0 obserwowano na odległościach przewyższających 10^{14} długości fal. Zupełnie wyjątkową cechą koherentnie zregenerowanej wiązki K_1^0 jest to, że można ją odróżnić od wiązki pierwotnej — dzięki temu, że rozpada się na $\pi^+\pi^-$ po krótkim czasie życia. O ile wiem, jest to jedyny wypadek, w którym można odróżnić wiązkę koherentnie rozproszoną ku przodowi od wiązki pierwotnej.

Dla słuchaczy znających fizykę jest już zapewne jasne, że układ $K_1^0 K_2^0$ ma swoją analogię w świetle spolaryzowanym. K_1^0 i K_2^0 odpowiadają światłu z lewo- i prawoskrętną polaryzacją kołową, stany zaś K^0 i \bar{K}^0 równoważne są składowym x i y polaryzacji liniowej. Przejście K_2^0 przez blok materiału odpowiada przejściu światła spolaryzowanego kołowo lewoskrętnie przez ośrodek podwójnie łamiący, jak np. kryształ kalcytu, który ma różne współczynniki załamania dla składowych x i y polaryzacji. Ten ogólny opis regeneracji, koherentnej i niekoherentnej, został ostatecznie potwierdzony w doświadczeniu stosującym komorę pęcherzykową.

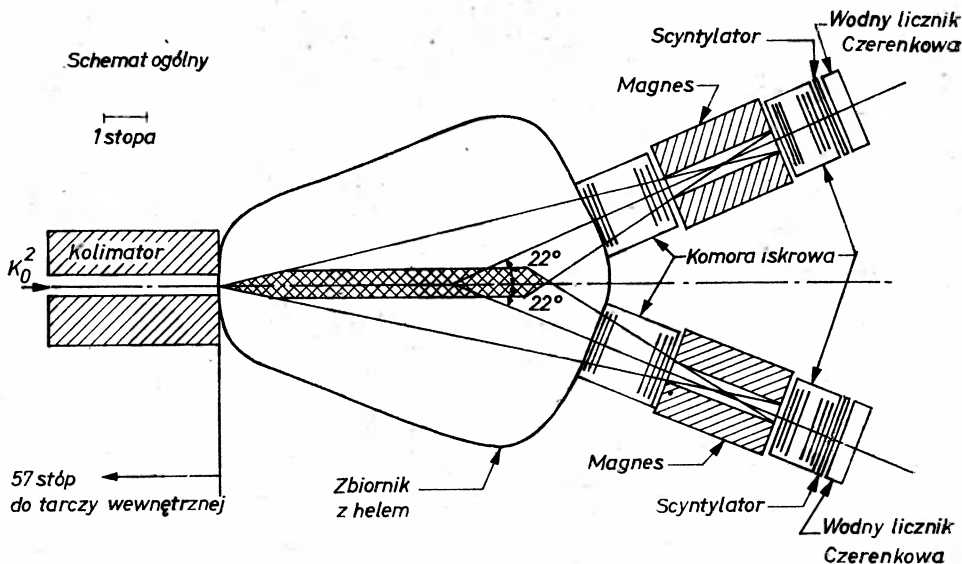
Wiele jeszcze jest zjawisk pokrewnych oczekujących na zbadanie. Nie przeprowadzono np. doświadczeń nad koherentną regeneracją mezonów K_1^0 na ściankach kryształów. Przy obecnie dostępnych pędach cząstek kąty Bragga są bardzo małe i czynnik ekstynkcji Debye'a-Wallera zaczyna grać rolę przy odpowiednio małych kątach, ale doświadczenia takie powinny być możliwe do wykonania.

Dosyć nieoczekiwanie, układ $K^0 \bar{K}^0$ dostarcza nam ważnej i bardzo dokładnej informacji o oddziaływaniach grawitacyjnych. Wiąże się to z zagadnieniem tzw. silnej uniwersalności — czyli odpowiedzią na pytanie czy różne obiekty, w naszym wypadku cząstka i antycząstka, o tej samej masie bezwładnej zachowują się jednakowo w polu grawitacyjnym. Jak zauważył M. L. Good [22], jeżeliby K^0 i jego antycząstka \bar{K}^0 miały przeciwną grawitacyjną energię potencjalną, to układ $K^0 \bar{K}^0$ mieszałby się tak szybko, że nigdy nie zaobserwowalibyśmy K^0 długożyciowych. Badając omawiany układ dokładniej można pokazać, że jeżeli oddziaływania grawitacyjne cząstki i antycząstki różnią się o ułamek k , to k musi być mniejsze niż 10^{-10} dla pola grawitacyjnego ziemskiego, 10^{-11} — słonecznego, 10^{-13} — galaktycznego.

Odkryć można dokonać nie tylko w podróży po nieznanymi wodach — ale i po dobrze znanych bliskich okolicach, jeżeli mamy aparat badawczy umożliwiający dostrzeganie szczegółów znanych już obiektów z nową, nieosiągalną dawniej dokładnością. W roku 1963 uzyskaliśmy możliwość badania obojętnych mezonów K ze znacznie większą niż dotychczas zdolnością rozdzielczą. Możliwość ta pojawiła się dzięki wprowadzeniu nowych detektorów cząstek naładowanych — komór iskrowych, pozwalających na dokładne określenie współrzędnych śladów cząstek a jednocześnie nadających się do włączenia w elektroniczny układ wyzwalający, dzięki czemu można wybierać określone typy reakcji.

Stosując te nowe urządzenia rozpoczęliśmy wraz z Jimem Christensonem, Rene Turlayem i Jimem Croninem systematyczne badanie trzech zagadnień: 1) zjawiska regeneracji, 2) niezmienniczości CP i 3) prądów neutralnych. Szczególnie interesowaliśmy się zjawiskiem regeneracji, a to ze względu na pewne anomalie zaobserwowane przez fizyków badających przechodzenie mezonów K_2^0 przez komorę pęcherzykową wypełnioną ciekłym wodorem [23]. Niewielu kolegów uważało za obiecujące badania niezmienniczości CP, ale mimo to zajęliśmy się tym zagadnieniem. Zagadnienie prądów neutralnych, od dawna wywołujące duże zainteresowanie, omówione zostało przez prof. Glashowa na podobnej jak dzisiejsza uroczystości rok temu.

Rys. 1 pokazuje schemat naszej aparatury. Jest to spektrometr dwuramienny, każde ramię zawiera komory iskrowe ustawione przed i poza magnesem. W obu ramionach spektrometru pracowały w koincydencji liczniki Czerenkowa i scyntylacyjne, urucha-



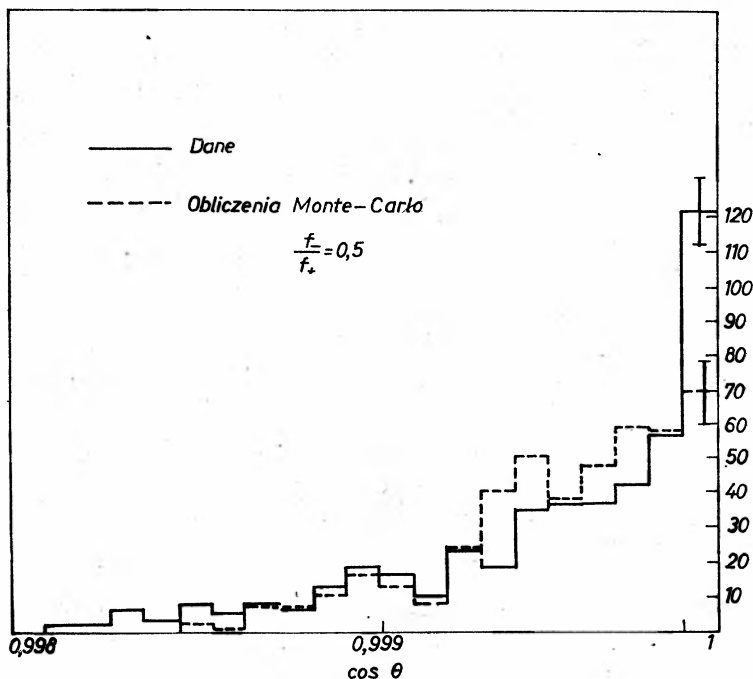
Rys. 1. Schemat ogólny aparatury ustawionej przy AGS

miające komory iskrowe, które wówczas fotografowano. Aparaturę tę ustawiono w wiązce cząstek neutralnych przy akceleratorze AGS w Brookhaven, w takim położeniu, że K_1^0 już powinny się rozpaść, pozostawiając tylko K_2^0 . Kąt pomiędzy ramionami spektrometru dobrano tak, aby zoptymalizować detekcję mezonów K^0 rozpadających się na dwa mezony π . Do badania regeneracji stosowano bloki z różnych materiałów wstawione w wiązkę. Przy badaniu swobodnych rozpadów K_2^0 na dwa piony obszar rozpadu wypełniono helem, aby zminimalizować szansę oddziaływań.

Są dwa sposoby rozróżniania rozpadów dwupionowych od znacznie częstszych trzyciałowych. Suma pędów dwóch zarejestrowanych cząstek musi być współliniowa z kierunkiem lotu pierwotnego K_2^0 . Dla rozpadów trzyciałowych to na ogół nie zachodzi. Poza tym wyliczona masa cząstki rozpadającej się musi się zgadzać z masą K^0 . Wyniki doświadczenia pokazane są na rys. 2 i 3. Rys. 2 pokazuje wyniki pomiarów zdjęć oddziaływań, wykonane przy pomocy niezbyt dokładnych aparatów pomiarowych. Pojawienie się maksimum dla przypadków cząstek lecących ku przodowi, w kierunku cząstki pierwotnej, skłoniło nas do przeprowadzenia dokładniejszych pomiarów, których wyniki pokazuje rys. 3. Wyraźnie widać około 56 przypadków w maksimum ku przodowi w odpowiednim przedziale mas, podczas gdy z tła oczekiwać można około 11. Na podstawie tych danych wyznaczyliśmy częstość rozpadów K_2^0 na dwa piony w porównaniu z wszystkimi rozpadami na produkty naładowane; wynosi ona 2×10^{-3} . Mieliliśmy oto pierwszy dowód rozpadu całkowicie wzbronionego przez zasadę zachowania CP [23]. Zdawaliśmy sobie sprawę z ważności tego wyniku i wyznam, że początkowo sami w niego nie wierzyliśmy. Spędziliśmy pół roku próbując znaleźć inne wyjaśnienie otrzymanego wyniku — ale nie znaleźliśmy.

Badanie koherentnej regeneracji było ważne dla badania CP z kilku powodów. Po pierwsze, wyniki nasze były całkowicie zgodne z oczekiwaniami: nie występowały żadne

anomalie regeneracji. Zmierzone częstości regeneracji w wolframie, miedzi, węgla i ciekłym wodorze pozwalały nam stwierdzić, że koherentna regeneracja w gazowym helu, który wypełniał obszar rozpadów, nie mogła absolutnie spowodować obserwowanego maksimum. Po drugie, pomiar koherentnej regeneracji K_1^0 rozpadających się na $\pi^+\pi^-$ pozwalał na dobrą kalibrację aparatury.

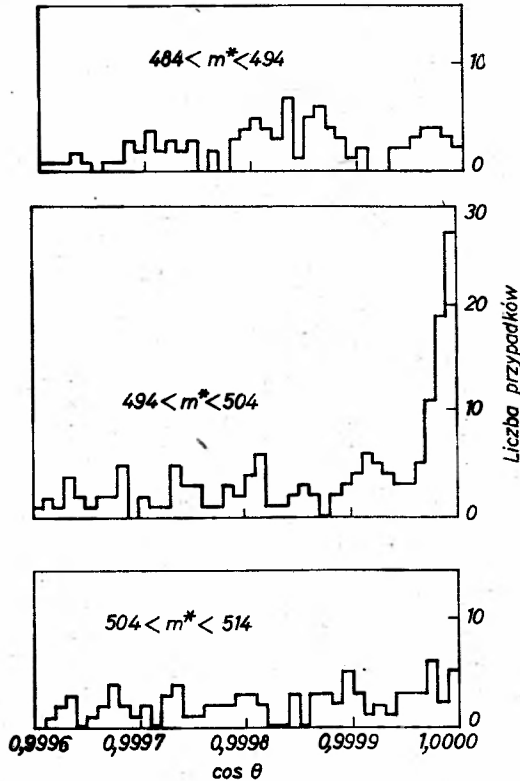


Rys. 2. Rozkład kątowy przypadków w badanym obszarze mas, na podstawie pomiarów przybliżonych

Przeprowadzimy teraz nieco bardziej ilościową analizę układu obojętnych mezonów K [24]. Ze względu na mieszanie K^0 i \bar{K}^0 przez słabe oddziaływania, przebieg zmian w czasie fali K^0 zależy będzie nie tylko od amplitudy K^0 , lecz także \bar{K}^0 , mianowicie

$$\frac{-dK^0}{dt} = AK^0 + p^2\bar{K}^0, \quad \frac{-d\bar{K}^0}{dt} = B\bar{K}^0 + q^2K^0.$$

Symbol cząstki oznacza tu amplitudę odpowiedniej fali. Ze względu na niezmienniczość CPT masy i czasy życia cząstki i antycząstki muszą być dokładnie identyczne. W naszych równaniach znaczy to, że $A = B$. Złamanie niezmienniczości CP może nastąpić na dwa sposoby, albo za pośrednictwem odpowiednich członów w wypisanych równaniach, albo w samej amplitudzie rozpadu. Doświadczenia wykazują, że większość — a może nawet cały efekt łamania CP — zawarty jest w naszych równaniach i wiąże się z tzw. rozpadową macierzą mas. Profesor Cronin omówi szczegóły członów związanych z rozpadem. Na razie powiemy tylko, że każde odchylenie p^2 od wartości q^2 spowoduje rozpad K_2^0 na



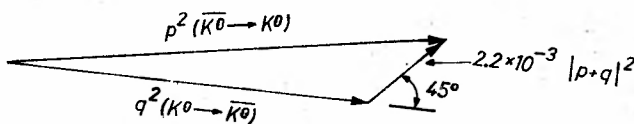
Rys. 3. Rozkład kątowy przypadków po dokładnych pomiarach, w trzech interesujących nas przedziałach mas

dwa piony. Wobec łamania niezmienniczości CP cząstki K^0 długo- i krótkożyciowa nie są uprzednio zdefiniowanymi K_1^0 i K_2^0 , ale należy je zapisać w postaci

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{p^2 + q^2}} \{p|K^0\rangle + q|\bar{K}^0\rangle\},$$

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{p^2 + q^2}} \{p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle\}.$$

Z faktu, iż K_1^0 rozpada się na 2 piony wynika, że amplituda przejścia cząstki w antycząstkę, $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, nie jest dokładnie równa amplitudzie dla przejścia odwrotnego $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$; w rzeczy samej wiemy obecnie, że nie tylko moduły tych amplitud są różne, ale istnieje też między nimi pewna różnica fazy — patrz rys. 4.



Rys. 4. Wektorowy schemat różnicy amplitud dla $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ i $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$

Wspomniałem uprzednio, że na mocy twierdzenia CPT niezachowanie CP równoważne jest złamaniu niezmienniczości względem odwrócenia czasu. Prof. Cronin pokaże w swoim wykładzie, że zostało udowodnione w sposób niezależny, iż dla układu obojętnych mezonów K^0 twierdzenie CPT pozostaje w mocy. Wynika stąd, że w rozpadach K^0 zdemontrowano pogwałcenie niezmienniczości względem odwrócenia czasu.

Znamy wszyscy zagadnienie asymetrii biegu czasu związane z entropią. Entropia układu zamkniętego wzrasta z upływem czasu. Wynika to z warunków brzegowych. W układzie obojętnych mezonów K^0 po raz pierwszy spotykamy się z sytuacją, w której asymetria czasowa jest wynikiem oddziaływania, nie zaś warunków brzegowych.

Odkrycie to prowadzi do wielu zasadniczych pytań, gdyż dotychczas sądzono, że wszystkie prawa mikroświata pozostają niezmiennicze względem odwrócenia czasu. Pytaniami takimi zajmuje się bardziej szczegółowo profesor Cronin, ja wspomnę tylko o dwóch. Czy omawiany efekt może prowadzić do zmniejszenia entropii układu zamkniętego? Rozglądając się wokół siebie z Ziemi widzimy wysoce uporządkowany Wszechświat. Jak to możliwe, skoro entropia wciąż rośnie? Czy łamanie niezmienniczości CP jest właśnie mechanizmem porządkującym? Wydaje się, że odpowiedź jest negatywna [25].

Inne pytanie: obserwujemy obecnie wokół siebie pozostałości wcześniejszego, znacznie gorętszego Wszechświata. Można oczekiwać, że w tym wczesnym etapie materia i antymateria występowały w jednakowych ilościach i anihilowały zamieniając się w promieniowanie gamma. Jednakże nie widać śladów antymaterii. Teorie z cechowaniem, omawiane z tego miejsca rok temu, dopuszczają możliwość rozpadu protonu i antyprotonu. Proces ten oraz łamanie niezmienniczości CP powodują pojawianie się przewagi ilościowej materii nad antymaterią oraz umożliwiają wytłumaczenie obserwowanego we Wszechświecie stosunku ilości materii do promieniowania [26].

Lewis Thomas, autor znakomitych esejów o nauce napisał: „Miarą wielkości pracy naukowej jest zdumienie przez nią wywoływane”. Po upływie 16 lat świat fizyki nadal zdumiewa się naruszaniem niezmienniczości CP i T. Podejrzewam, że myśli Komitetu Nagrody Nobla biegły podobnie jak Thomasa, gdy zdecydowano o przyznaniu prof. Croninowi i mnie tego najwyższego z wyróżnień.

Tłumaczyła *Helena Białkowska*

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Literatura

- [1] Przegląd sytuacji w roku 1953, patrz G. D. Rochester i C. C. Butler, *Rep. Prog. Phys.* **16**, 364 (1953).
- [2] A. Pais, *Phys. Rev.* **86**, 663 (1952).
- [3] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **92**, 833 (1953).
- [4] T. Nakano, K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* **10**, 581 (1953).
- [5] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, *Phys. Rev.* **93**, 861 (1954).
- [6] *Rochester Conference Proceedings* (1954).
- [7] R. H. Dalitz, *Phil. Mag.* **44**, 1068 (1953); E. Fabri, *Nuovo Cimento* **11**, 479 (1954). Obserwowano, iż część cząstek dziwnych rozpada się na dwa, a część na trzy piony. Przy pomocy analizy Dalitza

- i Fabri'ego stwierdzono, na nielicznych dostępnych przykładach, że parzystość układu trzypionowego była przeciwna parzystości układu dwupionowego. Wynikało stąd, przy założeniu zachowania parzystości w rozpadzie, że muszą istnieć dwie różne cząstki: teta rozpadająca się na dwa piony i tau — na trzy. Zagadką było pytanie, dlaczego różne cząstki mają tę samą masę i czas życia? Dopuszczenie niezachowania parzystości pozwala przyjąć, że obie cząstki — to mezon K , tzw. K_{π_1} i K_{π_2} .
- [8] L. W. Alvarez, F. S. Crawford, M. L. Good, M. L. Stevenson, *Phys. Rev.* **101**, 503 (1956); G. Harris, J. Orear, S. Taylor, *Phys. Rev.* **100**, 932 (1955).
- [9] V. Fitch, R. Motley, *Phys. Rev.* **101**, 469 (1956); *Phys. Rev.* **105**, 265 (1957).
- [10] R. W. Birge, D. H. Perkins, J. R. Peterson, D. H. Stork, M. N. Whitehead, *Nuovo Cimento* **4**, 834 (1956).
- [11] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [12] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957); R. Garwin, L. Lederman, M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957); J. I. Friedman, V. L. Telegdi, *Phys. Rev.* **105**, 1681 (1957).
- [13] L. Landau, *Nucl. Phys.* **3**, 254 (1957).
- [14] J. J. Sakurai, *Invariance Principles and Elementary Particles*, Princeton University Press 1964, Princeton, N. J., str. 296.
- [15] M. Gell-Mann, A. Pais, *Phys. Rev.* **97**, 1387 (1955).
- [16] Zmieniliśmy oznaczenia, aby pozostać w zgodzie z obecnie stosowanymi. Gell-Mann i Pais używali nazw θ_1 i θ_2 .
- [17] K. Lande, E. T. Booth, J. Impeduglia, L. M. Lederman, W. Chinowsky, *Phys. Rev.* **103**, 1901 (1956).
- [18] R. P. Feynman, *Theory of Fundamental Processes*, W. A. Benjamin, Inc., New York, str. 50.
- [19] A. Pais, O. Piccioni, *Phys. Rev.* **100**, 1487 (1955).
- [20] M. L. Good, *Phys. Rev.* **106**, 591 (1957).
- [21] R. H. Good, R. P. Matsen, F. Muller, O. Piccioni, W. M. Powell, H. S. White, W. B. Fowler R. W. Birge, *Phys. Rev.* **124**, 1223 (1961).
- [22] M. L. Good, *Phys. Rev.* **121**, 311 (1961).
- [23] J. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [24] T. D. Lee, K. Cehme, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **106**, 340 (1957).
- [25] Y. Ne'eman, *Erice Summer School Lectures*, June 16 — July 6, 1972.
- [26] A. D. Sakharov, *JETP Lett.* **5**, 24 (1967). Przystępne omówienie — patrz F. W. Wilczek, *Scientific, American* **243**, 82 (1980).

Anthony J. Leggett

University of Sussex
Brighton, Wielka Brytania

Perspektywy fizyki ultra-niskich temperatur. Aspekty teoretyczne i wnioski z Sympozjum *

Prospects of Ultra-Low Temperatures. Theoretical Aspects with Summary Remarks of the Symposium

*Abstract **:* The article reviews the motivations for doing the ultra-low temperature physics. The new motives include the possibility of discoveries of new phases, the stability of supercurrent in $^3\text{He-A}$, quantum tunnelling of the macroscopic systems and of amplifying the ultra-weak interactions postulated in particle physics.

Zaproszenie do wygłoszenia na tej Konferencji teoretycznego wykładu podsumowującego uważam za wielki zaszczyt i przywilej. Dla mnie osobiście jest to przyjemność szczególna, ponieważ w czasie dwóch bardzo przyjemnych i owocnych pobytów w grupie profesora Matsubary na Uniwersytecie w Kyoto w latach 1965-66 oraz w grupie prof. Wady na Uniwersytecie Tokijskim w 1973-74 nawiązałem szczególnie bliskie kontakty ze społecznością fizyków japońskich zajmujących się niskimi temperaturami. Wielu spośród jej członków jest obecnych na tej Konferencji. Chciałbym tedy wykorzystać obecną okazję, ażeby wyrazić moją wdzięczność za gościnność, jaką okazali mi wtedy i teraz.

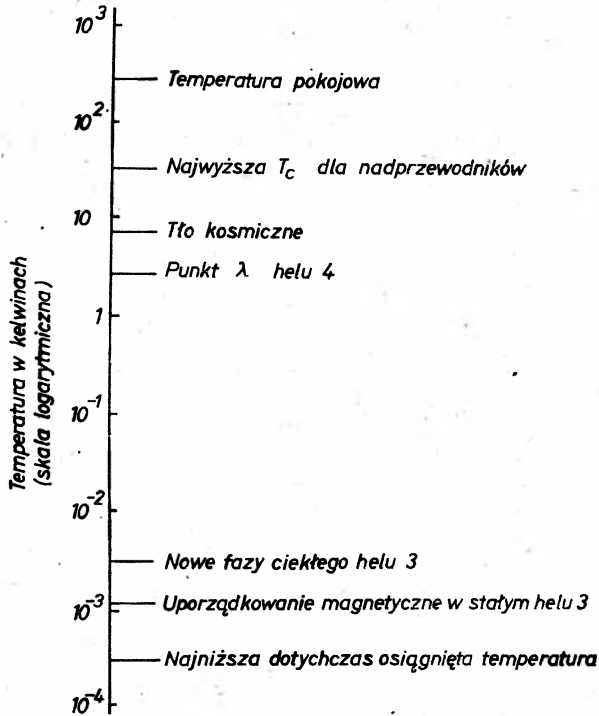
Chociaż to wystąpienie jest oficjalnie zatytułowane „Aspekty teoretyczne i wnioski z Sympozjum”, myślę, że byłoby niemądrze próbować ulepszać doskonale referaty przeglądowe z różnych dziedzin, które już wysłuchaliśmy. Zamiast tego chciałbym postawić i próbować odpowiedzieć na pytanie: dlaczego w ogóle zajmujemy się fizyką ultraniskich temperatur? Jakich fundamentalnie nowych zjawisk oczekujemy w obszarze milikelwinowym i poniżej? Takie wystąpienie nieuchronnie będzie osobiste, spekulatywne i być może miejscami naiwne.

Ażeby ustalić perspektywę, rzućmy okiem na logarytmiczną skalę temperatur w obszarze nisko-temperaturowym (rys. 1). Otóż prawie unikalną cechą fizyki niskich tem-

* Wykład wygłoszony na Międzynarodowym Sympozjum Fizyki Ultraniskich Temperatur w Hakone (Japonia) w 1977 r. Został opublikowany w *Physics at Ultralow Temperatures, Proceedings of the International Symposium at Hakone, Japan*, Sept. 5-9, 1977, str. 318-331, ed. T. Sugawara, 1978. Artykuł został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission, Copyright © 1978 by the Physical Society of Japan] (przyp. Red.).

** Streszczenie dodane przez tłumacza (przyp. Red.).

peratur, wartą podkreślenia jest to, że poniżej 3 K — tj. temperatury promieniowania tła kosmicznego — prawdopodobnie „orzemy grunt”, którego natura nigdy nie tknęła; w pewnym sensie tworzymy nową fizykę, jakiej Wszechświat — przynajmniej w naszym otoczeniu przestrzenno-czasowym — nigdy nie widział. Tę szczególną barierę minęliśmy ponad 60 lat temu, i dzięki ogromnej energii i pomysłowości eksperymentatorów jesteśmy dzisiaj prawie cztery rzędy wielkości niżej w skali temperaturowej. Co zyskaliśmy?



Rys. 1. Logarymiczna skala temperatur

Fizyka niskich temperatur jest fizyką uporządkowania; mówiąc bardzo prymitywnie i ogólnie, im subtelniejszy typ uporządkowania tym wymagana jest niższa temperatura, aby go zaobserwować. Większość znanych klasycznych i quasiklasycznych typów uporządkowania — zamarzanie, rozdzielanie faz, ferroelektryczność itd. — pojawia się w temperaturach rzędu temperatury pokojowej. Przejścia zaznaczone na rys. 1 są wszystkie wywołane, w taki czy inny sposób, bardziej subtelnym uporządkowaniem związanym z nierozróżnialnością cząstek elementarnych. Jeżeli rozważymy np. formowanie się par Coopera w nadprzewodnikach (najprostszy typ uporządkowania — zwykle sparowanie typu s), jest ono obserwowane w temperaturach tak wysokich jak 20 K, podczas gdy bardziej wyrafinowany sposób związany ze sparowaniem typu p nie był zaobserwowany do tej pory. Może to oczywiście również być wywołane faktem, że akurat w żadnym z rzeczywistych metali oddziaływanie elektron–elektron nie faworyzuje sparowania typu p , albo że takie oddziaływanie jest niezmiernie małe; ale jest przynajmniej równie prawdopodobne, że co najmniej częściową jego przyczyną jest fakt, że sparowanie typu p , wymagające „delikatnych” korelacji kątowych par Coopera jest znacznie łatwiej niszczone

przez domieszki niż jakiegokolwiek sparowanie typu s , a zatem, ażeby je zaobserwować przy danej koncentracji domieszek, musimy użyć niższej temperatury. Analogicznie bardzo złożona nadciekła ciecz Fermiego $^3\text{He-B}$, która wymaga współistnienia trzech różnych typów par Coopera, jest bardziej wrażliwa na obecność brzegów i innych „defektów” niż prostsza faza A ¹. W ogólności, możemy spekulować, że im bardziej subtelny typ uporządkowania w układzie wielociałowym, tym bardziej ekstremalne warunki są wymagane, ażeby go zaobserwować, a stąd w ogólności niższa temperatura.

Zajmiemy się teraz kilkoma układami, które są lub mogą być interesujące w obszarze milikelwinowym. Jako pierwsze powstaje pytanie dotyczące nadprzewodnictwa z parami Coopera w stanie tripletowym, względnym stanie typu p ². Dlaczego w pewnych metalach zwykle oddziaływanie elektron-fonon może faworyzować ten typ sparowania [1]? Według ogólnego przekonania może się ono pojawić w silnie paramagnetycznych metalach, gdzie wymiana wirtualnych paramagnonów będzie automatycznie faworyzować sparowanie typu triplet względem singletowego. Na pierwszy rzut oka można by pomyśleć, że im bardziej paramagnetyczny jest metal, tzn. im bliższy jedności jest parametr Stonera \bar{I} ³, tym wyższa jest temperatura przejścia T_c . Jednakże, jak pokazano ostatnio [2, 3], T_c jako funkcja \bar{I} osiąga maksimum i następnie maleje do zera w granicy $\bar{I} \rightarrow 1$. Najbardziej badanym, do tej pory, kandydatem na przejście typu p jest Pd⁴; jednakże dla tego układu wartość \bar{I} leży istotnie poniżej optimum i obliczenia przeprowadzone w pracy [3] prowadzą do (szacunkowej) wartości T_c rzędu 10^{-5} K. Jasne jest, że idealnym kandydatem byłby układ, w którym można by zmieniać \bar{I} w sposób ciągły do jedności i dalej do wartości większych niż jeden. Jeden z takich układów, przynajmniej teoretycznie stanowi związek ZrZn_2 , który jest słabym klasycznym ferromagnetykiem elektronów wędrownych [4] z temperaturą Curie rzędu 20 K⁵. Diagram fazowy jaki znamy obecnie przedstawiono w pracy [5]; interesujące jest, że w temperaturze zero uporządkowanie ferromagnetyczne jest zniszczone przez ciśnienie rzędu 8 kbar. Jeżeli zmniejszamy ciśnienie ku tej wartości, parametr Stonera \bar{I} powinien zmierzać w sposób ciągły do je-

¹ Patrz art. J. Czerwonko, *Postępy Fizyki* **29**, 387 (1977) (przyp. tłum.).

² Określenie „względny stan typu p ” dotyczy części orbitalnej funkcji falowej pary Coopera i oznacza, że funkcja orbitalna jest proporcjonalna do kombinacji harmonik sferycznych z $l = 1$. Funkcja falowa pary Coopera Ψ jest proporcjonalna do „średniej anomalnej”

$$\Psi(\bar{n}; \alpha, \beta) \equiv \sum_{|k|} \langle a_{-k\alpha} a_{k\beta} \rangle, \quad (\alpha, \beta = \uparrow, \downarrow)$$

(przyp. tłum.).

³ Parametr Stonera \bar{I} używany przez Leggetta jest zdefiniowany jako [2]: $\bar{I} = IN(0)$, gdzie $N(0)$ jest gęstością stanów, zaś I jest stałą sprzężenia pojawiającą się w modelu Hubbarda, tj.

$$\mathcal{H} = I \int d^3r d^3r' n_{\uparrow}(r) n_{\downarrow}(r') \delta(r-r'),$$

gdzie $n_{\uparrow}(r)$ i $n_{\downarrow}(r)$ są gęstościami spinów w górę i w dół w punkcie r (przyp. tłum.).

⁴ W świetle ostatnich badań teoretycznych (M. Grodzicki, J. Appel, *Phys. Rev.* **B20**, 3659 (1979)) wydaje się mało prawdopodobne zaobserwowanie stanu typu p w Pd. W pracy tej pokazano mianowicie, że wywołane fononami oddziaływanie typu p jest niezmiernie małe ($\lambda_1^{\text{ph}} = 0$ dla modelu Einsteina, $\lambda_1^{\text{ph}} = 0,083$ dla modelu Debye'a, $\lambda_0^{\text{ph}} = 0,153$) w porównaniu ze zwykłym oddziaływaniem BCS (przyp. tłum.).

⁵ Zobowiązany jestem profesorowi Paulowi Hornowi za tę sugestię.

dynki przekraczając w ten sposób „optymalną” wartość dla nadprzewodnictwa typu p . Oczekiwany rząd wielkości maksymalnej T_c w takim przypadku nie jest natychmiast jasny; obliczenia dla modelu gazu elektronów swobodnych z dowolnym \bar{l} dają $T_c(\max)$ rzędu 10^{-2} – 10^{-3} razy temperatura Fermiego T_F , ale możliwe, że w tym przypadku ta ostatnia powinna być zastąpiona przez temperaturę Curie (~ 20 K) i wtedy $T_c(\max)$ mogłoby leżeć w obszarze 10–100 mK. Czy, nawet wtedy, przepowiednia nadprzewodnictwa typu p jest realna czy też nie, istotnie zależy od tego do jakiego stopnia mechanizmy rozpraszania (np. lokalne odstępstwo od stechiometrii) mogą być zredukowane. Intuicyjnie można oczekiwać (patrz także [1]), że nadprzewodnictwo jest likwidowane, gdy średnia droga swobodna l staje się porównywalna z długością koherencji ⁶ w temperaturze zero $\xi \sim \hbar v_F / k_B T_c$ ($l \leq \xi$: v_F — prędkość Fermiego). Zbytecznie dodawać, że jeżeli nadprzewodnictwo typu p będzie odkryte w takim czy innym układzie, byłoby to niesłychanie podniecające. Układ taki zjednoczyłby złożoność funkcji falowej pary z wewnętrznymi stopniami swobody z inną dodatkową cechą, mianowicie bezpośrednim sprzężeniem kondensatu z polem elektromagnetycznym. Umożliwiłoby to istnienie zjawisk, z którymi nie można mieć do czynienia ani w nadprzewodniku ze sparowaniem typu s ani w (obojętnym) nadciekłym ³He.

W chwili obecnej jednakże fizyka w obszarze milikelwinowym jest głównie fizyką faz ³He lub mieszanin. Zaczniemy od czystego stałego ³He. Na tej konferencji słyszeliśmy bardzo dużo o ostatniej fascynującej pracy, gdzie pokazano istnienie przejścia fazowego (lub czegoś bardzo podobnego) w pobliżu 1 mK, oraz zasugerowano bardzo silnie, że to przejście jest związane z pewnym typem uporządkowania magnetycznego przepowiedzianym dawno na gruncie teoretycznym. Jednakże dokładny charakter tego uporządkowania wydaje się ciągle niejasny. Prawie wszystkie prace teoretyczne wskazują, że oddziaływanie Heisenberga typu najbliższych sąsiadów jest antyferromagnetyczne; do tej pory jest trudno pogodzić wszystkie fakty eksperymentalne z prostym uporządkowaniem antyferromagnetycznym, uwzględnienie zaś oddziaływań trzy- i czterocząstkowych dopuszcza, jak słyszeliśmy, pewną liczbę bardziej skomplikowanych struktur. Jest oczywiste, że pierwszoplanowym zadaniem eksperymentalnym jest ustalenie natury uporządkowania i nie ma wątpliwości, że w najbliższym czasie zobaczymy duży postęp na tym froncie (choćby eksperyment, który najbardziej chcielibyśmy wykonać, mianowicie dyfrakcja spolaryzowanych neutronów, będzie przypuszczalnie ciągle jeszcze nieosiągalny przez kilka lat). Jakakolwiek byłaby jej struktura, magnetycznie uporządkowana faza (albo fazy) stałego ³He jest unikalna jako jedyny znany przykład uporządkowania spinów jądrowych wywołany siłami wymiany Heisenberga, tak że hamiltonian spinowy jest, z bardzo dobrym przybliżeniem, zupełnie izotropowy. Do jednej szczególnie ważnej implikacji tego faktu powrócę jeszcze pokrótce przy końcu wystąpienia. Powinna ona być szczególnie interesująca gdyby istniała faza z magnetyzacją spontaniczną, taka jak „pseudoferromagnetyczna” faza sugerowana przez Ishikawę i Okada [6].

⁶ Mowa jest o długości koherencji wprowadzonej przez Pipparda w związku z uogólnieniem przez niego równań Londonów. Długość koherencji można oszacować następująco: w zjawisku nadprzewodnictwa główną rolę odgrywają elektrony skupione wokół powierzchni Fermiego w otoczeniu rzędu kT_c . Zmiana pędu Δp dla tych elektronów jest $\Delta p \approx kT_c / v_F$. Ponieważ $\Delta x \geq \hbar \Delta p \approx \hbar v_F / kT_c$ natychmiast otrzymujemy długość charakterystyczną $\xi \approx \hbar v_F / kT_c$ (przyp. tłum.).

Dalej istnieje ciągle aktualne pytanie dotyczące nadciekłości składowej ${}^3\text{He}$ w rozcieńczonym roztworze ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$. Jak zwykle gdy ma się do czynienia z parami Coopera, próby oszacowania temperatury przejścia są czynnością bardzo ryzykowną. Gdyby kilka lat temu zapytać fizyków teoretyków zajmujących się niskimi temperaturami, większość z nich umieściłaby tę temperaturę prawdopodobnie gdzieś w obszarze mikrokelwinowym. Mówiąc ogólnie, powodem tak niskiej wartości T_c jest to, że w teorii BCS zależy ona wykładniczo od iloczynu oddziaływania efektywnego V_{eff} i gęstości stanów na powierzchni Fermiego $N(0)$

$$T_c \sim e \exp - \left\{ \frac{1}{N(0)V_{\text{eff}}} \right\}. \quad (1)$$

Ponieważ V_{eff} dla ${}^3\text{He}$ w ${}^4\text{He}$ nie jest przypuszczalnie wiele większe niż dla czystego ${}^3\text{He}$, zaś $N(0)$ jest z pewnością znacznie mniejsze, można oczekiwać, że dla mieszanin temperatura przejścia będzie kilka rzędów wielkości mniejsza niż dla czystego ${}^3\text{He}$. Z analogicznego rozumowania jednakże wynika (przynajmniej na pierwszy rzut oka) znacznie bardziej szybkie zmniejszenie się $T_c(P)$ z ciśnieniem dla czystego ${}^3\text{He}$ niż aktualnie obserwowane. W istocie rzeczy, jeżeli zaczniemy traktować na serio ideę, że wirtualna polaryzacja tła odgrywa ważną, a być może i dominującą rolę (tak jak np. w modelu z fluktuacjami spinowymi), wtedy zwykle okazuje się, że teoria przepowiada znacznie słabszą zależność T_c od $N(0)$ w czystym ${}^3\text{He}$ niż dana wzorem (1). Nie jest przy tym oczywiste do jakiego stopnia ta argumentacja może być ekstrapolowana na mieszaniny (gdzie przynajmniej istotna część V_{eff} pochodzi od wirtualnej polaryzacji tła ${}^4\text{He}$); jednakże z pewnej liczby ostatnich obliczeń wynika, że T_c dla mieszanin mogłaby być rzędu 10^{-4} K, zatem wartość bardzo prawdopodobna do osiągnięcia we względnie bliskiej przyszłości.

Co szczególnie interesującego dałoby się powiedzieć o nadciekłości ${}^3\text{He}$ w rozcieńczonym roztworze ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$? Jeżeli obliczenia są poprawne, możemy oczekiwać, że pary Coopera formują się w stanie 1S_0 przy małych koncentracjach i prawdopodobnie w stanie 3P przy wyższych koncentracjach. W tym ostatnim przypadku powinniśmy oczekiwać, że ponieważ co najmniej większa część oddziaływania parującego jest wywołana albo bezpośrednim oddziaływaniem ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$, albo pośrednictwem tła ${}^4\text{He}$, to jest ono raczej niewrażliwe na sparowanie. Zatem efekty typu „sprzężenia zwrotnego”, które, jak się wierzy, zachodzą w czystym ${}^3\text{He}$, byłyby w dużym stopniu tutaj nieobecne. Dlatego oczekivalibyśmy zachowania zupełnie podobnego do tego, jakie przepowiada prosta teoria BCS, w szczególności, na pierwszy rzut oka można oczekiwać, że faza ABM nie pojawi się⁷. W ten sposób porównanie zachowania się stanu ze sparowaniem tripletowym

⁷ Stan ABM (od nazwisk Anderson, Brinkman i Morel) opisuje fazę A nadciekłego ${}^3\text{He}$. W stanie tym wektor $d(\hat{k})$ jest skierowany w tym samym kierunku dla wszystkich \hat{k} , tj. $d(\hat{k}) = d(\hat{k})\hat{a}$. W reprezentacji macierzowej definiowanej jako $d_i(\hat{k}) = A_{ia}\hat{k}_a$ ma on postać

$$A_{ia} = \sqrt{\frac{3}{2}} \Delta(T) \begin{bmatrix} 1 & i & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Szerzej, patrz wspomniany artykuł J. Czerwonki (przyp. tłum.).

w rozcieńczonych roztworach ze stanem w czystym ^3He dałoby dużo jakościowych informacji o istocie efektów typu sprzężenia zwrotnego.

Faza $^1\text{S}_0$ byłaby pod pewnymi względami nawet bardziej interesująca. Byłby to pierwszy (laboratoryjny) przykład elektrycznie obojętnej cieczy nadciekłej typu Fermiego ze sparowaniem singletowym. Jedną z konsekwencji tego stanowi fakt, że efekt rozrywania par wywołany zewnętrznym polem magnetycznym działającym na spiny mógłby być zaobserwowany w czystej postaci (w zwykłym nadprzewodniku komplikuje to efekt Meissnera, podczas gdy w czystym nadciekłym ^3He efekt rozrywania par jest nieobecny w fazie A, a w fazie B nigdy nie osiąga dużej wartości, ponieważ układ staje się niestabilny względem fazy A w polach rzędu kilka kGs). W szczególności może tam wystąpić możliwość zaobserwowania fazy Fulde-Ferrella [7], w której dzięki polu magnetycznemu pary Coopera posiadają skończony całkowity pęd. Jest nieprawdopodobne, aby ta faza pojawiała się w nadprzewodzącym metalu nie tylko z powodu efektu Meissnera, ale również dlatego, że podobnie jak wszystkie fazy wplątane w delikatne korelacje, jest ona niezmiernie wrażliwa na rozpraszenie (patrz wyżej). Jednakże ta komplikacja nie powinna wystąpić w mieszaninach i faza Fulde-Ferrella wydaje się być realną możliwością. Intuicyjnie można przyjąć, że wersja tej fazy, która pojawia się (powiedzmy) w cylindrze będzie pewnego rodzaju izotropowym uśrednieniem po stanach z określonym całkowitym pędem q , rozpatrywanym przez oryginalnych autorów i będzie odpowiadać sinusoidalnej radialnej zmianie parametru porządku z długością fali rzędu $\hbar v_F / \mu_n H$, gdzie μ_n jest jądrowym momentem magnetycznym, a H zewnętrznym polem magnetycznym. Dla pola rzędu kilku setek gaussów długość ta jest rzędu mikrometra i można rozważać pewne fascynujące eksperymenty z tłumieniem ultradźwięku, balistyką quasicząstek itd. Jednakże są to już tylko spekulacje.

Przejdźmy teraz do omawiania układu, który przynajmniej jeżeli chodzi o dociekania teoretyczne, zgromadził pokaźną liczbę prac; chodzi mianowicie o czysty ^3He w różnych fazach nadciekłych. Fundamentalną nowością dotyczącą nadciekłego ^3He w porównaniu do, powiedzmy nadprzewodników jest fakt, że posiada on nietrywialne wewnętrzne stopnie swobody. Jak zobaczymy, ta cecha dopuszcza olbrzymi zakres zjawisk, które nie mają odpowiedników ani w nadprzewodnikach ani w nadciekłym ^4He . Niektóre z tych zjawisk, takie jak drgania kolektywne odpowiadające deformacji wewnętrznej struktury funkcji falowej pary Coopera i możliwość stacjonarnego albo rozchodzącego się odkształcenia orientacji tej funkcji falowej w przestrzeni (solitony), były omówione na tym sympozjum w specjalistycznych wykładach. Brak tu miejsca na zreferowanie wszystkich ostatnich osiągnięć w tej dziedzinie. Dlatego chciałbym tylko pokrótce skomentować dziedzinę, w której wierzę, że istotny i podniecający postęp dokonał się w ciągu mniej więcej ostatniego roku, a potem chciałbym pospekulować w kilku jakościowo nowych obszarach badań, które wg mnie właśnie się otwierają.

Mam tu na myśli systematyczne zastosowanie metod teorii homotopii do klasyfikacji topologicznie stabilnych osobliwości oraz, co nawet bardziej interesujące, do problemu stabilności przepływu nadciekłego. Ponieważ ten ostatni punkt nie był dyskutowany szczegółowo na tej konferencji, a pewne podstawowe prace, w szczególności piękny wykład Mermina [8] nie jest jeszcze opublikowany⁸, pozwólcie mi omówić pokrótce

⁸ Już jest — patrz spis literatury (przyj. tłum.).

główną ideę⁹. Rozważmy najpierw nadciekły ${}^4\text{He}$ płynący w pierścieniu walcowym. W takim przypadku parametr porządku Ψ jest zespoloną wielkością skalarną i musi spełniać warunek brzegowy $\Psi(2\pi) = \Psi(0)$. Jeżeli zapiszemy $\Psi = |\Psi|e^{i\phi}$, to z warunku brzegowego: $\phi(2\pi) = \phi(0) + 2\pi n$ ($n = 0, \pm 1, \dots$). Liczba n określa, ile razy faza obchodzi jednostkowy okrąg w diagramie Arganda¹⁰, gdy równocześnie obchodzimy pierścień dookoła (liczba obiegów — *winding number*). Liczba ta jest niezmiennikiem topologicznym, tzn. nie możemy przejść w sposób ciągły od (powiedzmy) stanu $n = 1$ do stanu $n = 0$ — tj. od stanu p do stanu s — bez redukowania parametru porządku do zera na całej linii rozciągającej się w pierścieniu — proces, który dla rozsądnych rozmiarów wymaga energii znacznie większej niż energia termiczna $k_B T$ i dlatego jest niezmiernie mało prawdopodobny. (Zanotujmy, że gdy pojedynczy atom przechodzi ze stanu p do stanu s , funkcja falowa zawsze zeruje się w pewnym miejscu dla pewnej wartości współrzędnej kątowej. Na skutek liniowości równania Schrödingera nie wymaga to jednakże przekroczenia bariery energii swobodnej). Można to też powiedzieć w inny sposób. Wyobraźmy sobie mianowicie, że próbujemy rozciągnąć parametr porządku Ψ w sposób ciągły do obszaru cylindra wewnętrznego (gdzie w rzeczywistości nie ma cieczy). Dla stanu s można zrobić to w taki sposób, że Ψ nie ma nigdzie osobliwości, podczas gdy dla stanu p musi być co najmniej linia wirowa w obszarze wewnętrznym. Możemy zatem zobrazować proces zaniku superprzepływu jako proces tworzący linię wirową wylaniającą się z нефизycznego obszaru cylindra wewnętrznego (co oczywiście nie wymaga energii) i przekraczającą obszar fizyczny (pierścień walcowy), co wymaga tak dużo energii, że proces zaniku jest termodynamicznie bardzo nieprawdopodobny. Niezależnie od sposobu rozumowania okazuje się, że stany z różnymi wartościami liczby n są silnie metastabilne względem siebie nawzajem. Używając określenia technicznego, nie są one homotopijnie równoważne.

Rozważmy teraz nadciekły ${}^3\text{He-A}$ w tym samym pierścieniu walcowym i zaniedbajmy przez moment warunki brzegowe dla wektora l . Załóżmy, że wektor l jest początkowo stały wewnątrz całego obszaru pierścienia i skierowany wzdłuż jego osi. Parametr porządku w ${}^3\text{He-A}$ nie jest zespolonym skalarem, ale jest charakteryzowany przez dwa ortogonalne wektory jednostkowe, jeden rzeczywisty i jeden urojony (często nazywane odpowiednio A_1 i A_2). Zatem jego orientacja musi być charakteryzowana przez trzy kąty Eulera, podobnie jak ciała sztywnego. Jeżeli jednakże założymy, że początkowo l jest stały w przestrzeni, to wówczas wystarczy scharakteryzować parametr porządku z pomocą fazy Φ (która jest właśnie kątem o jaki A_1 i A_2 są obrócone wokół l , poczynając od pewnego dowolnie wybranego punktu odniesienia). Dlatego warunki brzegowe dla Φ są takie same jak w ${}^4\text{He}$, mianowicie $\Phi(2\pi) = \Phi(0) + 2n\pi$. Powstaje teraz pytanie czy liczba obiegów n jest niezmiennikiem topologicznym tak jak w ${}^4\text{He}$? Inaczej mówiąc: czy da się, poczynając od stanu, powiedzmy z $l = \hat{z}$ i n niezerowym, dojść do stanu z $l = \hat{z}$ ale $n = 0$ bez redukowania parametru porządku do zera gdziekolwiek wewnątrz pierścienia w czasie tego procesu? Odpowiedź na to pytanie bardzo mnie zdziwiła, gdy usłyszałem ją po raz pierwszy: otóż jest możliwe zrobić to pod warunkiem, że n jest parzyste.

⁹ Poniższa prezentacja opiera się głównie na pracy [8]. Patrz także [9–11].

¹⁰ Diagram Arganda albo płaszczyzna zespolona.

Jeżeli n jest nieparzyste, wtedy można w podobny sposób osiągnąć stan z $n = 1$. Innymi słowy, są tylko dwie homotopijne nierównoważne klasy stanów ${}^3\text{He-A}$ w pierścieniu walcowym: jedna składa się ze wszystkich stanów (n parzyste), które mogą rozpaść się do stanu z $n = 0$, druga zawiera wszystkie stany (n nieparzyste), które mogą rozpaść się do stanu $n = 1$. Jest oczywiste, że proces rozpadu przebiega poprzez stany, w których l nie jest równoległe do kierunku początkowego. Podobnie jak w przypadku ${}^4\text{He}$ proces ten można zobrazować jako fikcyjne rozszerzenie parametru porządku do obszaru wewnętrznego. Załóżmy na przykład, że w stanie wyjściowym mamy $n = 2$ (całkowita cyrkulacja 4π). Okazuje się wówczas, że nie musi występować osobliwość gdziekolwiek w przestrzeni pod warunkiem, że l może być odpowiednio zakrzywione, tak jak sugerowali np. Anderson i Toulouse [10]. Proces rozpadu od $n = 2$ do $n = 0$ można zobrazować jako wytwarzający teksturę AT [10] poruszającą się z obszaru niefizycznego i przecinającą pierścien. Ponieważ ta tekstura (w przeciwieństwie do linii wirowej) nie zawiera osobliwości, nie jest niezbędne zredukowanie parametru porządku do zera i nie ma makroskopowej bariery w energii swobodnej, tak jak w przypadku ${}^4\text{He}$. Dlatego na pierwszy rzut oka ${}^3\text{He-A}$ nie będzie podtrzymywał metastabilnego cyrkulującego superprądu, tj. nie jest on w ogóle nadciekły.

Ta argumentacja jest jednakże zbyt prosta: założyliśmy implícite, że l może przyjmować dowolny kierunek w dowolnym punkcie wewnątrz pierścienia, podczas gdy w rzeczywistości wierzy się powszechnie, że w pobliżu ścianki musi on leżeć prostopadle do niej [12]. Uwzględniając wspomniany wyżej warunek brzegowy otrzymujemy ten sam rodzaj stabilności topologicznej jak w ${}^4\text{He}$. Ażeby to uplastyczyć, wyobraźmy sobie, że wykreśliśmy linię geodezyjną wokół wewnętrznej ściany pierścienia. Ponieważ l leży prostopadle do ściany, zawsze możemy (a nie tylko dla stanów początkowych i końcowych) jednoznacznie określić lokalny parametr porządku przez podanie fazy, np. kąta, jaki Δ_1 tworzy z osią pierścienia. Wtedy powtarzamy taką samą argumentację jak w przypadku ${}^4\text{He}$. Widzimy jednakże, że stabilność superpłynięcia w ${}^3\text{He-A}$ jest raczej efektem „powierzchniowym” niż objętościowym jak w ${}^4\text{He}$, tak że powinno być znacznie łatwiej wytwarzać fluktuacje niszczące superprzepływ. Co więcej, można wytworzyć pewien typ osobliwości (tzw. „boojum”¹¹), który w odróżnieniu od pierścieni wirowych w ${}^4\text{He}$ może „rozwinąć” superpłynięcie bez samozniszczenia w czasie procesu, tak że skoro już jest obecny, może zniszczyć nieograniczoną ilość superpłynięcia. Jestem pewien, że te pytania wywołają duże zainteresowanie wśród teoretyków w ciągu najbliższego roku lub dwóch. Mam nadzieję, że możliwe będą także kontrolowane eksperymenty nad zanikiem superprądu w ${}^3\text{He-A}$. Problem jest niewątpliwie jednym z najbardziej fascynujących, jakie implikuje ta unikalna ciecz.

Na koniec, pozwólcie mi przejść do omówienia trzech zagadnień, które ilustrują kilka jakościowo nowych problemów, z którymi można zetknąć się przy okazji anizotropowej nadciekłości. Pierwszy może być nazwany „kwantową nukleacją”. Wyobraźmy sobie makroskopowy układ w stanie przechłodzonym (metastabilnym). Generalnie zakłada się,

¹¹ Termin „boojum” został wprowadzony przez Mermina i pochodzi z wiersza Lewisa Carrolla „The Hunting of the Snark”. Jest to osobliwa tekstura, pojawienie się której powoduje, że obserwator „softly and suddenly vanish away”. Taka jest dokładnie rola jaką odgrywa boojum w nadciekłym ${}^3\text{He-A}$. Jeżeli boojum jest obecny w naczyniu z ${}^3\text{He-A}$ może on katalizować zanik superprzepływu (przyp. tłum.).

że przejście do stanu stabilnego wywołane jest fluktuacjami termodynamicznymi, które dają układowi możliwość pokonania bariery energii swobodnej oddzielającej stan metastabilny od stanu stabilnego (typowo, w praktyce, przez formowanie pęcherzy fazy stabilnej i następnie ich ekspansję). Jednakże, w niskich temperaturach prawdopodobieństwo takich fluktuacji będzie zanikać wykładniczo i w temperaturze równej zero jedynym możliwym mechanizmem jest koherentne tunelowanie kwantowe makroskopowego układu poprzez barierę energetyczną. Dla ustalenia uwagi rozważmy cienką warstwę ${}^3\text{He-B}$: wektor ω będzie przyczepiony prostopadłe do ścian warstwy i dla wystarczająco małych wymiarów możemy uważać kąt obrotu θ za jednorodny w obrębie cieczy¹². W zwykłej teorii energia zależąca od θ (energia dipolowa) ma dwa zdegenerowane minima przy dwóch wartościach ($\pm 104^\circ$), gdy $\cos\theta = -\frac{1}{4}$. Załóżmy teraz, że układ znajduje się w stanie z dodatnią wartością kąta θ . Możemy zatem zapytać, jakie jest prawdopodobieństwo na jednostkę czasu, że przejdzie on do stanu z ujemną wartością kąta θ ? (Takie pytanie mogłoby mieć sens fizyczny, jeżeli istnieje efekt, który zwiększa degenerację — zobaczymy później, że przynajmniej w teorii taki efekt istnieje). Jeżeli zapiszemy efektywny hamiltonian dla spinowych stopni swobody jako funkcję kąta θ i zmiennej sprzężonej S_z (por. [13]), łatwo możemy wyliczyć rząd wielkości prawdopodobieństwa zwykłych fluktuacji termodynamicznych, które przeprowadzają układ przez barierę energii swobodnej i prawdopodobieństwo tunelowania kwantowo-mechanicznego w $T = 0$. Zakładając (ale patrz niżej!), że prawdopodobieństwo tunelowania kwantowo-mechanicznego w niskich, lecz skończonych temperaturach jest tego samego rzędu jak w $T = 0$, wtedy dominuje ono nad prawdopodobieństwem fluktuacji termodynamicznych, gdy $k_B T \ll \hbar \Omega_L$, gdzie Ω_L jest podłużną częstością rezonansową. Daje to $T/T_C \ll 10^{-2}$, warunek mało prawdopodobny do osiągnięcia eksperymentalnego w najbliższej przyszłości. Gdy jednak zastosujemy to samo oszacowanie rzędu wielkości do przejścia od przechłodzonej fazy A do fazy B, zobaczymy wtedy, że tunelowanie kwantowe powinno dominować przy $T/T_C \ll 1$; warunek zupełnie łatwy do spełnienia.

W praktyce oczywiście układ w wymiarach makroskopowych nie będzie nukleował do fazy stabilnej przechodząc przez ciąg stanów jednorodnych, ale jak wspomniano powyżej będzie wytwarzał zlokalizowane bańki. W przypadku układu takiego jak nadciężki ${}^3\text{He}$, gdzie stosuje się przybliżenie pola molekularnego, łatwo wyliczyć rząd wielkości prawdopodobieństwa klasycznej objętościowej nukleacji. Odpowiednie wyliczenie prawdopodobieństwa kwantowej nukleacji w temperaturze zero, chociaż nie trywialne, jest podobne do obliczeń właśnie przeprowadzonych w teorii pola [14]. Jednakże przed po-

¹² W fazie B nadciężkiego ${}^3\text{He}$ parametr porządku jest postaci

$$A_{i\alpha} = \Delta(T) e^{i\varphi} R(\hat{\omega}, \theta)_{i\alpha},$$

gdzie $R(\hat{\omega}, \theta)$ jest macierzą obrotu 3×3 o kąt θ wokół wektora $\hat{\omega}$. Energia dipolowa dla tej fazy daje się zapisać jako

$$E_D^{BW} = \frac{4}{5} g_D(T) (\cos\theta + 2\cos^2\theta)$$

i zależy tylko od kąta θ nie zaś kierunku $\hat{\omega}$, co jest konieczne z uwagi na degenerację ze względu na wspólny obrót współrzędnych spinowych i orbitalnych. E_D^{BW} jest minimalizowane przez „magiczny kąt” $\theta_0 = \cos^{-1}(-\frac{1}{4}) \approx 104^\circ$ (przyp. tłum.).

wszechnym wykorzystaniem rezultatów wyliczeń teorio-polowych trzeba koniecznie zapytać, jaki jest wpływ składowej normalnej, która musi być obecna w każdej skończonej temperaturze, na proces tunelowania w temperaturze zero? O ile wiem, to zagadnienie nie było dyskutowane w literaturze, i nie można wykluczyć, iż dyssypacja uniemożliwi proces tunelowania w każdej osiągalnej temperaturze. Nieprawdopodobne wydaje się z kolei, że procesy czy to klasyczny czy kwantowo-mechaniczny, które powodują nukleację fazy B z fazy A, są w ogóle procesami objętościowymi. Bardziej prawdopodobnym jest, że są one związane ze źle zrozumianymi efektami brzegowymi, i dużo trzeba będzie tutaj wyjaśnić zanim z pewnością będziemy mogli powiedzieć, że ^3He da się użyć do testowania teorii nukleacji kwantowej. Ewentualnie będzie możliwe przetestować je wykorzystując przejścia od tekstury metastabilnej do stabilnej w tej samej fazie¹³.

Mój następny temat można nazwać „chemią poniżej 3 mK”. Większość chemików, zapytana o chemię czystego helu, prawdopodobnie odpowiedziałaby, że nie ma takiej, ponieważ, o ile wiemy, dwa atomy helu nie tworzą molekuly dwuatomowej (a nawet gdyby tworzyły, nie ma oczywistej metody badania ich własności chemicznych). Ale dwa atomy ^3He tworzą parę Coopera i chociaż jesteśmy przyzwyczajeni do myślenia o atomach jako o prostych bezstrukturalnych tworach, jest to tylko pierwszym przybliżeniem. W rzeczywistości, gdy dwa atomy zbliżają się do siebie nawzajem, ich chmury elektronowe będą nieznacznie deformowane i może to wywołać efekty elektromagnetyczne, które w układzie nadciełym będą koherentne w całej próbce i dlatego w zasadzie wykrywalne. Dla ustalenia uwagi rozważmy problem: czy $^3\text{He-A}$ posiada spontaniczny moment magnetyczny? W pierwszym przybliżeniu nie posiada; jeżeli atomy są elektrycznie obojętymi cząstkami punktowymi, wtedy nie ma możliwości wytwarzania takiego momentu (wiemy, że spiny jądrowe nie są uporządkowane ferromagnetycznie). Ale skoro pozwolimy na pojawienie się efektów „chemicznych”, tj. na zniekształcenie chmur elektronowych przez sąsiednie atomy, sytuacja zmienia się: chmury ładunków atomów par Coopera już nie są zupełnie sferycznie symetryczne i obrót pary wokół jej środka masy (z momentem pędu \hbar wzdłuż wektora l) wywołuje mały, ale skończony magnetyczny moment orbitalny — efekt od dawna znany w teorii zwykłych molekuł dwuatomowych (patrz np. [15]). Podczas gdy w zwykłym gazie molekuł dwuatomowych moment pędu jest zorientowany przypadkowo i nie powstaje żaden efekt makroskopowy, w nadciełym $^3\text{He-A}$ moment pędu wszystkich par jest skierowany w tym samym kierunku (wzdłuż wektora l) i w rezultacie powstaje makroskopowy moment magnetyczny skierowany wzdłuż tego kierunku. Wykonałem oszacowanie [16] rzędu wielkości owej spontanicznej magnetyzacji i znalazłem, że powinna ona być porównywalna do tej, jaką wywołuje zewnętrzne pole magnetyczne rzędu 10–20 miligaussów. Taka magnetyzacja powinna być zupełnie łatwo wykrywalna eksperymentalnie¹⁴. Jest to tylko jeden z naj-

¹³ Wydaje się, że bardziej możliwe będzie zaobserwowanie makroskopowego tunelowania kwantowego między dwoma stanami magnetometru kwantowego. Problem ten jest aktualnie intensywnie badany (przyp. tłum.).

¹⁴ Patrz D. N. Paulson, J. C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* 40, 557 (1978). W pracy tej obserwowano tłumienie zerowego dźwięku α w bardzo słabym polu magnetycznym rzędu 300 mG. Ponieważ omawiany efekt chemiczny zależy liniowo od pola magnetycznego, przy zmianie zwrotu pola magnetycznego powinna być obserwowana zmiana w tłumieniu α , co też zostało zaobserwowane. Jest to prawdopodobnie pierwsza obserwacja statycznego efektu chemicznego w którejkolwiek postaci czystego helu (przyp. tłum.).

bardziej oczywistych efektów „chemicznych” w nadciekłym ^3He . Do innych zaliczamy sprzężenie spinowo-orbitalne typu $L \cdot S$ w fazie B [17] (na skutek oddziaływania spinów jądrowych z polem magnetycznym wywołanym przez nieznaczny obrót chmur elektronowych), zmianę w (teoretycznej) wartości anizotropii dielektrycznej od wartości przewidzianej przez teorię Delrieu [18] (atom izolowany) i efekt wspomniany niżej. Można mieć nadzieję, że istnienie tych efektów i ich obserwowalność, przynajmniej w teorii, da bodziec do studiów teoretycznych chemii dimeru helu — dziedziny zaniedbanej w przeszłości częściowo z braku oczywistych danych eksperymentalnych z którymi można by porównać teorię.

Mój końcowy temat można nazwać „fizyką wysokich energii poniżej 3 mK”. Dotyczy on metody, z pomocą której możemy w zasadzie używać układów o wysokim uporządkowaniu, takich jak anizotropowa ciecz nadciekła, do poszukiwania ekstremalnie słabych efektów łamiących symetrię, przepowiedzianych przez współczesną fizykę cząstek elementarnych. Jako konkretny przykład [19] rozważmy oddziaływanie elektron–nukleon wywołane prądem neutralnym [20]. Przepowiedziano, że to oddziaływanie jest niezmiennicze względem odwrócenia biegu czasu (T) ale, że zmienia znak przy inwersji współrzędnych (P). Jednym z efektów takiego oddziaływania byłoby wytwarzanie, w innym razie zabronionego, równowagowego elektrycznego momentu dipolowego d . Jeżeli rozważany układ (np. atom lub molekula) jest charakteryzowany przez pojedynczy moment pędu J , zatem dowolny taki moment dipolowy, który łamałby niezmienniczość zarówno T , jak i P , miałby postać $d = cJ$. Jednakże, gdyby dało się znaleźć układ, który ma dwie niezależnie zachowane momenty pędu, powiedzmy L i S , moglibyśmy utworzyć wyrażenie $d = cL \times S$, które miałoby prawidłowe własności symetrii spowodowane oddziaływaniem prądu neutralnego. W atomie albo molekule L i S nie są zachowywane oddzielnie, ale wykonują precesję wokół ich wypadkowej J ; w rezultacie wartość oczekiwana wyrażenia $L \times S$ jest oczywiście zero w dowolnym stanie stacjonarnym. Oprócz tego, nawet jeżeli $L \times S$ ma skończoną wartość, w zwykłym gazie termicznie nieorientowanych atomów, albo molekuł dwuatomowych, byłby on zorientowany przypadkowo i związane z nim elektryczne momenty dipolowe znosiłyby się. Jednakże sytuacja jest inna w fazie B nadciekłego ^3He . Pary Coopera w ^3He –B nie tylko mają skończoną wartość $L \times S$, ale jest ona taka sama dla wszystkich par (faktycznie jest równa $-\frac{4}{3}\sin\theta \cdot \omega$). W rezultacie dowolny dipolowy moment elektryczny proporcjonalny do tej wielkości będzie dodawał się koherentnie w całej próbce i będzie skierowany wzdłuż wektora aksjalnego ω . Obliczenie rzędu wielkości gęstości pojawiającego się momentu dipolowego nie jest wcale trywialne [19] ponieważ mamy tu do czynienia z efektem „chemicznym” i nie jest jasne czy może on być wykrywalny przy użyciu istniejących technik eksperymentalnych. Jednakże samo istnienie takiego efektu stanowi niezwykle ilustrację wyjątkowych własności anizotropowej fazy nadciekłej. Zanotujmy, że (prawdopodobnie nierealna) hipoteza o oddziaływaniu elektron–nukleon, które łamie niezmienniczość — T ale nie niezmienniczość — P prowadziłaby w podobny sposób do magnetycznego momentu dipolowego wzdłuż ω .

Ponieważ przez cały czas eksponowaliśmy głównie ciekły ^3He , powróćmy na koniec pokrótce do stałego ^3He . Jeżeli interesujemy się efektami oddziaływania elektron–nukleon, które łamią niezmienniczość zarówno P , jak i T (realna możliwość), moglibyśmy szukać elektrycznego momentu dipolowego równoległego do dowolnego pojedynczego momentu

pędu J charakteryzującego układ, np. elektronowego albo jądrowego spinu S . Ponieważ efekt ten jest niezmiernie mały, byłoby naturalne poszukiwać go w ferromagnetycznie uporządkowanych układach, gdzie wszystkie spiny dodają się koherentnie. Chociaż istnieje prawdopodobieństwo, że efekt jest tak mały, iż praktycznie niewykrywalny w żadnym ze znanych układów, wydaje mi się, że stały ^3He , jeżeli posiada on fazę z chociaż częściowym uporządkowaniem ferromagnetycznym, jest dotychczas na pewno najlepszym kandydatem i z pewnością znacznie bardziej nadaje się do tego celu niż jakikolwiek ferromagnetyk elektronowy. Po pierwsze, siły anizotropowe, które łamią symetrię hamiltonianu Heisenberga są kilka rzędów wielkości słabsze niż w zwykłym ferromagnetyku, co oznacza, że dowolny istniejący elektryczny moment dipolowy dałby się łatwiej zorientować przez zewnętrzne pole. Po drugie, w zwykłym ferromagnetyku sprawę komplikuje efekt, który polega na tym, że bardzo słabe zewnętrzne pole magnetyczne działające bezpośrednio na spiny będzie naśladować efekt bardzo silnego pola elektrycznego działającego na nie poprzez łamiący symetrię elektryczny moment dipolowy. W ferromagnetyku jądrowym takim jak ^3He efekt nie jest całkowicie wyeliminowany, ale jest znacznie słabszy i efekt łamiący symetrię jest tego samego rzędu wielkości, jak w przypadku elektronowym, ale pole magnetyczne działa teraz raczej na momenty jądrowe niż na elektronowe, co redukuje efekt o czynnik rzędu 1000.

Konkludując, mam nadzieję, że przekonałem tych, których trzeba było przekonać, że ciągle jeszcze jest bardzo dużo fascynującej fizyki do zrobienia w obszarze mili- i submilikelwinowym!

Tłumaczył Marek S. Wartak

Instytut Fizyki
Politechnika Wroclawska

Literatura

- [1] F. F. Foulkes, B. L. Gyorfy, *Phys. Rev.* **B15**, 1395 (1977).
- [2] K. Levin, O. Valls, *Phys. Rev.* **B17**, 191 (1978).
- [3] D. Fay, J. Appel, *Phys. Rev.* **B16**, 2325 (1977).
- [4] E. P. Wohlfarth, *J. Appl. Phys.* **39**, 1061 (1968).
- [5] J. F. Smith, J. A. Mydosh, E. P. Wohlfarth, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1732 (1971).
- [6] K. Ishikawa, J. Okada materiały niniejszej Konferencji.
- [7] P. Fulde, R. A. Ferrell, *Phys. Rev.* **135A**, 550 (1964).
- [8] N. D. Mermin, wykład wygłoszony na Międzynarodowej Szkole Fizyki Niskich Temperatur w Erice, 1977 r. *Quantum Liquids*, eds. J. Ruvalds T. Regge, North-Holland 1978.
- [9] G. E. Volovik, V. P. Mineev, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **24** (1976); *Phys. Rev.* **B18**, 3197 (1978).
- [10] P. W. Anderson, G. Toulouse, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 508 (1977).
- [11] G. Toulouse, M. Kleman, *J. Phys. Lett.* (France) **37**, 149 (1976).
- [12] V. Ambegaokar, P. G. de Gennes, D. Rainer, *Phys. Rev.* **A9**, 2676 (1974).
- [13] A. J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331 (1975).
- [14] S. Coleman, *Phys. Rev.* **D15**, 2929 (1977).
- [15] G. C. Wick, *Phys. Rev.* **73**, 51 (1948).
- [16] A. J. Leggett, *Nature* **270**, 585 (1977).
- [17] P. W. Anderson, C. M. Varma, *Nature* **241**, 187 (1973).
- [18] J. M. Delrieu, *J. Phys. Lett.* (France) **35**, L189 (1974); Erratum ibid. **36**, L22 (1975).
- [19] A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 587 (1977).
- [20] C. Bouchiat, *J. Phys.* **3**, 183 (1977).

R Ó Ź N E

Ireneusz Wilk *

Instytut Fizyki
Politechnika Wroclawska
Wroclaw

Uwagi o terminologii fizycznej, jej stanie obecnym i propozycjach rozwiązań

Some Remarks on the Physical Terminology, its Present State, Difficulties, and Solving Suggestions

Abstract: Some estimating remarks on the present state of Polish physical terminology are followed by suggestions of improving the actual situation.

1. Uwaga wstępna

Niniejsza wypowiedź stanowi rozwinięcie referatu wygłoszonego przez autora na Konferencji Sekcji Terminologii Nauk Ścisłych Komitetu Terminologii przy Prezydium PAN w dniu 20 XI 1980 r. we Wrocławiu. Bódcem do jej napisania stało się pewne zaniepokojenie autora (nie będącego terminologiem) zarówno stanem obecnym terminologii fizycznej w Polsce, jak i jej tendencjami rozwojowymi. Celem tej wypowiedzi jest sprowokowanie dyskusji nad poruszonymi tu zagadnieniami, której spodziewanym wynikiem byłby konkretny program poprawy obecnej sytuacji obejmujący zarówno stronę koncepcyjno-metodologiczną, jak i instytucjonalną problemu.

2. Ocena stanu obecnego

2.1. Ocena ilościowa

Ocena ilościowa obecnego stanu polskiej terminologii fizycznej jest sprawą trudną. Składa się na to wiele powodów, wśród których niepoślednią rolę odgrywa pewien margines nieokreśloności, dość charakterystyczny dla polskiej terminologii współczesnej.

* Autor był w latach 1980—1981 Sekretarzem Komisji Nazewnictwa PTF (przyp. Red.).

Nieokreśloność ta wiąże się z faktem, że zarówno pisany, jak i (zwłaszcza) mówiony język nowoczesnej fizyki w Polsce pozostaje pod znacznym, a w pewnych dziedzinach przemożnym, wpływem języków obcych (głównie rosyjskiego i angielskiego). A że proces przyswajania terminologii zapożyczonych odbywa się *in statu nascendi*, to trudno powiedzieć, które z zapożyczeń można już uznać za terminy polskie, a które jeszcze nie, czy też w ogóle nie.

Próba oceny ilościowej podjęta w niniejszej pracy bierze za podstawę zgromadzone przez autora zbiory słownictwa fizycznego w czterech językach: niemieckim (ok. 120 tys. haseł z zakresu fizyki), angielskim (ok. 45 tys. haseł z zakresu optyki, optoelektroniki i mechaniki precyzyjnej wraz z szeroko pojętymi podstawami fizycznymi tych dziedzin), czeskim (ok. 14 tys. haseł z zakresu optyki i mechaniki precyzyjnej) oraz polskim (zbiór polskich odpowiedników haseł obcych).

Wychodząc z powyższych danych można metodą ekstrapolacji oszacować z grubsza obecny stan ilościowy polskiego słownictwa fizycznego, na tle sytuacji występującej obecnie w językach angielskim i niemieckim. I tak wydaje się, że liczba 180–200 tys. haseł stanowi dość wiarygodne oszacowanie obecnego stanu słownictwa występującego w dowolnych tekstach fizycznych publikowanych po angielsku lub niemiecku, wobec ok. dwu- do pięciotysięcznego ich przyrostu rocznego¹. Język angielski jest przy tym zapewne bliższy górnym granicom powyższych oszacowań, podczas gdy język niemiecki — dolnym. Na tym tle język polski wydaje się być znacznie uboższy i jego słownictwo fizyczne prawdopodobnie nie przekracza 130 tys. haseł, z zastrzeżeniem, że w języku pisanym jest ono z pewnością znacznie mniej liczebne.

2.2. Ocena jakościowa

Opracowanie rzetelnej i w pełni wiarygodnej oceny poprawności obecnego słownictwa fizycznego przekracza kompetencje autora. Dlatego też poniższe uwagi będą miały charakter zaledwie orientacyjny. I tak:

1) Wydaje się, że podstawowy zbiór polskich terminów fizycznych, a zwłaszcza jego część dotycząca fizyki dziewiętnastowiecznej, nie budzi jako całość większych zastrzeżeń w tym sensie, że pozwala on wypowiedzieć się po polsku w sposób jednoznaczny i bez obcych zapożyczeń w zakresie znakomitej większości zagadnień fizyki ogólnej wykładanej na wszystkich poziomach nauczania łącznie z akademickim. Wyjątek stanowią tu mogą wykłady specjalistyczne, a zwłaszcza monograficzne, z którymi bywają związane poważne trudności terminologiczne.

2) Znacznie gorsza sytuacja występuje w zakresie terminologii fizyki nowoczesnej. Tutaj często używa się terminów obcego pochodzenia lub wręcz obcych, a w przypadkach skrajnych przechodzi się niemal całkowicie na język obcy. Zapóźnienie terminologii polskiej dotyczy nie tylko wysoce specjalistycznych lub peryferyjnych zagadnień fizycznych, ale także terminów w jakimś sensie podstawowych (np. spin, yrast, Zitterbewegung, interferometria shearing itd.).

¹ Należy tu podkreślić, że powyższe oszacowanie dotyczy całego słownictwa występującego we współczesnych tekstach fizycznych bez rozróżnienia na ważne i nieważne, poprawne i niepoprawne, używane często czy przypadkowe itd.

3) Dalszym utrudnieniem porozumienia się w kwestiach fizycznych są dość liczne wieloznaczności, a także sporo synonimów (przykładem uniwersalnym może tu być termin koherencja, który jest silnie wieloznaczny, a równocześnie dla części swych znaczeń ma synonim spójność. Gwoli sprawiedliwości należy tu wspomnieć, że zazwyczaj kontekst wypowiedzi poprawia jej jednoznaczność.

4) Znaczna liczba zapożyczeń z języków obcych przyjęta często dla celów doraźnych podlega „zasiedzeniu” czasami wręcz na zasadzie minimum wysiłku lub nadmiernej tolerancyjności, mimo że znalezienie odpowiedników polskich nie zawsze jest trudne, a tym bardziej niemożliwe. Przykładem może tu być trudno przyswajalny dla wrażliwszych słuchowo osób termin „fitowanie” zamiast znacznie lepiej brzmiącego, choć także nie czysto polskiego, terminu dopasowanie. Co więcej, zdarzają się przypadki zaniku lub zmniejszania stosowalności terminów polskich na rzecz terminów obcych, np. wspomniana już spójność wyraźnie przegrywa z obcą „koherencją”.

W sumie sytuacja nie będąc, być może, alarmistyczną wydaje się być na tyle niepokojąca, że uzasadnia podjęcie szybkich działań ulepszających. Zanim jednak przejdziemy do odpowiednich propozycji w tym zakresie, zatrzymajmy się na krótkiej analizie przyczyn stanu obecnego.

3. Uwagi o psychologicznych motywacjach powstawania nowej terminologii fizycznej

Sytuacje, w których fizycy pracujący naukowo proponują nową terminologię, mogą być różnorodne. Szczegółowa analiza wszystkich możliwości sytuacyjnych przekraczałaby potrzeby tego artykułu. Sądzę jednak, że poniższe dwa skrajne przypadki dostatecznie zilustrują specyfikę zagadnienia:

Sytuacja pierwsza: Fizyk przystępuje do rozwiązania określonego zagadnienia z pełną znajomością związanej z nim literatury. Wtedy nowa terminologia powstaje w wyniku niemożności zbudowania zadowalającego modelu fizycznego dla rozważanego problemu (np. z dostateczną ścisłością) na gruncie dotychczasowego aparatu pojęciowego. W tym przypadku wprowadzane terminy są autentycznie nowe (co nie oznacza, że zawsze poprawne) i zazwyczaj jednoznaczne.

Sytuacja druga: Fizyk przystępuje do rozwiązania określonego zagadnienia fizycznego bez pełnego rozeznania literaturowego (a nawet przy nikłym rozeznaniu literaturowym). Wtedy dość często dostępny badaczowi aparat pojęciowy, uszczuplony wskutek niepełnej wiedzy wyjściowej, okazuje się nie wystarczać do satysfakcjonującego ujęcia i rozwiązania problemu. Naturalną konsekwencją tego są próby odpowiedniego poszerzenia zbioru terminów. Tutaj może się zdarzyć, że proponowana terminologia ma już wcześniejsze odpowiedniki w literaturze i w rezultacie mogą powstawać zarówno synonimy, jak i wieloznaczności terminologiczne.

Już te dwa przykłady wskazują na istotne trudności, jakie muszą towarzyszyć wszystkim próbom opanowania lub ograniczenia procesu powstawania nowej terminologii. W gruncie rzeczy działania ograniczające byłyby próbą ingerencji w sam proces tworzenia nowych koncepcji fizycznych lub rozbudowy starych. A że ingerencja taka byłaby nie do przyjęcia, nie ma, moim zdaniem, widoków na przyhamowanie strumienia nowej terminologii powstającej „na pierwszej linii frontu” badań fizycznych. Nie oznacza to, że nic nie można

zrobić w tej sprawie. Zupełnie inna sytuacja ma bowiem miejsce przy podejmowaniu opracowań syntetyzujących, takich jak opracowywanie podręczników czy monografii. Poniżej spróbujemy podać kilka rozwiązań do rozważenia.

4. Propozycje polepszenia sytuacji

Dla uporządkowania rozważań zauważmy, że polepszenie sytuacji może dotyczyć kilku jej aspektów. Poniżej zatrzymamy się na czterech z nich, zresztą nie nowych.

- 1) Zbieranie i porządkowanie słownictwa występującego wspólnie.
- 2) Podanie obowiązujących zasad lub zaleceń tworzenia nowych terminów.
- 3) Opracowywanie wydawnictw słownikowych.
- 4) Zinstytucjonalizowanie działań określonych w punktach 1), 2) i 3).

Zatrzymajmy się pokrótce na każdym z nich.

4.1. Zbieranie i porządkowanie terminologii fizycznej

Jest rzeczą oczywistą, że działania porządkujące terminologię wg określonych kryteriów muszą być poprzedzone żmudną pracą gromadzenia terminów, a jeszcze lepiej słownictwa fizycznego. W Polsce powojennej istnieje spora tradycja w tym zakresie. I tak w 1961 r. ukazał się *Słownik Terminów fizycznych* wydany pod redakcją prof. M. Jeżewskiego (zebrania i zestawienia haseł dokonał W. Skibiński). Od 1977 r. zapowiadane jest przez Wiedzę Powszechną wydanie słownika fizyki o charakterze encyklopedycznym w opracowaniu fizyków warszawskich². Niewątpliwie i tutaj prace wydawnicze musiały być poprzedzone zebraniem odpowiednich zasobów terminologicznych. W Studium Praktycznej Nauki Języków Obcych Politechniki Wrocławskiej od kilku lat pracuje zespół gromadzący terminologię fizyczną złożony z kilkunastu osób (głównie polonistów), kierowany przez dr Irenę Bogaczową i korzystający z opieki naukowej prof. Rosponda. Również we Wrocławiu prof. A. Opolski opracował i wydał w 1979 r. dwuczęściową pracę pt. „Polska terminologia astronomiczna” [5]. I wreszcie autor zebrał, a częściowo wydał [7, 8] materiały słownikowe wzmiankowane wyżej.

Tak więc należy sądzić, że łączne zbiory słownictwa fizycznego zgromadzone dotychczas są pokaźne. Jednak dwie cechy wydają się określać niekorzystnie obecną sytuację:

- 1) Poszczególne zbiory powstawały niezależnie od siebie i zawierają zapewne poważną część wspólną, która wobec tego powstała przy niepotrzebnie zwielokrotnionym wysiłku.
- 2) Poszczególne zbiory powstawały (zapewne) w oparciu o różne kryteria wyboru poszczególnych haseł oraz różne metody ich zapisu w zależności od celów, dla których były gromadzone. W konsekwencji, ich ewentualne scalenie może być związane ze sporymi trudnościami.

Dla ilustracji pozwolę sobie przytoczyć kilka szczegółowszych informacji dotyczących dwu (z trzech) zbiorów wrocławskich.

Zbiory gromadzone w Studium Praktycznej Nauki Języków Obcych (w Politechnice Wrocławskiej) obejmują ok. 6 tys. polskich terminów fizycznych zaopatrzonych w jedną

² Informacja ta pochodzi z zapowiedzi wydawnictwa Wiedza Powszechna 4168/43/77, określających termin ukazania się słownika na II kwartał 1978 r. (1).

do trzech definicji w brzmieniu proponowanym przez autorów podręczników fizyki ogólnej, jak również opracowań encyklopedycznych i słownikowych wydanych w Polsce, z których korzystano jako ze źródeł terminologii. Każde z haseł zawiera także odpowiedniki angielskie, niemieckie, francuskie i rosyjskie. Oprócz tego zebrano ok. 3 tys. haseł nieopracowanych. W sumie, zbiory te mają charakter wstępnego materiału do encyklopedycznego słownika fizyki. Wybrany sposób zbierania tych materiałów nadał im walor pewnego autentyzmu źródłowego, ale pozbawił je jednolitości stylistycznej i koncepcyjnej, nie mówiąc już o logicznej hierarchizacji pojęć. Winę za ten stan rzeczy ponoszą jednak fizycy (w tym autor tej wypowiedzi), których nie udało się pozyskać do współpracy zespołowi dr I. Bogaczowej.

W przeciwieństwie do powyższego, zbiory zgromadzone przez autora w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej powstały z myślą o wydaniu cyklu fizycznych słowników dwujęzycznych i zamiar ten został już częściowo zrealizowany w postaci wydania dwu skryptów [7, 8] będących w gruncie rzeczy zaledwie uporządkowanymi materiałami słownikowymi. Zdecydowano się na tę formę szybkiej publikacji z dwu powodów:

1) W nadziei, że mimo wszystko spełniać ona będzie (lepiej czy gorzej) funkcje słownikowe w dziedzinach nie reprezentowanych lub reprezentowanych dalece niewystarczająco w dotychczasowej ofercie słownikowej na rynku czytelnictwa.

2) W przeświadczeniu, że stanowić ona może „reprezentatywny materiał do dyskusji nad stanem nazewnictwa polskiego z dziedzin objętych tą publikacją”³.

Znakomita większość terminów zgromadzonych przez autora we wszystkich czterech językach nie została zaopatrzona w definicje, zaś konieczne prace projektodawcze, wymuszone brakiem odpowiednich terminów polskich, ograniczyły się do podjętych jednoosobowo propozycji w tym zakresie. Propozycje te tylko w przypadkach grożących poważniejszymi nieporozumieniami zostały uzupełnione lub zastąpione definicjami.

Tak więc różnice w obu powyższych zbiorach są bardzo istotne i zostały określone przez cele, dla których te zbiory powstały. Stanowi to ich istotny mankament z punktu widzenia perspektywy porządkowania polskiej terminologii fizycznej. Ale nie na tym polega główna trudność porządkowania. Istnieje dość rozpowszechniony pogląd (patrz np. [3]), że porządkowanie to przede wszystkim zbudowanie „zhierarchizowanego” systemu pojęć w danej dziedzinie poprzez podanie ich definicji, a następnie dobranie terminów nazywających możliwie najtrafniej treści tych pojęć.

Otóż w dziedzinie fizyki sytuacja jest taka, że:

Pełne uporządkowanie hierarchiczne terminologii fizycznej jest (niemal) równoważne uporządkowaniu strukturalnemu całej fizyki. Pełne zaś uporządkowanie strukturalne całej fizyki to praca karkołomna, jeżeli w ogóle możliwa. W każdym razie wymagałaby ona zaangażowania dużego zespołu wybitnych fizyków o dostatecznie szerokich horyzontach (nie wąskich specjalistów) na dziesiątki lat, co stawia pod znakiem zapytania opłacalność takich działań. Z drugiej strony na mniejszą, cząstkową skalę, działania porządkujące podejmowane są w fizyce nieustannie przy okazji opracowywania kolejnych (zarówno ogólnych, jak i specjalistycznych) podręczników lub monografii fizycznych. Jednakże właśnie mnogość tych wydawnictw oraz różnorodność podejść w nich prezentowanych

³ Cytat ze wstępu autora do pozycji [7].

może być dobrą ilustracją trudności, które nieuchronnie muszą się pojawić przy próbach porządkowania całościowego. Jest rzeczą oczywistą, że trudności te musiałyby ulec spogłgowaniu przy podjęciu działań porządkowych obejmujących również ogromny ładunek wiedzy zawartej w lawinie bieżących publikacji fizycznych. W sumie uważam, że w polskich warunkach nie ma szans na uporanie się z tak postawionym zadaniem w dającej się przewidzieć przyszłości, a w konsekwencji nie ma szans na *pełne* uporządkowanie aparatu pojęciowego fizyki, a co za tym idzie, i terminologii fizycznej.

Powyższe nie oznacza oczywiście, że problem należy znieść z wokandy. Przeciwnie, istnieje pilna potrzeba działania w tym kierunku, należy tylko postawić sobie skromniejsze, choć praktycznie ważne zadania:

Po pierwsze, należy zauważyć, że stopień trudności różnych prac porządkowych jest zróżnicowany. I tak np. fizyka dziewiętnastowieczna jest znacznie podatniejsza na tego rodzaju zabiegi niż fizyka wieku dwudziestego. Co więcej, waga tej pierwszej we współczesnej technice jest ciągle jeszcze ogromna. W konsekwencji porządkowanie dziewiętnastowiecznego aparatu pojęciowego i związanej z nim terminologii jest i prostsze i ważne.

Po drugie, zauważmy, że porządkowania cząstkowe mają również istotne znaczenie. Dla przykładu wymienilibym tu takie zabiegi porządkujące, jak usuwanie wieloznaczności lub synonimów, nieuzasadnionych naleciałości z języków obcych, itp. Przeprowadzenie tych prac nie musi być, w sposób konieczny, poprzedzone pełnym uporządkowaniem strukturalnym fizyki.

Po trzecie, można i należy podjąć prace zmierzające wycinkowo do szybkiej poprawy sytuacji. Temu celowi mogłyby służyć np. opracowanie i wydanie: słownika fizycznych terminów zalecanych, dwu- lub wielojęzycznych słowników fizyki itp., o czym będzie jeszcze mowa dalej.

4.2. Problem zasad budowy (nowej) terminologii

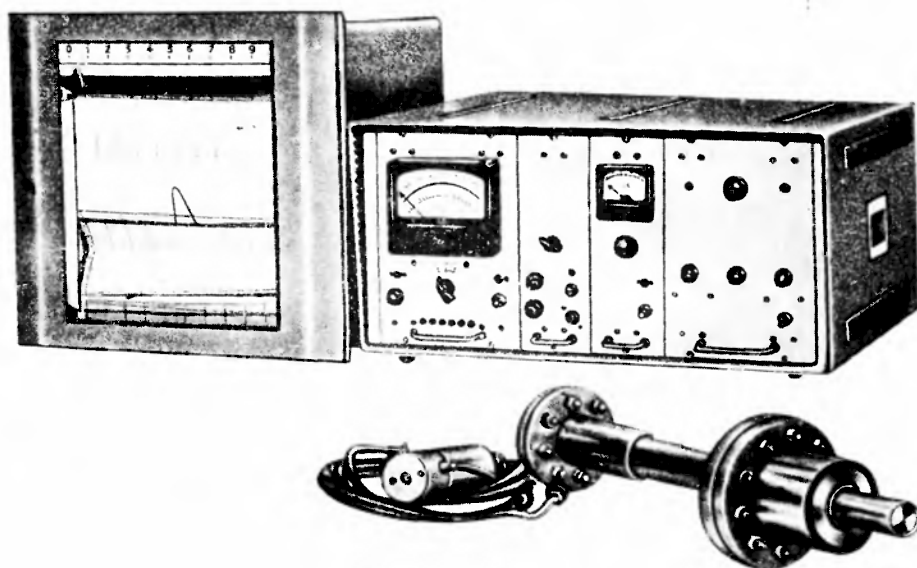
Teoretycznie rzecz biorąc, sytuacja w tym zakresie wydaje się być dobra. Podstawy metodologiczne tego zagadnienia mają sporą literaturę (np. [1, 2, 4]) zbudowaną na racjonalnych przesłankach. Jednakże pewnym mankamentem jest nadmierne ich rozbudowanie, co stanowi trudność przy próbach praktycznego stosowania. Autor, nie będąc terminologiem, nie czuje się dostatecznie kompetentny, aby ustosunkować się do całości tego zagadnienia, ale w sprawie jednego jego wycinka chciałby zająć stanowisko. Od dłuższego czasu istnieje spór na temat pożądanego stopnia czystości językowej terminologii. Skrajne postawy dadzą się, z pewnym uproszczeniem, określić następująco: 1) dopuszczalna jest wyłącznie terminologia czysto polska, oraz 2) terminy naukowe powinny mieć charakter możliwie międzynarodowy. Znane są argumenty obu stron. Za pierwszym z tych podejść przemawia m. in. potrzeba pełnego rozwoju języka ojczystego w formie czystej, we wszystkich jego dziedzinach, za drugim zaś, chęć dostosowania języka do faktycznej sytuacji nauki współczesnej, która niewątpliwie ma charakter międzynarodowy i to w stopniu większym niż kiedykolwiek. Osobiście uważam, że oba te stanowiska dadzą się pogodzić przez wprowadzenie *zasady równoprawności* dla obu typów terminów. Zasada ta dotyczyłaby głównie terminów pochodzenia łacińskiego lub greckiego i działałaby w dwu kierunkach: 1) zwolniłaby terminologów z bez-

SPEKTROMETR MASOWY MX-7303

Jakościowa analiza gazów resztkowych w instalacjach próżniowych

MX-7303 zapewnia również:

- kontrolę stanu środowiska w trakcie procesu technologicznego w próżni
- badanie charakterystyki układów pompujących dla poszczególnych składników gazowych
- wykrywanie mikroprzecieków w głębokiej i bardzo głębokiej próżni



PODSTAWOWE DANE TECHNICZNE

Zakres pracy, j.b.m.	1... 400
Rozdzielczość na poziomie 50% intensywności linii widmowych	$\frac{M}{\Delta M} = 1M$
Czułość dla argonu, A/Pa	10^{-3}
Powtarzalność wskazań, %	$\pm 2,5$

Eksporter

T S **Techsnahexport**
USSR MOSCOW

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

względnego obowiązku poszukiwania odpowiedników czysto polskich dla *wszystkich* terminów obcego pochodzenia, pozostawiając im jednak pełną swobodę w podejmowaniu takich działań; 2) uznawałaby za stan naturalny równoczesne i równoprawne występowanie dwu (ale już nie trzech) terminów odpowiadających temu samemu pojęciu (np. rodzimej spójności obok międzynarodowej koherencji). Przyjęciu tej zasady mogłoby towarzyszyć zalecenie, aby w określonych sytuacjach używać terminologii wyłącznie rodzimej (np. w kontaktach z młodzieżą szkół podstawowych) lub też głównie międzynarodowej (np. na pewnych konferencjach międzynarodowych, których przykładem mogą być tradycyjne czechosłowacko-polskie konferencje optyczne, których uczestnicy referują swoje prace w językach rodzimych). Oczywiście, powstaje problem przejścia od znajomości terminologii rodzimej do terminów międzynarodowych. Jego rozwiązaniem mogłaby być np. następująca praktyka: podręczniki fizyki dla szkół podstawowych pisane byłyby wyłącznie w terminologii rodzimej. Podręczniki dla szkół średnich preferowałyby również terminologię rodzimą z podawaniem w nawiasach terminów międzynarodowych. Ten sam stan rzeczy mógłby być zachowany w podręcznikach akademickich stopnia podstawowego (z większą jednak swobodą stosowania terminów międzynarodowych także samodzielnie) i wreszcie w zaawansowanych podręcznikach specjalistycznych dopuszczalnym byłoby zabieg odwrotny.

Ujemną konsekwencją wprowadzenia tej zasady byłoby pewne niewielkie zwiększenie liczby terminów fizycznych (sądzę, że poniżej 10%). Korzyść zaś polegałaby na stworzeniu wstępnych (choć dalekich od wystarczających) warunków ułatwiających nieco międzynarodowe kontakty naukowe.

4.3. Propozycje wstępnego programu działań oraz pewnych rozwiązań instytucjonalnych

Znaczna część powyższego tekstu została celowo poświęcona trudnościom immanentnie związanym z wszelkimi próbami polepszenia stanu polskiej terminologii fizycznej. Sądzę bowiem, że tylko zdając sobie sprawę z ogromu zagadnienia oraz mając wiarygodną ocenę środków ludzkich i materialnych mogących stać do dyspozycji (o czym jeszcze dalej) można podjąć realistyczny i funkcjonalny program poprawy. W wersji maksymalnej mógłby on wyglądać następująco:

1) Krytyczne rozpoznanie dotychczasowych zbiorów terminologii fizycznej w skali kraju, zgromadzonych w różnych ośrodkach.

2) Podjęcie działań scalających i unifikujących te zbiory (po uzyskaniu zgody ich posiadaczy) wg kryteriów określonych przez stawiane cele końcowe, które należy określić (patrz punkt 5).

3) Podjęcie akcji ciągłego uzupełniania zbioru fizycznych terminów polskich oraz obcych (np. w czterech głównych językach) oraz prac projektodawczych w zakresie terminologii polskiej w celu zapewnienia jej nadążania za fizyką światową.

4) Podjęcie ciągłych prac porządkujących systemowo nagromadzoną terminologię, a w tym opracowanie metody automatycznego porządkowania terminologii nowo powstającej (z użyciem elektronicznych maszyn cyfrowych). Sądzę, że pożądane byłoby rozpoczęcie tych prac od fizyki dziewiętnastowiecznej.

5) Określenie postaci oraz kolejności powstawania „dzieł końcowych” dla powyższych działań (np. encyklopedia fizyki, słownik fizyki, słownik fizycznych terminów zalecanych, słowniki dwu- i wielojęzyczne terminologii fizycznej itp.) oraz określenie zasad organizacji katalogu centralnego lub systemu katalogów centralnych w zależności od celów (dzieł końcowych), którym mają służyć.

Jednakże tak obszerny program nie może być realizowany równocześnie i od zaraz. W związku z tym należałoby zhierarchizować zadania wychodząc z jednej strony z aktualnego zapotrzebowania społecznego na dany rodzaj „dzieła końcowego”, z drugiej zaś, ze stanu zaawansowania określonych prac w chwili obecnej. Oczywiście, i tutaj potrzebny będzie realistyczny kompromis. Biorąc pod uwagę obydwa powyższe kryteria, widziałbym następującą kolejność:

1) Poddając krytycznej analizie zebraną dotychczas terminologię, a w tym jej część opublikowaną [5-8], opracować i wydać „słownik fizycznych terminów zalecanych” (który usunąłby wieloznaczności oraz synonimy, przynajmniej części współczesnego języka fizyki w Polsce) oraz nadać mu moc prawną do rygorystycznego stosowania przez autorów oraz wydawców podręczników i monografii. Słownik ten powinien być uzupełniany okresowymi suplementami, w miarę postępu prac nad kolejnym materiałem terminologicznym.

2) Wykorzystując stosunkowo duże zasoby terminów dwujęzycznych, podjąć decyzje co do postaci dwu- lub wielojęzycznych słowników terminologii fizycznej (np. czy mają to być wielkie słowniki obejmujące całą fizykę, czy też cykle słowników specjalistycznych, a jeśli te ostatnie, to jakie). Przy opracowaniu tych słowników należałoby oczywiście wziąć pod uwagę wyniki prac nad „Słownikiem fizycznych terminów zalecanych” w formie rygoru stosowania tych terminów w pierwszej kolejności. W żadnym wypadku nie należy budować słowników obcojęzycznych wyłącznie na zbiorze terminów zalecanych. Celem bowiem słowników tego rodzaju jest umożliwienie zrozumienia lub możliwie wiernego przetłumaczenia *dowolnych* fizycznych tekstów obcych lub polskich, w tym także tekstów rzeczowo lub terminologicznie niepoprawnych czy wręcz błędnych. Oznacza to konieczność umieszczania w słownikach tego typu całej używanej terminologii zarówno zalecanej, jak i niepoprawnej, zaś funkcja porządkująca słownika mogłaby być zaznaczona, np. przez drukowanie polskich terminów zalecanych innym drukiem lub na pierwszym miejscu (jeśli występują w relacji synonimowej równocześnie z innymi terminami).

3) Opracowanie encyklopedii lub leksykonu fizyki jest przedsięwzięciem wysoce prestiżowym, ale też znacznie trudniejszym i chyba społecznie mniej niezbędnym, w tym sensie, że, jak sądzę, ich pojawienie się nie stałoby się codziennym narzędziem pracy fizyków naukowo czynnych (choć miałyby walory dydaktyczne w szerokim sensie). Nie mam jednak wątpliwości, że opracowanie w pełni oryginalnej wielkiej encyklopedii fizyki w naszych obecnych warunkach jest przedsięwzięciem na wiele lat, a być może wiele dziesiątków lat. W tej sytuacji wyjściem niestety nie najlepszym, ale możliwym do zrealizowania byłoby wydanie bądź to tłumaczeń obcych słowników encyklopedycznych z dodanymi własnymi opracowaniami, np. w postaci suplementów, bądź też słowników wąsko-specjalistycznych, czy wreszcie ogólnych o odpowiednio ograniczonym słownictwie.

Powstaje jednak zasadnicze pytanie, kto to wszystko ma zrobić? Obecnie działają trzy niezależne instytucje zainteresowane problemami terminologii fizycznej:

- 1) Komisja Nazewnictwa przy Zarządzie Głównym Polskiego Towarzystwa Fizycznego.
- 2) Komitet Terminologii PAN.
- 3) Wydawcy oraz zespoły pracownicze lub osoby prywatne, funkcjonujące przy wyższych uczelniach.

Paradoks sytuacji polega na tym, że wysokimi kompetencjami dysponują instytucje wymienione w punktach 1 i 2, zaś poważniejsze zbiory terminów są w posiadaniu osób i instytucji wymienionych w punkcie 3. Paradoks ten nie jest jednak niespodzianką. Zarówno Komisja Nazewnictwa PTF, jak i Komitet Terminologii PAN grupują osoby o bardzo wysokich kwalifikacjach, a więc z reguły silnie zaangażowane także, a nader często głównie, w innej działalności. Poza tym obie te instytucje pozbawione są w chwili obecnej dostatecznie licznych średnio kwalifikowanych kadr pomocniczych, które mogłyby podjąć poważniejsze prace zbierania i wstępnego opracowywania terminologii fizycznej.

Prof. W. Nowicki wystąpił niedawno [3] z bardzo kompletną propozycją organizacyjną działalności terminologicznej w Polsce w dwu wersjach: docelowej oraz na okres przejściowy. Zgadając się z głównymi myślami tej koncepcji, proponowałbym, wychodząc z wyżej omówionych realiów chwili obecnej, coś w rodzaju wariantu wstępnego do wariantu przejściowego. Mogłaby to być następująca struktura organizacyjna⁴:

1) Przyjąć strukturę federalną z określonym „centrum” oraz dość luźno związanymi z nim „partnerami”.

2) Centrum mogłaby stanowić Sekcja Terminologii Nauk Ścisłych Komitetu Terminologii przy Prezydium PAN, zaś jego zadaniem byłoby: określenie ogólnego programu działalności ze wskazaniem rodzaju i kolejności „dzieł końcowych” oraz ich perspektyw wydawniczych, koordynacja ogólna ich realizacji, wykonywanie lub zlecenie prac opiniodawczych, organizacja i prowadzenie centralnych katalogów terminów fizycznych (wychodząc z koniecznych prac rozpoznawczych, scalających i unifikujących zbiory już istniejące w różnych ośrodkach kraju) itp. W gestii centrum byłoby prowadzenie doradztwa terminologicznego, jak również finansowanie tych typów działalności pośredniej partnerów, które nie byłyby związane z honorarium autorskim.

3) Głównym partnerem centrum mogłaby być Komisja Nazewnictwa PTF, która stanowiąc zespół wybitnych specjalistów, podejmowałaby funkcje analityczno-opiniotawcze (w tym także na zlecenie centrum) dotyczące zarówno poszczególnych terminów lub ich zestawów, jak i terminologicznych dzieł końcowych.

4) Innymi partnerami centrum byłyby zespoły lub pojedyncze osoby, które zadeklarowałyby chęć współpracy na warunkach określonych przez centrum, np. oddając do jego dyspozycji bądź swe zbiory, bądź też dzieła końcowe (w tym ostatnim przypadku, z zachowaniem swych praw autorskich).

Sądzę, że istotną zaletą takiej struktury wyjściowej byłaby jej zdolność do rozwinięcia działalności nieomal natychmiast, a jest to przecież to, czego nam najbardziej potrzeba. Szybki start byłby możliwy zwłaszcza wtedy, gdyby centrum zostało zlokalizowane we Wrocławiu. Tu bowiem znajdują się główne zbiory terminów fizycznych i tutaj też są ludzie, którzy wynikami swej dotychczasowej działalności wykazali zarówno konkretność, jak i efektywność funkcjonowania.

⁴ Propozycje poniższe są prywatnymi sugestiami autora nie uzgodnionymi z żadną z zainteresowanych stron.

5. Uwaga końcowa

Podjęcie szybkich i efektywnych działań w zakresie terminologii fizycznej ma znaczenie wykraczające daleko poza potrzeby samej fizyki. Jak bowiem powszechnie wiadomo, współczesna technika we wzrastającym stopniu korzysta z osiągnięć fizyki i sprawa szybkości, a także komunikatywności przekazu wyników uzyskiwanych przez fizyków do dyspozycji techników ma określony ciężar gatunkowy. Nie bagatelną rolę odgrywa tutaj terminologia fizyczna jako istotny składnik funkcji przekazu, a w tym jej wewnętrzna spójność, komunikatywność i jednoznaczność. Nie można także pominąć pozytywnego wpływu uporządkowania terminologii fizycznej na terminologię ogólnotechniczną. Bez większej przesady można zatem powiedzieć, że uporządkowanie terminologii fizycznej jest naszym obowiązkiem, także względem gospodarki narodowej w Polsce.

Literatura

- [1] M. Mazur, *Terminologia techniczna*, Warszawa 1961.
- [2] W. Nowicki *O jednej z metod pracy nad terminologią techniczną*, Prace Naukowe Studium Praktycznej Nauki Języków Obcych PWr., Seria: Studia i Materiały, Nr 11-12, Wrocław 1979.
- [3] W. Nowicki, *Problemy terminologii*, Nauka Polska, Nr 6, 1980.
- [4] W. Nowicki, *Metoda pracy nad terminologią wybranej dziedziny wiedzy*, Rada Prasy Technicznej. Wydawnictwo Czasopism i Książek Technicznych Sigma, Nr 2, 1979.
- [5] A. Opolski, *Polska terminologia astronomiczna*, cz. I i II, Wydawnictwa Uniwersytetu Wrocławskiego, Wrocław 1979.
- [6] *Słownik terminów fizycznych*, red. M. Jeziński, Warszawa 1961.
- [7] I. Wilk, *Angielsko-polski słownik terminologii optycznej, optoelektronicznej i mechaniki precyzyjnej*. Skrypt. Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1980.
- [8] I. Wilk. J. Peřina. *Czesko-polski słownik optyki i mechaniki precyzyjnej*. Skrypt Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1978.

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

*Tadeusz Skaliński*Instytut Fizyki PAN
Warszawa*Józef Szudy*Instytut Fizyki¹
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń**Aleksander Jabłoński****(1898–1980)**

Abstract: An account of scientific activities of the late Professor Aleksander Jabłoński in various fields of atomic and molecular physics is given.

W dniu 9 września 1980 roku zmarł Aleksander Jabłoński, profesor zwyczajny Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu, członek rzeczywisty Polskiej Akademii Nauk, członek honorowy Polskiego Towarzystwa Fizycznego, wybitny specjalista w dziedzinie fizyki atomowej i molekularnej i twórca toruńskiego ośrodka badań fizycznych.

Aleksander Jabłoński urodził się dnia 26 lutego 1898 roku w Woskriesenowce w guberni kurskiej na Ukrainie. Po uzyskaniu w roku 1916 matury w gimnazjum w Charkowie rozpoczyna na tamtejszym uniwersytecie studia w zakresie fizyki. Wypadki wojenne lat 1914–1920 nie sprzyjają studiom, jednakże Jabłoński, mimo kilku przerw związanych ze służbą wojskową najpierw w wojsku rosyjskim a następnie w formującym się w owym czasie wojsku polskim, kontynuuje swe studia (od roku 1919 już w Uniwersytecie Warszawskim) i kończy je w roku 1925 zostając powołany na stanowisko młodszego asystenta w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej¹.

Zakład ten, kierowany przez prof. Stefana Pieńkowskiego, rozpoczyna w tym czasie pionierską działalność w dziedzinie badań nad fluorescencją, fosforescencją i absorpcją promieniowania przez atomy i cząsteczki. W tej też tematyce zostały wykonane przez

¹ Por. także rozmowę R. S. Ingardena i S. Kalemki z Aleksandrem Jabłońskim w niniejszym zeszycie *Postępów Fizyki* (przyp. Red.).

Jabłońskiego wspólnie z Pieńkowskim pierwsze prace i nadały one kierunek zainteresowaniom naukowym, którym Jabłoński pozostał wierny przez całe swoje życie. Głównym problemem, jaki go interesował, był los pochłoniętej przez atomy i cząsteczki energii. Zagadnienie to obejmowało absorpcję, fluorescencję, fosforescencję i przejścia bezpromieniste (dezaktywacja bezpromienista). Jabłońskiego interesuje również wpływ na te procesy zewnętrznych oddziaływań zaburzających. Cechą charakterystyczną działalności naukowej Jabłońskiego było łączenie pracy teoretycznej (analizującej badane zjawiska) z badaniami doświadczalnymi, których zadaniem jest bezpośrednia weryfikacja wyników teoretycznych.

W roku 1930 Jabłoński otrzymał stopień doktora filozofii na podstawie pracy „O wpływie zmiany długości fali wzbudzającej na widma fluorescencji”. Po doktoracie, jako stypendysta Fundacji Rockefellera, spędza lata 1930–31 w Berlinie w Zakładzie prowadzonym przez Petera Pringsheima (jednego z najwybitniejszych badaczy zjawisk fluorescencji i fosforescencji) oraz w Hamburgu, w pracowni Otto Sterna, gdzie zapoznał się z niedawno odkrytą techniką promieni atomowych i molekularnych. Mimo tej pasjonującej tematyki, nawet w Hamburgu jego działalność naukowa zwrócona była ku zagadnieniom spektroskopii atomowo-molekularnej. Dostrzegając już w tym czasie płodność idei przedstawienia oddziaływań międzyatomowych i międzycząsteczkowych przy pomocy krzywych potencjalnych Francka i stosując do przejść elektronowych w rozpatrywanych układach zasadę Francka–Condon, Jabłoński formułuje w roku 1931 pierwszą wersję (jeszcze jakościową) kwantowo-mechanicznego ujęcia zagadnienia ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych [1]. Praca ta stanowiła ideowy punkt wyjścia tzw. quasi-molekularnego modelu zjawiska ciśnieniowego rozszerzenia linii, który do dziś stanowi podstawę różnych formułowanych ilościowo teorii.

W tym właśnie okresie dojrzewa u Jabłońskiego pierwsza koncepcja struktury centrum, odpowiedzialnego za luminescencję barwnika w roztworze. Centrum takie tworzy cząsteczka barwnika otoczona cząsteczkami rozpuszczalnika. Analiza oddziaływań cząsteczki barwnika z otoczeniem, przy uwzględnieniu dynamicznej ewolucji konfiguracji takiego centrum w czasie, pozwala wytłumaczyć podstawowe dla fluorescencji i potwierdzone przez doświadczenie zjawiska: 1) prawa Stokesa o wzajemnym przesunięciu widm emisji i absorpcji, 2) zwierciadlanej symetrii tych widm i 3) faktu, że w roztworach o małej lepkości widmo fluorescencji przy wzbudzeniu monochromatycznym nie zależy od długości fali wzbudzającej. Natomiast dla układów, w których konfiguracja centrum została ustalona (adsorbaty i szkliska aktywowane), z analizy Jabłońskiego wynika brak takiej niezależności.

Innym problemem podjętym przez Jabłońskiego był spadek wydajności fluorescencji przy monochromatycznym wzbudzeniu w obszarze antystokesowskim (tj. przy wzbudzeniu długością fali większą niż maksimum rozkładu fluorescencji). Choć zjawisko to jeszcze przez wiele lat nasuwało poważne trudności interpretacyjne, już wówczas Jabłoński przypisał je istnieniu konkurencyjnej, nieaktywnej absorpcji, której pasma nałożone są na pasmo absorpcji prowadzącej do luminescencji, zabierając coraz to większą część energii pochłoniętej. Wiele lat później (1954) sprecyzował naturę tej nieaktywnej absorpcji przypisując ją różnego rodzaju asocjatom. Liczne prace jego uczniów potwierdziły doświadczalnie ten pogląd.

Fundamentalne znaczenie dla analizy procesów fotoluminescencji ma wprowadzony w roku 1935 przez Jabłońskiego schemat poziomów cząsteczki luminezującej, zawierający w najprostszym ujęciu — obok krótkożyciowego stanu „fluorescencyjnego” F — co najmniej jeden poziom metatrwały M usytuowany nieco poniżej poziomu F [2]. Przejścia z M do stanu podstawowego N (względnie odwrotnie) są zabronione przez reguły wyboru. Poziom M jest obsadzony przez cząsteczki przybywające doń z F (raczej w sposób bezpromienisty). Przy dostatecznie wysokiej temperaturze mogą zachodzić przejścia odwrotne $M-F$ na koszt energii ruchu cieplnego, po czym następuje wyświecenie cząsteczki z poziomu F . Kilka lat później G. N. Lewis i M. Kasha i niezależnie A. N. Terenin wyrazili pogląd, że poziom metatrwały jest poziomem trójkowym. Pogląd ten został jednoznacznie potwierdzony doświadczalnie dopiero w końcu lat pięćdziesiątych techniką elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Schemat poziomów cząsteczki luminezującej, zwany dziś powszechnie schematem Jabłońskiego, wszedł jako klasyczny element do światowej literatury fizyko-chemicznej w opisie struktury elektronowej cząsteczek luminezujących oraz różnych procesów fotochemicznych, zachodzących w tych cząsteczkach. Z tym schematem wiąże się odkrycie (w latach sześćdziesiątych) akcji laserowej w organicznych substancjach fluorujących.

W dalszym rozwoju swych zainteresowań Jabłoński zwraca się ku zagadnieniu polaryzacji fotoluminescencji [3]. Przyporządkowuje on cząsteczce dwa anizotropowe oscylatory wirtualne, jeden odpowiedzialny za absorpcję, drugi za emisję promieniowania. Pozwoliło to na ilościowe wytłumaczenie efektów polaryzacyjnych w promieniowaniu luminescencji i niezrozumiałych poprzednio różnic w stanie polaryzacji światła emitowanego przez różne cząsteczki. Badaniom teoretycznym Jabłońskiego towarzyszą jego doświadczenia nad zależnością stopnia polaryzacji luminescencji od lepkości roztworu (w szczególności dla przypadków granicznych cząsteczek w ośrodku o olbrzymiej lepkości, a więc nie wykonujących ruchów rotacyjnych).

W przypadku gdy wzbudzone cząsteczki wykonują rotacyjne ruchy Browna okazuje się, że ta rotacja wywiera wpływ na średni czas zaniku świecenia mierzony metodą fluorometryczną. Jabłoński wykazuje, że istnieje tylko jeden kąt obserwacji w stosunku do kierunku drgań wektora elektrycznego światła wzbudzającego, przy którym mierzony czas zaniku odpowiada rzeczywistości. Doświadczenia wykonane wspólnie z W. Szymanowskim potwierdziły te przewidywania [4].

Znaczna część omówionych tu badań weszła w skład rozprawy habilitacyjnej Jabłońskiego [5]. Po habilitacji w 1934 roku zainteresowania Jabłońskiego kierują się ku zagadnieniu ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych. W odróżnieniu od pracy z roku 1931 [1], która wyrażała w sposób bardzo ogólny ideę sposobu potraktowania zagadnienia, przechodzi obecnie do opartego na mechanice kwantowej ujęcia ilościowego. Dwie prace na ten temat ogłosił w *Acta Physica Polonica* (1937, 1938), jedną zaś już po wybuchu II wojny światowej w *Physica* (1940) [6, 7]. Badania te zapoczątkowane zostały w Warszawie, a od kwietnia 1938 były kontynuowane w Wilnie na Uniwersytecie Stefana Batorego, dokąd Jabłoński przeniósł się kierując tam faktycznie pracami spektroskopowymi.

Ujęcie Jabłońskiego zagadnienia ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych nawiązuje do kwantowo-mechanicznej teorii rozkładu nateżeń w widmach molekularnych. Atom emitujący lub absorbujący wraz z n zaburzaczami zostaje tu potraktowany jako gigantyczna

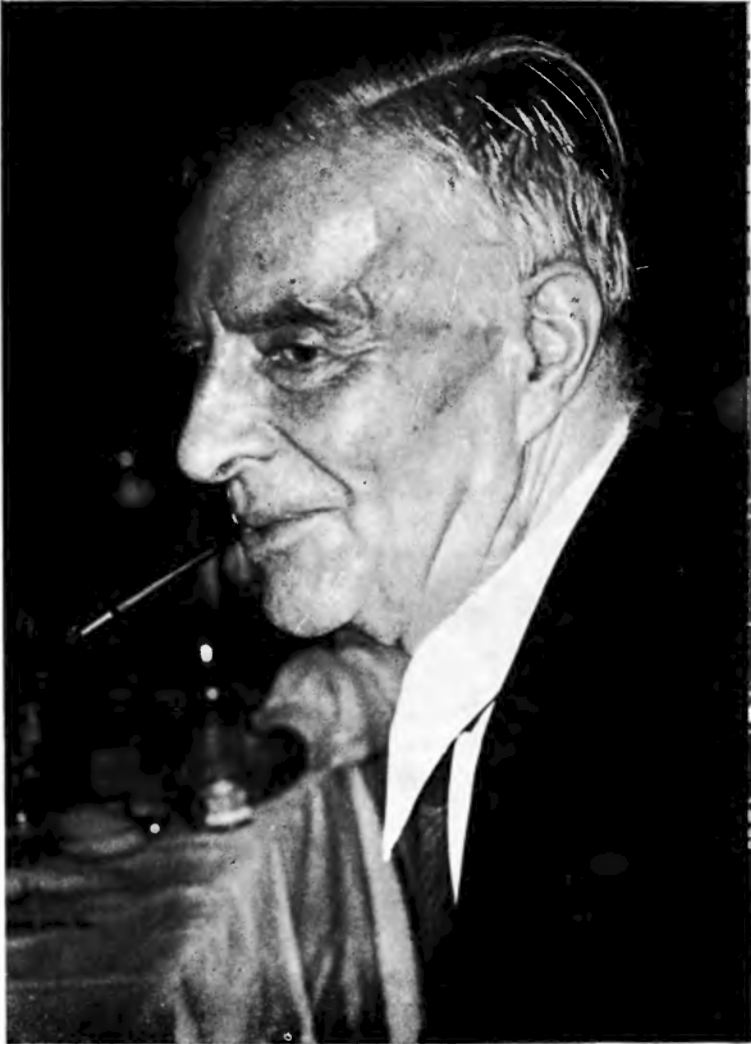
$(n+1)$ -atomowa cząsteczka. W takim układzie oprócz energii wzbudzenia elektronowego mamy do czynienia z energiami ruchów translacyjnych atomów zaburzających względem atomu emitującego. Stanowi to analogię do energii oscylacyjnej w zwykłej cząsteczce. Stosując do takiego układu kwantowe metody rachunku przybliżonego (przybliżenie Borna–Oppenheimera i kwantowo-mechaniczne sformułowanie zasady Francka–Condon) wiąże Jabłoński prawdopodobieństwo przejścia odpowiadające różnym konfiguracjom z rozkładem natężeń w rozszerzonej linii widmowej. Jednym z testów tej teorii były doświadczenia wykonane przez Jabłońskiego w Wilnie wspólnie z H. Horodniczym, dotyczące wpływu temperatury na szerokość linii widmowych [8].

Wybuch wojny z Niemcami w roku 1939 zastaje Jabłońskiego znów w szeregach armii polskiej. Po kampanii wrześniowej przez różne obozy wraz z armią polską na wschodzie dostaje się przez Irak do Wielkiej Brytanii wraz z transportem oficerów i żołnierzy. W latach 1943–45 jest wykładowcą fizyki na Polskim Wydziale Lekarskim w Edynburgu. Jednocześnie aktywnie pracuje naukowo i bierze czynny udział w kolokwium, prowadzonym na uniwersytecie w Edynburgu przez Maxa Borna. Z tego okresu pochodzi najogólniejsza wersja kwantowej teorii ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych opublikowana w roku 1945 [9], która ma do dnia dzisiejszego fundamentalne znaczenie w badaniach efektów optyczno-zderzeniowych.

Po zakończeniu wojny, w listopadzie 1945 roku Jabłoński powraca do kraju. Po kilku miesiącach pracy w Warszawie (znów w Zakładzie prof. Pieńkowskiego na Hożej) otrzymuje nominację na profesora zwyczajnego w nowo utworzonym Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu i podejmuje tam organizację nauczania i badań fizycznych. Rozpoczynając pracę w niezwykle trudnych warunkach powojennych, bez odpowiedniego lokalu, z bardzo nielicznym gronem współpracowników i bez aparatury doprowadził Jabłoński w okresie swej działalności ośrodek fizyki w Toruniu do stanu rozkwitu i do poziomu liczącej się w świecie placówki naukowej.

Dzięki poparciu pierwszego rektora Uniwersytetu Mikołaja Kopernika prof. L. Kołankowskiego, w roku 1948 rozpoczęto budowę gmachu Collegium Physicum przy ulicy Grudziądzkiej 5. Gmach ten został oddany do użytku w roku 1951 i od tej chwili datuje się rozwój badań w zakresie fizyki doświadczalnej w ośrodku toruńskim. Dzięki kilkuletniej współpracy z Instytutem Fizyki Polskiej Akademii Nauk, wzbogacono wydatnie wyposażenie do badań spektroskopowych i zwiększono liczbę pracowników naukowych.

W latach pięćdziesiątych Jabłoński przystępuje do uogólnienia wprowadzonego przez siebie poprzednio modelu centrum luminezującego. Opracowuje, mianowicie, powłokowy model takiego centrum i przy jego pomocy rozwija kolejno teorię wygaszania, zaniku luminescencji i jej polaryzacji [10–12]. Centrum luminezujące składa się z wzbudzonej cząsteczki barwnika otoczonej cząsteczkami rozpuszczalnika. W otoczeniu cząsteczki luminezującej mogą znajdować się również niewzbudzone cząsteczki barwnika. Całe otoczenie wybranej cząsteczki zostaje podzielone na monomolekularne powłoki, w których w różny sposób mogą być rozmieszczone cząsteczki zaburzające oraz ewentualnie niewzbudzone cząsteczki barwnika. Taka konfiguracja nie jest ustalona w czasie, lecz może ulegać skokowym zmianom (ich prawdopodobieństwo będzie m. in. zależne od lepkości roztworu). W ten sposób prymitywne pojęcie zderzenia zaburzającego zastąpione zostaje o wiele bardziej sprecyzowanym zjawiskiem spotkania (pozostawianiem przez pewien



Aleksander Jabłoński

czas cząsteczek zaburzających w sąsiedztwie cząsteczki wzbudzonej). Stosując formalizm statystyczny, nawiązujący do prac Smoluchowskiego, Jabłoński wyprowadził równania opisujące kinetykę wygaszania fotoluminescencji. Głównym osiągnięciem było tu sformułowanie ogólnej teorii, której wnioski w przypadkach szczególnych prowadzą do wielu zależności wyprowadzonych poprzednio przez innych autorów dla pewnych szczególnych przypadków.

Wnioski z tej teorii dotyczą wygaszania, charakteru gaśnięcia, depolaryzacji (ze szczególnym uwzględnieniem tzw. samodepolaryzacji) oraz drgań torsyjnych cząsteczki. W teorii Jabłońskiego stężeniowej depolaryzacji fotoluminescencji przyjmuje się, że zasadniczym czynnikiem depolaryzacyjnym jest migracja energii od jednej cząsteczki barwnika do drugiej. W latach sześćdziesiątych Jabłoński zwrócił uwagę na jeszcze jeden efekt, który może przyczynić się do zwiększenia depolaryzacji fotoluminescencji. Jest nim tzw. „wstrząs początkowy” polegający na wzmożeniu ruchu oscylacyjnego cząsteczki, jej ruchu jako całości oraz ruchu cząsteczek otaczających kosztem części energii pochłoniętej przez cząsteczkę w akcie absorpcji. Część tej energii jest rozpraszana w ośrodku w postaci fal sprężystych, część powoduje lokalne ogrzanie, przyczyniając się w efekcie do wzmożenia depolaryzacji fluorescencji. Teoria tego efektu przewiduje jego zależność od długości fali światła wzbudzającego, co potwierdziło doświadczenie [13].

Wyprzedzając o dziesiątki lat metodę badań cząsteczek w matrycach niskotemperaturowych (pojedyncze cząsteczki wbudowane w sieć krystaliczną zestalonego gazu szlachetnego) Jabłoński wykazał w pracy ogłoszonej w roku 1934 [14], że badania fluorescencji roztworów sztywnych mogą być wykorzystane jako cenne źródło informacji o kierunkach momentów przejścia w cząsteczkach. Ta metoda, znana obecnie jako metoda Jabłońskiego, została rozwinięta w końcu lat sześćdziesiątych i zastosowana do badania drobin organicznych, które uzyskały orientację w matrycach polimerowych. Jednym z przykładów ewolucji tej metody było uzyskanie przez Landa filtrów polaryzujących.

W latach 1963–68 Jabłoński znów powraca do teorii ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych. Opierając się na konsekwentnym stosowaniu zasady Francka–Condonada daje tej teorii nową, bardziej nadającą się do szczegółowych obliczeń postać. Ogólną ideę tego nowego ujęcia można przedstawić następująco. Jak poprzednio, rozpatruje się układ złożony z atomu wykonującego przejście optyczne i zaburzaczy rozłożonych statystycznie w otaczającej przestrzeni. Cała przestrzeń otaczająca atom zaburzany zostaje podzielona sferą oddziaływania (o promieniu r_0) na dwa obszary. Wewnętrzny — w którym aż do odległości r_0 oddziaływanie z jakimkolwiek zaburzaczem jest znacznie większe niż sumaryczne oddziaływanie między atomem optycznie czynnym ze wszystkimi zaburzaczami znajdującymi się w odległości większej od r_0 , tj. w obszarze zewnętrznym. W obszarze wewnętrznym niekoniecznie musi znajdować się tylko jeden zaburzacz. Jabłoński pokazuje jednak, jak przy znajomości funkcji opisującej oddziaływanie z jednym zaburzaczem wewnątrz sfery czynnej i wynikającym z tego zaburzenia kształtem rozszerzonej linii można wyprowadzić wyrażenia na odpowiednie rozkłady natężeń dla przypadku dwóch i więcej zaburzaczy wewnątrz sfery czynnej. Rozkład poszukiwany — to superpozycja wszystkich możliwych rozkładów, a działanie atomów z zewnątrz sfery czynnej wywołuje przesunięcie całej linii.

Jak to jednak zauważa Jabłoński, analogia między wieloatomową cząsteczką „zwykłą”

i cząsteczką chwilową utworzoną z atomu optycznie czynnego i zaburzaczy nie jest zupełna, o ile bowiem czas życia zwykłej cząsteczki w stanie niewzbudzonym elektronowo można uznać w praktyce za nieograniczony, a w stanie wzbudzonym za wyznaczony przez prawdopodobieństwa przejść, to dla układu rozpatrywanego jest zupełnie inaczej. Taka quasi-cząsteczka ma bardzo krótki czas życia (wyznaczony przez kolejne wejścia lub wyjścia zaburzaczy do sfery czynnej) i to staje się dodatkowym powodem rozszerzenia linii. Skończoność czasu życia quasi-cząsteczki prowadzi bowiem do „rozmycia” krzywych potencjalnych w odpowiednich stanach elektronowych.

Jabłoński pokazał jak obliczyć to rozmycie i wykazał, że dla granicznego przypadku małych ciśnień gazu zaburzającego wyrażenia jego teorii przechodzą we wzory Lorentza. W ten sposób teoria ta zniosła podział na „teorie zderzeniowe” i „teorie statystyczne” zawierając uwzględnienie różnych efektów, których wystąpienie jest uwarunkowane wartościami parametrów opisujących stan układu fizycznego. Przeprowadzone dotąd obliczenia numeryczne rozkładu natężeń na podstawie tej teorii dla linii rezonansowej rtęci i kilku linii atomów metali alkalicznych, zaburzonych przez gazy obce dały zadowalającą zgodność z wynikami doświadczalnymi.

Profesor Jabłoński ogłosił drukiem 101 prac na tematy związane ze zjawiskami luminescencji i ciśnieniowego rozszerzenia linii. Znaczenie tych prac ilustruje liczba i rozmiar cytatów z jego publikacji podawanych w licznych monografiach poświęconych zagadnieniom luminescencji i spektroskopii atomowo-molekularnej. Niektóre z tych prac miały również wpływ na badania w innych dziedzinach. Na przykład praca z roku 1931 [1], w której Jabłoński wprowadził po raz pierwszy quasi-molekularny model ciśnieniowego rozszerzenia linii, stanowiła również punkt wyjścia do opisu widm jonów lub cząsteczek domieszkowych w fazie skondensowanej. Jego słynny schemat poziomów energetycznych cząsteczki luminescującej [2] posłużył jako wskazówka do odkrycia lasera barwnikowego.

Osobowość profesora Jabłońskiego wywierała ogromny wpływ na jego uczniów i współpracowników. Był on dla nich wzorem bezkompromisowego poszukiwania prawdy naukowej, a jednocześnie dawał przykład swą systematyczną, rzetelną codzienną pracą. Jednym z wielu owoców jego działalności było wykształcenie licznej kadry profesorów i docentów, kontynuujących badania przez niego rozpoczęte w licznych instytucjach polskich i zagranicznych. Kilka uniwersytetów obdarzyło go wysoką godnością doktora *honoris causa*, a w roku 1964 za wybitne osiągnięcia w badaniach luminescencji (w szczególności zaś za stworzenie modelu luminescencji) została przyznana Jabłońskiemu nagroda państwowa I stopnia. Był odznaczony Krzyżem Walecznych, Złotym Krzyżem Zasługi, Krzyżem Oficerskim i Komandorskim Orderu Odrodzenia Polski.

Profesor Jabłoński był zasłużonym działaczem Polskiego Towarzystwa Fizycznego [18]. Był on założycielem Oddziału Toruńskiego PTF i jego pierwszym przewodniczącym. Przez szereg lat sprawował funkcję przewodniczącego i wiceprzewodniczącego Zarządu Głównego PTF. W uznaniu jego wielkich zasług Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało mu swe najwyższe wyróżnienia: członkostwo honorowe i medal Smoluchowskiego. Brał udział we wszystkich zjazdach fizyków polskich (z wyjątkiem pierwszego). Jeszcze we wrześniu 1979 roku, mimo bardzo złego stanu zdrowia, uczestniczył w większości posiedzeń XXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu.

Poza nauką, wielką pasją życiową prof. Jabłońskiego była muzyka. Jako skrzypek

odebrał wykształcenie zawodowe w tej dziedzinie oraz przez kilka lat (1921–1926) grał w orkiestrze Teatru Wielkiego w Warszawie w grupie pierwszych skrzypiec. To ogromne zamiłowanie do muzyki sprawiło, że niemal do ostatnich dni życia grywał w zespołach kameralnych. Towarzyszyła mu w jego działalności muzycznej żona — wierna towarzyska życia.

Literatura

Podajemy tu jedynie odnośniki do prac Profesora A. Jabłońskiego, omawianych w niniejszym artykule ².

- [1] Über die Stossverbreiterung der Spektrallinien und den Energieaustausch bei Zusammenstößen, *Z. Phys.* **70**, 723 (1931).
- [2] Über den Mechanismus der Photolumineszenz von Farbstoffphosphoren, *Z. Phys.* **94**, 38 (1935).
- [3] Zur Theorie der Polarization der Photolumineszenz von Farbstofflösungen, *Z. Phys.* **96**, 236 (1935).
- [4] Thermal Rotations of Fluorescent Molecules and Duration of Luminescence, *Nature* **135**, 582 (1935), (z W. Szymanowskim).
- [5] O wpływie oddziaływań międzycząsteczkowych na zjawiska absorpcji i emisji światła, *Prace Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego*, Nr 136, Warszawa 1934 (praca habilitacyjna).
- [6] Über die wellenmechanische Behandlung der Linienerweiterung, *Acta Phys. Pol.* **6**, 371 (1937); **7**, 196 (1938).
- [7] Pressure Broadening of Spectral Lines, *Physica*, **6**, 541 (1940).
- [8] Temperature Influence on the Pressure Broadening of Spectral Lines, *Nature* **142**, 1122 (1938); **144**, 594 (1938), (z H. Horodniczym).
- [9] General Theory of Pressure Broadening of Spectral Lines, *Phys. Rev.* **68**, 78 (1945).
- [10] Quenching of Photoluminescence of Solutions, *Acta Phys. Pol.* **13**, 175 (1954).
- [11] Self-depolarization and Decay of Photoluminescence of Solutions, *Acta Phys. Pol.* **14**, 295 (1955).
- [12] Decay of Photoluminescence of Solutions, *Acta Phys. Pol.* **16**, 471 (1957).
- [13] Polarization of Fluorescence of Solutions, *Acta Phys. Pol.* **26**, 427 (1964).
- [14] Polarized Photoluminescence of Adsorbed Molecules of Dyes, *Nature* **133**, 140 (1934).
- [15] Pressure Effects on Spectral Lines, *Acta Phys. Pol.* **23**, 493 (1963).
- [16] Inclusion of the Lorentz Effect into Theories of Pressure Broadening of Spectral Lines based on the Franck-Condon Principle, *Acta Phys. Pol.* **27**, 49 (1965).
- [17] On the Quasi-Molecular Treatment of Pressure Effect on Spectral Lines, *Proceedings of the International Conference on Optical Pumping and Atomic Line Shape OPaLS*, pod red. T. Skalińskiego, PWN Warszawa, 1969, str. 323.
- [18] Wspomnienia o działalności PTF, *Postępy Fizyki* **21**, 321 (1970).

² Pełna bibliografia prac naukowych prof. Jabłońskiego (100 pozycji) została opublikowana w roku 1978 w okolicznościowej broszurze „Profesor Aleksander Jabłoński (w 80 rocznicę urodzin)”, wydanej przez Instytut Fizyki UMK, Toruń 26 luty 1978. Nie zawiera ona ostatniej pracy (101): „Time Dependence of the Emission Anisotropy of Fluorescence of Liquid Solutions Excited by a Short Pulse of Polarized Light”, *Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. Phys. Astron.* **27**, 1 (1979).

R O Z M O W Y

Urywki rozmowy z Aleksandrem Jabłońskim o jego drodze naukowej

Excerpts from an Interview with Aleksander Jabłoński on the Course of His Work

Abstract: In December 1976, Professors R.S. Ingarden and S. Kalemka interviewed, on behalf of the Commission on History of Physics of the Polish Physical Society, Professor Aleksander Jabłoński (deceased 1980) on his way to physics and his scientific achievements. Here follow some excerpts from this interview.

Dnia 17 grudnia 1976 r. w gabinecie profesora Aleksandra Jabłońskiego w Collegium Physicum Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu odbyła się rozmowa, której fragmenty przytaczamy. Była to rozmowa-wywiad, będąca tym co historycy nazywają „wywoływaniem źródeł historycznych”. Uczestniczyli w niej, jako interlokutorzy, profesor Roman Stanisław Ingarden — fizyk i docent Sławomir Kalemka — historyk. Profesorowi Jabłońskiemu dostarczono wcześniej ankietę, zbiór pytań, na które odpowiedział krótko na piśmie, co mu odświeżyło wspomnienia i tym samym posłużyło w trakcie wywiadu. Po przepisaniu na maszynie nagranych na taśmie magnetofonowej tekstu, w lutym 1977 r. prof. Jabłoński dokonał poprawek i autoryzował swą wypowiedź. Sprawami redakcyjnymi zajmował się doc. Kalemka. Cały wywiad, w ostatecznym kształcie, zajmuje 44 strony maszynopisu i jest m. in. przechowywany w Pracowni Historii Fizyki Biblioteki Głównej UMK.

Grudniowy wywiad Profesora Jabłońskiego był jednym z przejawów działalności Komisji Historii Fizyki, powołanej w tymże 1976 r. przy Zarządzie Głównym Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Postawiła ona przed sobą, obok innych celów, zadanie przeprowadzania wywiadów z seniorami polskiej fizyki dla utrwalenia jej dziejów. Jak zapewne dowodzi cytowany tu wywiad, nie jest to praca jałowa.

Z dosyć obszernego tekstu wybrano niektóre fragmenty, przedstawiające drogę naukową Profesora Jabłońskiego, jego kontakty z wybitnymi fizykami i jego poglądy na niektóre problemy fizyki.

Sławomir Kalemka

Instytut Historii i Archiwistyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń

J[abłoński]: Przyjąłem propozycję profesora Pieńkowskiego i zostałem pomocniczym pracownikiem naukowym¹. Pracowałem dalej naukowo i w 1930 roku złożyłem pracę doktorską: „O wpływie zmiany długości fali wzbudzającej na widma fluorescencji”.

K[alemka]: Co Pana Profesora skłoniło do wyboru tej tematyki?

¹ W Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego w 1925 r. Por. artykuł T. Skałińskiego i J. Szudego o prof. Jabłońskim, zamieszczony w niniejszym zeszycie *Postępów Fizyki* (przyp. Red.).

J: Profesor Pieńkowski zaproponował mi. Był świetnym organizatorem, ale o tendencjach dyktatorskich.

(...)

J: No i dalej pracowałem i w czasie tej pracy, po doktoracie, profesor Pieńkowski wysłał mnie do Berlina, do uniwersytetu — Friedrich Wilhelm Universität — do profesora [Petera]² Pringsheima, który był najlepszym specjalistą w dziedzinie fotoluminescencji. Z tym profesorem pracowałem, wykonałem kilka prac, kilka samodzielnych prac.

(...)

J: To był rok 1930 i 1931 — dziewięć miesięcy i tam szereg prac wykonałem wspólnie z Pringsheimem, jedną wspólnie z Pringsheimem i z Rompem, który później był przewodniczącym Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w NRD.

(...)

J: Ponieważ stypendium rockefellerowskie było przyznane na rok, a ja byłem dziewięć miesięcy w Berlinie, więc profesor Pieńkowski postarał się o przedłużenie o parę miesięcy i za poradą Pringsheima nie zostałem w Berlinie, tylko pojechałem do Hamburga, gdzie kierownikiem Zakładu Chemii Fizycznej był Otto Stern — laureat Nagrody Nobla. Tam pracowałem pięć miesięcy, ale zrobiłem pracę z dziedziny własnej, u profesora Sterna nie zdążyłem żadnej zrobić. Wróciłem do Warszawy i dalej pracowałem. W 1934 roku złożyłem moją rozprawę habilitacyjną, której tytuł mogę podać: „O wpływie oddziaływań międzycząsteczkowych na zjawiska absorpcji i emisji światła”.

(...)

K: Panie Profesorze, wracając do ówczesnych studiów i badań własnych, nasuwa się pewne pytanie — Jak Pan Profesor ocenia poziom ówczesnych studiów w Berlinie i Hamburgu?

J: O studiach mogę niewiele powiedzieć, ale jeżeli chodzi o mój pobyt w Berlinie to oprócz tego, że pracowałem u Pringsheima, chodziłem na wykłady [Erwina] Schrödingera — bardzo miły człowiek i bardzo miłe wykłady. On miał cały wykład napisany na kartkach i gdy wykład się kończył robił sobie znak ołówkiem. Największe wrażenie zrobiło na mnie [cotygodniowe] kolokwium fizyczne, które tam istniało. Brali w nim udział fizycy mniej i bardziej znani z Berlina i spod Berlina [Poczdamu i Babelsbergu], no i tam przewodniczył Nernst a poza tym na kolokwium byli obecni Max Planck, Einstein [dokąd nie wyjechał do Stanów Zjednoczonych], Pringsheim, Liza Meitner, Grotrian [London] i cały szereg innych wybitnych fizyków. Często się zdarzało, że jakiś fizyk przyjechał z innego kraju i miał wykład.

(...)

J: W kolokwium brali udział wspólnie pracownicy naukowcy Instytutów Fizyki Doświadczalnej i Fizyki Teoretycznej. Ta wspólnota bardzo mnie fascynowała i marzyłem o tym, żeby takie kolokwium stworzyć.

K: To kolokwium jak często się odbywało?

J: Raz na tydzień.

² Uwagi w nawiasach kwadratowych zostały dodane przez Autora opracowania wywiadu — doc. S. Kałembkę, który oparł się na uzupełnieniach dokonanych na piśmie przez prof. A. Jabłońskiego (przyp. Red.).

K: I nawet co najwybitniejsi fizycy bywali tam regularnie?

J: No właśnie, był tylko jeden wyjątek, a poza tym wszyscy chodzili. Po kolokwium odbywało się „Nachsitzung”, wszyscy szli do kawiarni i tam sobie rozmawiali na różne tematy naukowe i inne. Bardzo bliskie współzycie.

K: To na pewno w jakiś sposób pozytywnie wpływało na rozwój fizyki niemieckiej. Wymiana myśli.

(...)

J: Profesor Pieńkowski uzyskał dla mnie przedłużenie stypendium rockefellerowskiego i ja wyjechałem do Otto Sterna [do Hamburga, gdzie przebywałem na przełomie 1931 i 1932 r.]. Tam też było kolokwium, [ale] o nieco innym charakterze. W Berlinie referowano ważniejsze prace. W Hamburgu referaty były przeglądowe, tzn. specjaliści z jakiejś dziedziny referowali tę dziedzinę, no i w Hamburgu napisałem jedną pracę [nie z dziedziny Sterna], ale miałem możliwość dyskusowania z profesorem [W. J. Lenzem], który się zajmował rozszerzeniem linii widmowych — to był temat, którym się zajmowałem.

(...)

K: Jak układały się stosunki z profesorem Pringsheimem?

J: Bardzo serdeczne stosunki. Pringsheim dwukrotnie przyjechał do Polski. Jeden raz przed moim wyjazdem do niego, a później w czasie Międzynarodowej Konferencji Luminescencji w Warszawie³. Później myśmy korespondowali, różne zagadnienia w tej korespondencji omawialiśmy.

I[ngarden]: I on się przeniósł szybko do Ameryki. Kiedy?

J: Ponieważ on był pochodzenia żydowskiego, więc udało mu się z początku wyjechać na południe Francji, a później do Stanów Zjednoczonych. Po wojnie przyjechał do Polski [Pokazuje fotografię stojącą na biurku i komentuje:] Pringsheim w kapeluszu, Pringsheimowa, Franck, Kastler.

(...)

K: Jak Pan Profesor ocenia poziom fizyki polskiej w tym czasie. Byliśmy blisko średniej światowej?

J: Różne ośrodki miały różne specjalności. Warszawski ośrodek, jeśli chodzi o dziedzinę fotoluminescencji, był ośrodkiem ważkim, niektóre prace były bardzo ważne, ale nie było tego, żeby jakiś ośrodek miał specjalność dominującą na świecie. Były niektóre prace, np. teoretyczne profesora Rubinowicza, ale i takie rzeczy, np. Niewodniczański wykrył przejścia w atomach, które były przejściami dipolowymi magnetycznymi, po raz pierwszy.

I: Dane profesora Rubinowicza doświadczałnie potwierdził Niewodniczański.

(...)

J: Idealne stosunki międzyludzkie panowały na Uniwersytecie Stefana Batorego w Wilnie, do którego przenieśliśmy się w kwietniu 1938 roku, dzięki namowom profesora Józefa Patkowskiego i profesora Wacława Dziewulskiego. Chodziło mi o to, żebym mógł więcej pracować samodzielnie. (...) Tam, [tzn. w Wilnie] stosunki były bardzo dobre między fizyką i astronomią. Współpraca z profesorem Dziewulskim, profesor

³ W 1936 r. (przyp. Red.).

Iwanowską. Stosunki międzyludzkie mnie pociągały, chociaż profesor Pieńkowski nie miał ochoty mnie puścić z Warszawy, ale pojechałem tam. [Tam, na USB Jabłoński wykładał fizykę doświadczalną — S. K.].

K: Czym się zajmowano w ośrodku wileńskim. Czy była [określona, ścisła] specjalność?

J: Ja powiem, czym ja się zajmowałem z Horodniczym. (...) „Ciśnieniowym rozszerzeniem linii widmowych” i dwie takie notatki wysłaliśmy do *Nature*. Jedna ukazała się przed wybuchem wojny, a druga po wybuchu. (...)

J: Ja pracowałem [w Szkocji] naukowo [wykładał od 1943 r. na polskim Wydziale Lekarskim uniwersytetu w Edynburgu — S. K.] i jedną pracę wysłałem do *Physical Review* w Stanach Zjednoczonych i została wydrukowana [była to praca o ciśnieniowym rozszerzaniu linii widmowych]. Chodziłem na kolokwia, które prowadził Max Born i tam wygłosiłem trzy referaty: jeden z mojej specjalności — dwa posiedzenia to zajęło, a jeden o twórczości Sterna, w związku z nagrodą Nobla dla Sterna. [Tymczasem wojna się skończyła] i przyjechał Pieńkowski do Wielkiej Brytanii [trzykrotny rektor UW, wówczas też pełnił te obowiązki], w listopadzie 1945 r. i namawiał mnie do powrotu do Polski. Mówił, że kultura polska ucierpiała w czasie wojny, że trzeba pracować nad jej odbudową. (...) Wyjechałem do Warszawy i zostałem adiunktem-docentem Warszawskiego Uniwersytetu.

(...)

K: Co zdecydowało, że Pan Profesor przeniósł się do Torunia? Tam gdzie była [wówczas] pustka naukowa i tradycji w fizyce nie było?

J: Mnie się zdaje, że dla Polski było sprawą ważną, żeby w tej części Polski, w której ośrodków naukowych nie było, żeby powstały. Mógłbym zostać w Warszawie, bardzo mnie namawiał profesor Pieńkowski. Ale w Toruniu miałem pełną swobodę — zajęcia organizacyjne, prowadziłem wykłady i ćwiczenia, no i doprowadziło się w końcu do tego, że zbudowano chociaż część murów... Po przeniesieniu się do tego gmachu ⁴ [zbudowanego w latach 1948–1951] można było rozpocząć prace doświadczalne.

(...)

I: Pan Profesor też jest twórcą tej dziedziny ⁵. Może kilka słów o najważniejszych swoich pracach mógłby Pan Profesor powiedzieć.

J: Najważniejszą jest praca dotycząca mechanizmu fluorescencji i fosforescencji — powszechnie znana. Później zajmowałem się ciśnieniowym rozszerzeniem linii widmowych. Ta moja praca została rozwinięta przez Szudego, tutejszego fizyka i Baylisa z Uniwersytetu Windsor w Kanadzie.

(...)

I: Czy można jeszcze zapytać Pana Profesora odnośnie schematu poziomów elektrowych drobin fluoryzujących i fosforyzujących w luminiscencji, co wytłumaczyło to zjawisko? Jak Pan Profesor doszedł do tego, proszę ewentualnie o parę uwag, bo to jest jedno z najważniejszych odkryć w tej dziedzinie?

J: Kiedyś profesor Förster, który był w Toruniu na kilka tygodni przed śmiercią, pytał, co mi nasunęło schemat poziomów. Ja wówczas powiedziałem, że nie pamiętam.

⁴ Por. A. Jabłoński — Collegium Physicum Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, *Postępy Fizyki* 3, 371 (1952) (przyp. Red.).

⁵ Tj. luminescencji (przyp. Red.).

Później pomyślałem sobie, że może to związane było z tym, iż na początku zrobiłem pracę na temat fluorescencji par kadmu, ale to rtęć, kadm i cynk mają podobne sytuacje, tzn., że występuje linia rezonansowa bezpośrednio wzbudzona, lecz później zachodzi przejście do poziomu metatrwałego i emitowana jest fluorescencja widzialna. Tymi sprawami zajmował się Mrozowski. Ta fluorescencja widzialna jest długożyciowa, właściwie ma odpowiednik w roztworach barwników — fosforescencja, może to mi nasunęło, żeby podobny schemat wprowadzić, by wytłumaczyć te zjawiska, które występują w roztworach. Jeśli chodzi o ocenę własnych prac to ważnymi ustaleniami były: reguła sumacyjna, która dotyczy nateżeń pasm występujących przy jakimś jednym przejściu elektronowym, występuje rozkład nateżeń pomiędzy pasma oscylacyjne i to znalazło się obecnie u Herzberga w monografii ⁶. Poza tym może wytłumaczenie w ogóle jak wygląda widmo absorpcji i widmo fluorescencji w roztworach, no i jak można wytłumaczyć, przynajmniej jakościowo, stokesowskie przesunięcie widma fluorescencji w stosunku do widma adsorpcji. Temu poświęcona była jeszcze w dawnych latach ogłoszona praca.

I: A jeśli chodzi o rolę tych, tzw. stanów trójkowych?

J: To było w pierwszym temacie, którym się zajmowałem. W drugim, o trójkowych stanach nie ma mowy. Trójkowe stany grają ważną rolę, bo przejście ze stanu singletowego do trójkowego powoduje zmniejszenie obsadzenia stanu wzbudzonego singletowego.

(...)

I: Czy Pan Profesor widzi związek między swymi pracami i laserami?

J: W laserach istotną rolę grają przejścia wymuszone, a ja się zajmowałem taką sytuacją, gdy przejścia wymuszone mogą być pominięte.

I: To zmienia jak gdyby termodynamikę, ale kiedy chodzi o podobieństwo schematów linii...

J: Jeśli chodzi o schematy poziomów to są one niezależne od zjawisk, do których ten schemat jest stosowany.

(...)

⁶ G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure*, t. 1 — *Spectra of Diatomic Molecules*, Van Nostrand, Princeton 1950, str. 203 (przyp. Red.).

N O W O Ś C I N A U K O W E

*Marek Sadowski*Instytut Badań Jądrowych
Świerk**Postęp w badaniach nad kontrolowaną syntezą termojądrową****Progress in Research on Controlled Thermonuclear Fusion**

Abstract: The paper describes the actual status of controlled nuclear fusion research. New achievements in magnetic confinement of high-temperature plasmas are presented. Various methods of inertial confinement and in particular the applications of laser beams, relativistic electron pulses and high-energy ion beams are described. Also reviewed are new trends in fusion reactor design studies. The necessity of international cooperation is discussed.

1. Wprowadzenie

Problemy energetyczne występują dziś na całym świecie. Ludzie uświadamiają je sobie w chwilach gdy ogranicza się dopływ energii elektrycznej lub podwyższa cenę benzyny. Ekonomisci i energetycy wiedzą już od dawna, że świat wkroczył w okres kryzysu energetycznego. Szybki rozwój przemysłu i motoryzacji oraz intensywna mechanizacja rolnictwa i gospodarstw domowych wymagają ciągłego zwiększania dostaw paliw i energii. Jednocześnie, trudności ze zwiększeniem wydobycia węgla kamiennego oraz wyczerpujące się zasoby i szybko rosnące ceny ropy naftowej — zmuszają do szukania innych źródeł energetycznych.

W ostatnich latach wiele państw zdecydowało się wkroczyć na drogę energetyki jądrowej. Budowa i eksploatacja konwencjonalnych reaktorów atomowych, opartych na procesach rozszczepieniowych, niesie za sobą jednak wiele poważnych problemów ekonomicznych i politycznych. Bardzo skomplikowane są także problemy ochrony środowiska, przygotowania materiałów rozszczepialnych oraz składowania radioaktywnych odpadów. Dlatego rośnie ciągle zainteresowanie możliwością wykorzystania energii termojądrowej.

Już w latach 50-tych, w czasie prób z bombami wodorowymi, ludzkość przekonała się, że można zrealizować reakcje syntezy termojądrowej z udziałem izotopów wodoru i litu. Od wielu lat prowadzone są intensywne prace nad opanowaniem kontrolowanych reakcji termojądrowych [1-3]. Badacze zajmujący się fizyką gorącej plazmy twierdzą, że dla zapewnienia dodatniego bilansu energetycznego kontrolowanych reakcji termojądrowych trzeba spełnić co najmniej dwa warunki. Po pierwsze — paliwo termojądrowe (deuter lub mieszanina deuter-tryt) musi być ogrzane do temperatury wyższej od tzw. temperatury zapłonu, która (zależnie od warunków) wynosi 40-400 mln K. Po drugie — iloczyn koncentracji plazmy i czasu jej utrzymywania dla reakcji $D-T$ powinien wynosić $n\tau \geq 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}\text{s}$, a dla reakcji $D-D$ odpowiednio $n\tau \geq 10^{16} \text{ cm}^{-3}\text{s}$. Podane wyżej wartości iloczynu $n\tau$ mogą być zmniejszone w przybliżeniu o jeden rząd wielkości, ale kosztem znacznego zwiększenia mocy obiegu zamkniętego w reaktorze.

W celu spełnienia podanych wyżej warunków stosowane są różne sposoby magnetycznego utrzymywania gorącej plazmy lub jej utrzymywania inercyjnego, np. za pomocą intensywnych wiązek laserowych, silnych impulsów relatywistycznych elektronów lub wysokoenergetycznych jonów. Przegląd różnych metod i urządzeń do badań termojądrowych można znaleźć np. w artykułach [4-6]. Ostatnie lata przyniosły jednak wiele nowych ważnych wyników eksperymentalnych i teoretycznych. Prawie we wszystkich kierunkach badań termojądrowych osiągnięto wyraźny postęp. Niniejsza praca stanowi przegląd najnowszych osiągnięć i próbę oceny aktualnego stanu badań.

2. Badania nad magnetycznym utrzymywaniem gorącej plazmy

Do magnetycznego utrzymywania gorącej plazmy wykorzystywane są pola wytwarzane przez uzwojenia zewnętrzne oraz pola wytwarzane przez prądy przepuszczane przez samą plazmę. Zależnie od konfiguracji stosowanego pola magnetycznego rozróżnia się pułapki typu zamkniętego (tokamaki, stellaratory itd.) oraz pułapki typu otwartego (mirror machines, cusped machines, spherical multipoles itd.). Przegląd różnych pułapek magnetycznych można znaleźć m. in. w pracach [4-6].

2.1. Tokamaki

Spośród różnych pułapek magnetycznych najbardziej intensywnie badane są obecnie układy typu tokamak¹. W urządzeniach tych plazma wytwarzana jest i nagrzewana za pomocą prądu indukowanego wewnątrz toroidalnej komory próżniowej. Do stabilizacji plazmy wykorzystuje się pole magnetyczne związane z indukowanym w niej prądem oraz silne (podłużne w stosunku do prądu wyładowania) pole magnetyczne, wytwarzane za pomocą uzwojeń zewnętrznych.

Intensywne badania tokamaków podjęto pod koniec lat 60-tych, kiedy w Instytucie im. Kurczatowa w Moskwie uzyskane zostały obiecujące wyniki odnośnie nagrzewania i stabilizacji plazmy w takich układach. Rezultaty te zostały następnie zweryfikowane

¹ Patrz również artykuł Murakamiego i Eubanka na temat najnowszych badań nad tokamakami, *Postępy Fizyki* 31, 577 (1980) (przyp. Red.).

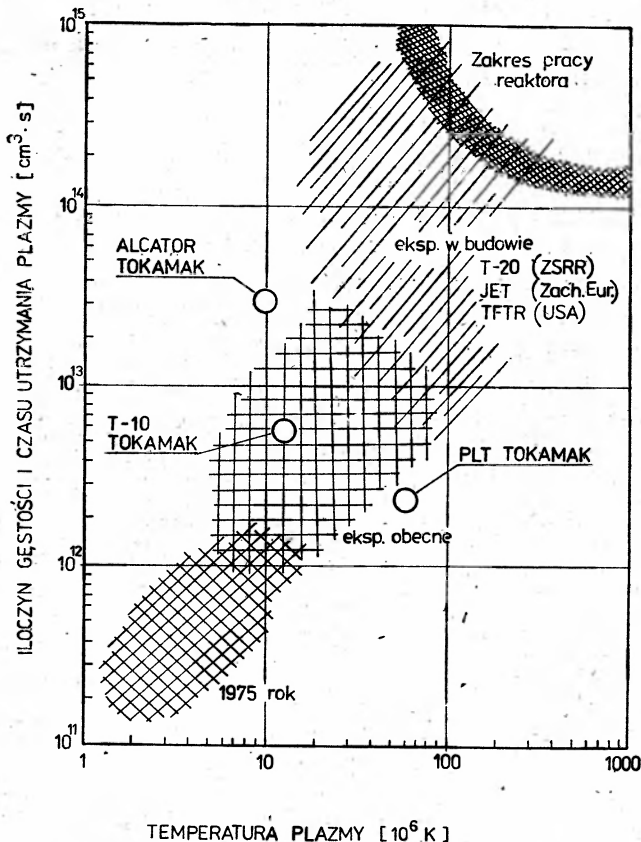
pomiarami, które wykonał zespół naukowców z Culham Laboratory. W rezultacie tych badań nastąpił wzrost zainteresowania układami tego typu i w wielu ośrodkach badawczych na całym świecie zbudowano szereg tokamaków o różnych parametrach eksploatacyjnych [7].

Znaczne nakłady finansowe i ukierunkowane wysiłki wielu grup badawczych doprowadziły do wartościowych wyników. Udało się znacznie zwiększyć koncentrację plazmy — od 10^{13} cm^{-3} do ponad 10^{15} cm^{-3} . Wykazano również, że czas ograniczania wzrasta liniowo ze wzrostem gęstości plazmy, osiągając w większości dotychczasowych eksperymentów wartości w granicach 100 ms. Pod względem wartości iloczynu $n\tau$, najlepszy dotychczas wynik uzyskano w MIT (USA) w układzie ALCATOR, osiągając $n\tau = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}\text{s}$ przy temperaturze jonów $T_i = 1 \text{ keV}$ ². W 1978 r. w układzie PLT w Princeton (USA) udało się uzyskać znaczne podwyższenie temperatury plazmy. Układ ten przedstawiono na rys. 1. Dzięki zastosowaniu przez badaczy amerykańskich dodatkowej metody grzania, polegającej na impulsowej (przez ok. 100 ms) iniekcji wiązek wysokoenergetycznych cząstek neutralnych o łącznej mocy 2 MW, uzyskano wzrost temperatury jonowej do $T_i = 5,5 \text{ keV}$, tj. do wartości wyższej od temperatury zapłonu reakcji $D-T$ [8]. W niektórych środowiskach wynik ten został uznany za największe osiągnięcie w ostatnich latach. Należy jednak zauważyć, że eksperyment ten został przeprowadzony przy stosunkowo niskiej koncentracji plazmy (ok. 10^{13} cm^{-3}), co spowodowało, że przyrost temperatury elektronowej (od wartości osiągniętej za pomocą grzania omowego) wyniósł tylko 50%, a czas utrzymywania energetycznego (uwarunkowany stratami cieplnymi elektronów) był stosunkowo krótki (ok. 30 ms). W rezultacie wartość iloczynu $n\tau$ była mniejsza niż w innych eksperymentach (patrz rys. 2).

Bardzo ważnym wynikiem badań w układzie PLT było natomiast stwierdzenie, że osiągnięcie temperatury zapłonu reakcji termojądrowych nie wywołało nowych rodzajów niestabilności plazmy (mimo zmian tempa procesów zderzeniowych). W tej sytuacji możliwe wydaje się uzyskanie jeszcze wyższej temperatury przez zwiększenie mocy i energii wstrzeliwanych wiązek. W związku z tym w kilku ośrodkach amerykańskich przygotowywane są obecnie eksperymenty z wiązkami o mocy w granicach 8–20 MW i energii cząstek rzędu 80–120 keV.

Oprócz prac nad grzaniem plazmy za pomocą wiązek neutralnych, w niektórych ośrodkach badawczych kontynuowane są prace nad adiabatyczną kompresją plazmy oraz nad grzaniem falami elektromagnetycznymi wysokiej częstotliwości (metody w. cz.). Szczególnie interesujące wyniki uzyskano stosując nagrzewanie za pomocą mikrofal odpowiadających tzw. niższej częstotliwości hybrydowej. Zespoły pracujące z tokamakami PETULA i WEGA w Grenoble oraz z układem JFT-2 w Tokio wykazały, że efektywność przekazywania energii do plazmy jest bardzo dobra (w granicach 80–90%) i wzrasta wraz ze zwiększeniem mocy generatora. Przy obecnie osiąganym mocach wydajność grzania w. cz. jest w przybliżeniu taka sama jak przy grzaniu za pomocą wiązek neutralnych (dla plazmy o koncentracji rzędu 10^{13} cm^{-3} temperatura jonowa wzrasta o ok. 1 eV na 1 kW dostarczanej mocy) i wzbudzone fale elektromagnetyczne nie wpływają szkodliwie na czas utrzymywania plazmy.

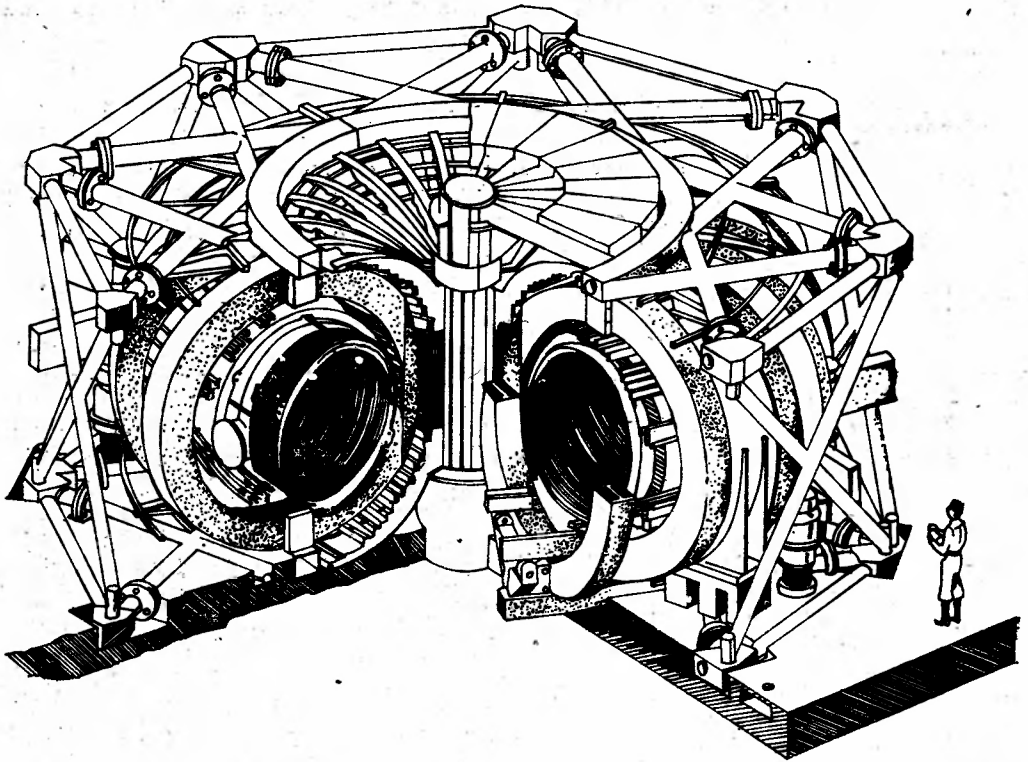
² W badaniach termojądrowych temperaturę plazmy wyraża się zwyczajowo w jednostkach energetycznych (eV lub keV). Energii 1 eV odpowiada w przybliżeniu temperatura 10^4 K , a 1 keV — 10^7 K .



Rys. 2. Porównanie parametrów plazmy uzyskanych w różnych eksperymentach typu tokamak (zrealizowanych do 1975 r. i realizowanych obecnie) oraz ocena parametrów, które powinny być osiągnięte w budowanych i planowanych układach trzeciej generacji [9]

Pewne zaniepokojenie odnośnie tokamaków wzbudziły wyniki ubiegłorocznych badań w Princeton, gdzie w układzie PLT zaobserwowano, że zwiększaniu mocy wstrzeliwanych wiązek neutralnych i osiągnięciu maksymalnej temperatury towarzyszy wzrost fluktuacji gęstości plazmy [10]. Zjawisko to wymaga dokładniejszego zbadania w celu określenia jaki wpływ mogą wywierać te fluktuacje na czas utrzymywania plazmy. Dużym optymizmem napawają natomiast najnowsze wyniki z tokamaka ASDEX (rys. 3), który w ubiegłym roku uruchomiono w Garching (RFN). Przeprowadzono tam z powodzeniem próby tzw. magnetycznego limitera i dywertora, zastępując metalowe diafragmy ograniczające obszar wyładowania przez ścianki z pola magnetycznego o konfiguracji toroidalnego multipola. Uzyskano przy tym bardzo długie (ponad 2 s) impulsy prądowe o amplitudzie ok. 300 kA i stosunkowo stabilną plazmę o koncentracji ok. $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ [12]. Temperatura tej plazmy była jednak zbyt niska ($< 0,5 \text{ keV}$), aby uzyskać dużą wydajność reakcji syntezy. W związku z tym planuje się budowę większych układów do dalszego nagrzewania plazmy metodą iniekcji cząstek neutralnych.

Badania tokamaków prowadzone są bardzo intensywnie w wielu krajach. Obecnie w fazie projektowania i budowy znajduje się szereg urządzeń trzeciej generacji, np. ame-



Rys. 4. Schemat układu TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor), który jest obecnie budowany w Princeton Plasma Physics Laboratory (USA). Wokół toroidalnej komory próżniowej rozmieszczone są cewki wytwarzające silne pole magnetyczne, uzwojenia do indukowania prądu w plazmie oraz osłony zewnętrzne. Wytwarzana plazma ma być nagrzewana dodatkowo przez iniekcję strumieni wysokoenergetycznych cząstek neutralnych, które mają być wstrzeliwane przez kanały widoczne na obwodzie komory [13].

Rysunek nie ukazuje urządzeń zasilających i pomiarowych

rykański TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) — patrz rys. 4., zachodnio-europejski JET (Joint European Torus) i radziecki tokamak T-20 (T-15). Są to urządzenia o jeszcze większych rozmiarach, silniejszych polach magnetycznych i zwiększonych prądach wyładowania (patrz tab. 1). Oczekuje się, że po uruchomieniu tych urządzeń w najbliższych latach można będzie zrealizować eksperyment przełomowy (*breakeven*), w którym energia wyzwalana w plazmie przez reakcje syntezy termojądrowej będzie większa niż energia tracona przez plazmę na skutek przewodzenia i promieniowania.

2.2. Inne pułapki typu zamkniętego

Oprócz badań tokamaków, kontynuowane są również prace nad stellaratorami, w których nie indukuje się bardzo silnych prądów, a pole magnetyczne o konfiguracji zapewniającej stabilność plazmy wytwarzane jest przez skomplikowane uzwojenia zewnętrzne (por. np. [4, 5]). Badania przeprowadzone w ostatnich latach w Culham Laboratory (w Anglii) oraz w Instytucie Fizyko-Technicznym w Charkowie i w Instytucie im. Lebie-

Tabela 1. Porównanie parametrów układu PLT (Princeton Large Torus) oraz Tokamaków trzeciej i czwartej generacji

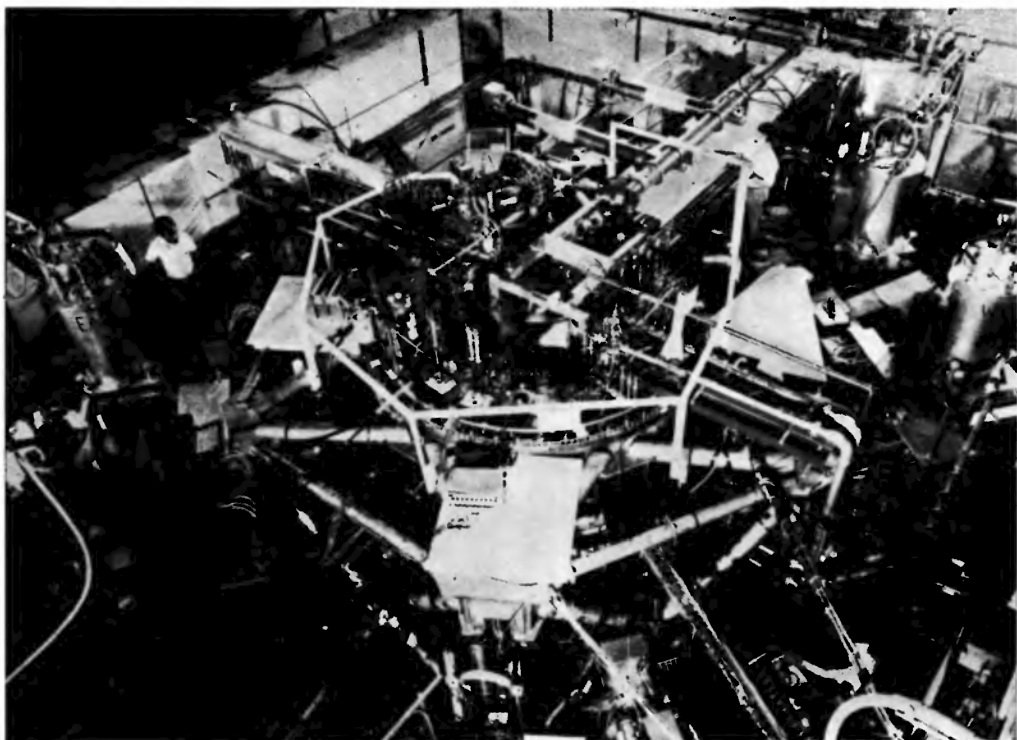
Nazwa układu i sponsor	Planowane parametry układu		Planowane parametry plazmy		
	Średnica torusa $2R_0$ [m]	Pole toroid. B_0 [T]	Prąd wyład. I_{max} [MA]	Temp. jonów T_i [keV]	Wartość $n\tau$ [$cm^{-3}s$]
PLT (USA)	2,6	4,6	1,4	6-7	10^{13}
T-15 (ZSRR)	4,6	3,5	1,4	5-7	10^{13}
TFTR (USA)	5,0	5,2	2,5	5-10	10^{13}
JET (EWG)	6,0	3,45	2,6	5-10	10^{13} - 10^{14}
JT-60 (Japonia)	6,0	5,0	3,0	5-10	$(2-6)10^{13}$
T-20 (ZSRR)	10,0	8,0	6,0	7-10	10^{14}
INTOR (IAEA)	10,4	5,5	6,4	10-20	2×10^{14}

diewa w Moskwie — dostarczyły wielu informacji o procesach fizycznych zachodzących w stellaratorach. Poprawiono również znacznie parametry otrzymywanej plazmy, np. na układzie WENDELSTEIN-VIIA w Garching uzyskano koncentrację rzędu $10^{14} cm^{-3}$. Eksperymenty przeprowadzone ostatnio wykazały również, że przynajmniej w zakresie wartości $n\tau$ do $5 \times 10^{11} cm^{-3} s$ oraz temperatur do 1 keV — konfiguracja typu stellarator jest równie efektywna pod względem ograniczania plazmy, jak pułapka typu tokamak [14]. Ponadto stellaratory, w przeciwieństwie do tokamaków, mogą pracować w sposób ciągły. Istnieje przy tym szereg konfiguracji, dla których stosunek ciśnienia plazmy do ciśnienia wytwarzanego przez pole magnetyczne (tzw. parametr β) może być korzystniejszy niż w tokamakach.

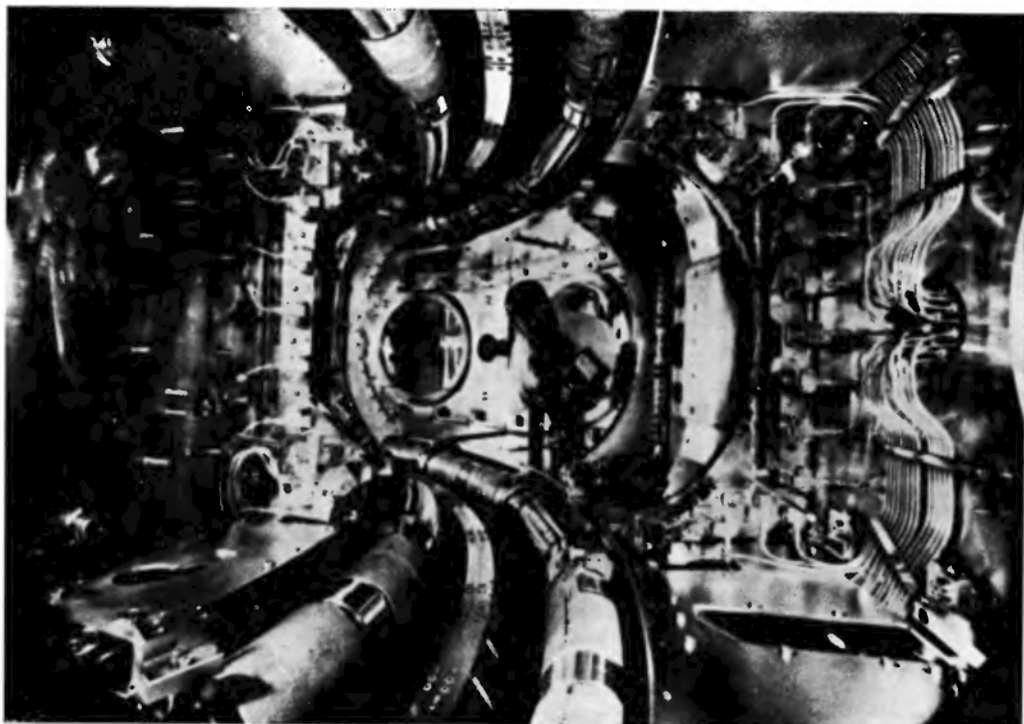
W badanych obecnie układach typu tokamak parametr β nie przekracza zwykle wartości 1%, podczas gdy dla efektywnego wykorzystania pola magnetycznego w przyszłym reaktorze termojądrowym należałoby uzyskać β co najmniej rzędu 10% [3]. Dlatego istotne znaczenie mają badania pułapek o dużym β , a w szczególności pewnych odmian stellaratorów oraz układów typu *Reversed Field* (z odwracaniem kierunkiem pola), w których teoretycznie można uzyskać wartości β nawet rzędu 30-40%. W eksperymentach tego typu uzyskano już wartości $n\tau \approx 10^{13} cm^{-3} s$ oraz $t \approx 50$ ms i stabilne utrzymywanie plazmy przy wartości $\beta \approx 10\%$ [15]. Dotychczas badania te prowadzone były jednak na układach o stosunkowo niewielkich rozmiarach (mały promień torusa $a < 20$ cm, duży promień torusa $R < 100$ cm). Dlatego w niektórych ośrodkach planuje się rozszerzenie eksperymentów z plazmą o dużym β ,

2.3. Pułapki typu otwartego

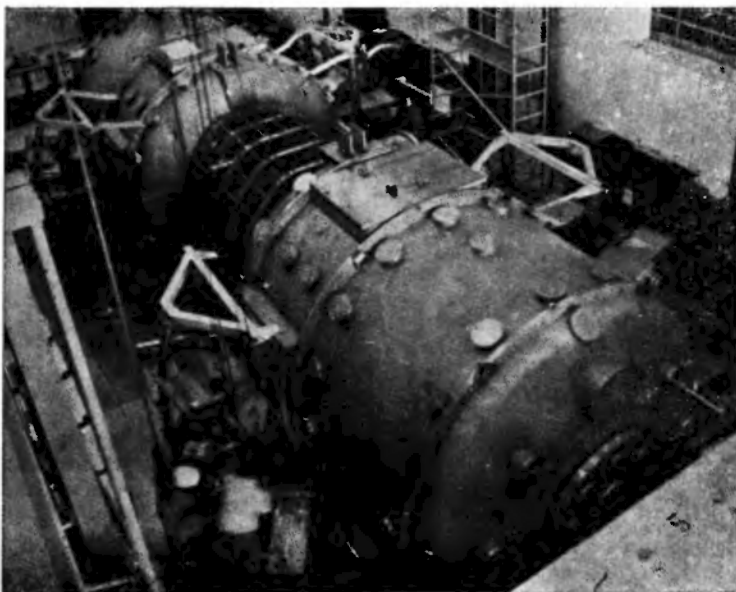
W ostatnich latach osiągnięto znaczny postęp również w zakresie utrzymywania plazmy w pułapkach magnetycznych typu *mirror machines*. Szczególnie wartościowe wyniki uzyskano na układzie 2X-IIB w Livermore (USA). Dzięki zastosowaniu wstępnego napełniania tego układu za pomocą iniekcji plazmy zapewniono dobrą stabilność wyładowań i osiągnięto koncentrację rzędu $10^{14} cm^{-3}$ oraz temperaturę w granicach 2 keV.



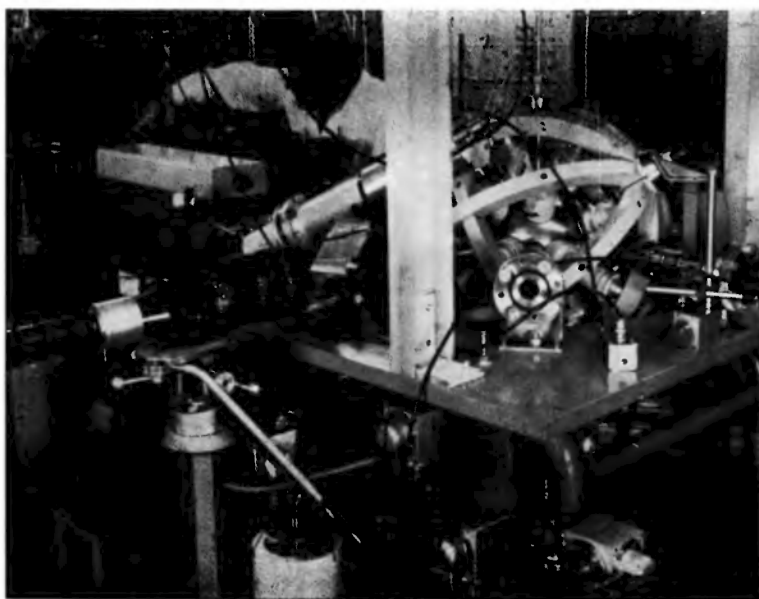
Rys. 1. Widok ogólny tokamaka PLT (Princeton Large Torus), w którym uzyskano plazmę o temperaturze jonowej wyższej od temperatury zapłonu reakcji termojądrowych $D-T$ [8]. Wokół umieszczonej centralnie toroidalnej komory eksperymentalnej usytuowane są urządzenia do grzania plazmy poprzez iniekcję wysokoenergetycznych cząstek neutralnych oraz aparatura pomiarowa



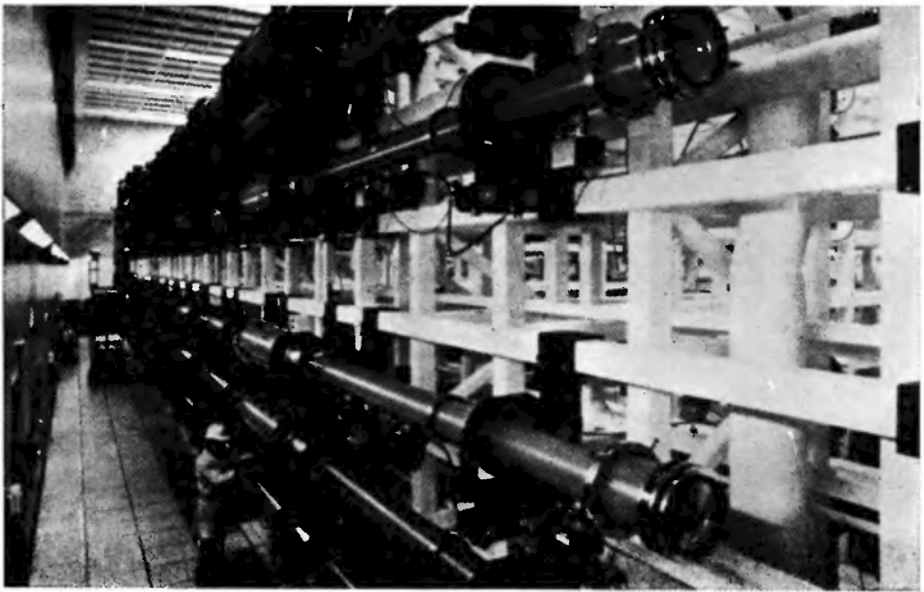
Rys. 3. Widok wnętrza toroidalnej komory tokamaka ASDEX, który uruchomiono niedawno w Garching (RFN). W dolnej i górnej części zdjęcia widoczne są pierścieniowe wnęki, w których umieszczono uzwojenia wytwarzające pole magnetyczne o konfiguracji toroidalnego multipola, spełniające rolę magnetycznego limitera i dywertora [11]. W środkowej płaszczyźnie zdjęcia widać wycięte półkolistce płyty mechanicznego limitera oraz system różkowych anten i falowodów wielokanałowego interferometru mikrofalowego, który stosuje się do pomiarów koncentracji plazmy



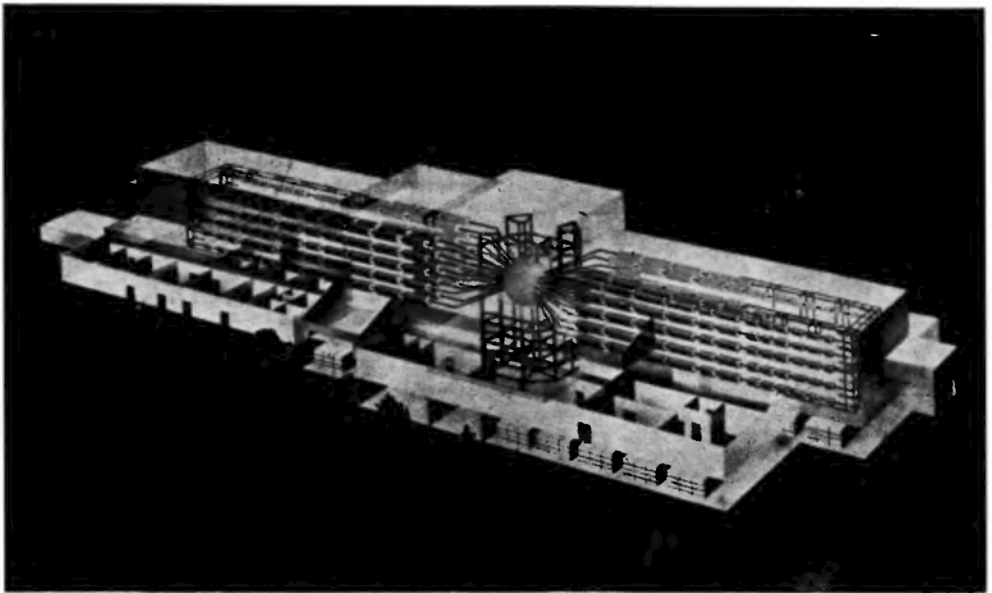
Rys. 5. Układ TMX (Tandem Mirror Experiment) w Lawrence Livermore Laboratory (USA) zawiera solenoid o długości 5,5 m, zamknięty na obu końcach przez kwadropolowe pułapki magnetyczne. Do wytwarzania plazmy w każdej z tych pułapek stosuje się wiązki cząstek neutralnych o średniej energii 13 keV i łącznej mocy 2,5 MW. Plazma w części centralnej układu jest nagrzewana głównie przez wysokoenergetyczne elektrony, które mogą przenikać z obu końców do obszaru solenoidu



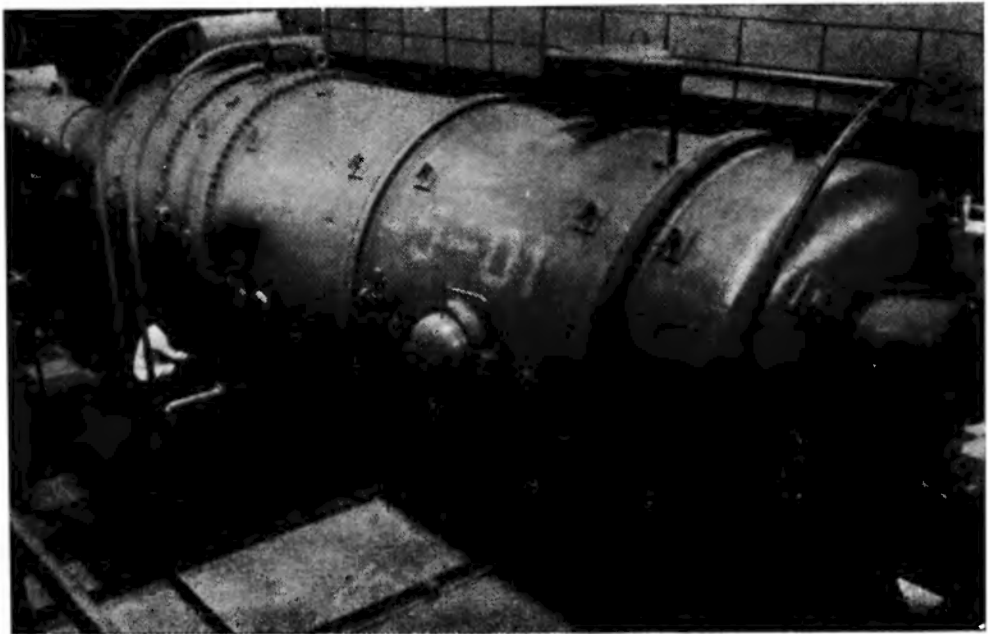
Rys. 6. Widok ogólny układu KAKTUS-II z pułapką magnetyczną typu SM (sferyczny multipol), który opracowano i zbudowano w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku [17, 18]. Na pierwszym planie widoczna jest sferyczna komora próżniowa otoczona zespołem 32 silnych elektromagnesów o osiach skierowanych radialnie. Taka konfiguracja stała się podstawą do budowy kilku dużych amerykańskich urządzeń plazmowych [5]



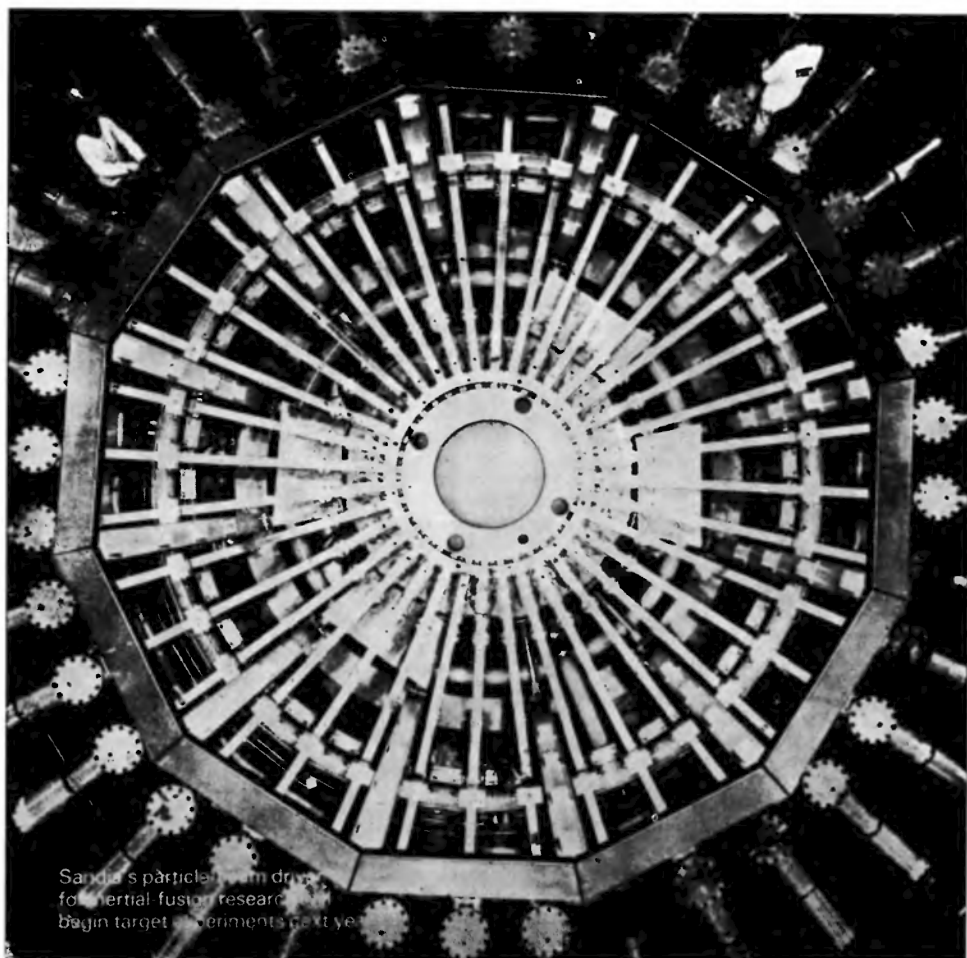
Rys. 8. Fragment największego obecnie układu laserowego SHIVA, zbudowanego w Lawrence Livermore Laboratory (USA). Na zdjęciu widoczne jest 6 linii wzmacniających, z których każda zawiera pręty i dyski ze szkła neodymowego pompowane optycznie za pomocą silnych lamp błyskowych. Układ SHIVA posiada 20 identycznych linii wzmacniających, które mogą generować impulsy laserowe o łącznej mocy rzędu 30 TW [21]



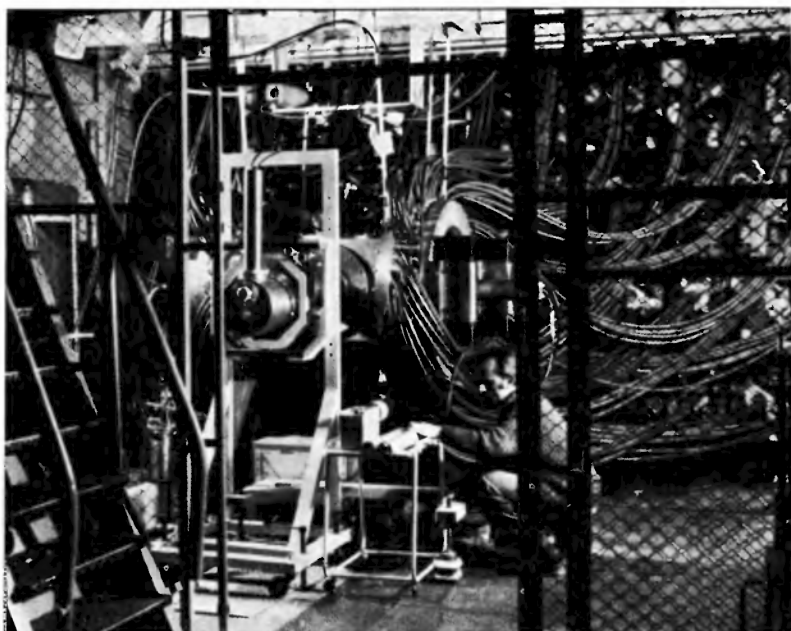
Rys. 10. Projekt układu SHIVA-NOVA z laserami neodymowymi o energii 200–300 kJ, który ma być zbudowany w Livermore (USA). Rozbudowa układu SHIVA jest już poważnie zaawansowana i ma być zakończona w ciągu najbliższych 4 lat [30]. Za pomocą układu SHIVA-NOVA badacze amerykańscy chcą przeprowadzić laserowy eksperyment przełomowy (*scientific breakeven*)



Rys. 11. Widok ogólny impulsowego akceleratora elektronów stanowiącego pierwszy moduł układu ANGARA-5 budowanego w ZSRR [32]. Na pierwszym planie jest widoczny zbiornik zawierający generator impulsów napięciowych o amplitudzie 2,5 MV. Poza tym w skład modułu wchodzi koncentryczna linia formująca z izolacją wodną, iskierniki załączające i zaosttrzające impuls, próżniowa linia dopasowująca oraz próżniowa dioda autoemisyjna. Akcelerator może wytwarzać wiązki elektronów o energii do 2,5 MeV, natężeniu do 0,8 MA i czasie trwania 60–85 ns [32]



Rys. 13. Widok z góry na układ PBFA-I (Particle Beam Fusion Accelerator) budowany obecnie w Sandia Laboratories (USA). Wokół centralnie umieszczonej komory próżniowej widoczne są kanały doprowadzające wiązki protonów z 36 akceleratorów (niewidocznych na fotografii), które mogą generować impulsy jonowe o łącznej mocy 30 TW i czasie trwania ok. 40 ns. Po rozbudowie (do 72 modułów) i uzyskaniu impulsów jonowych o mocy 100 TW układ PBFA-II ma umożliwić przeprowadzenie eksperymentu przełomowego (breakeven) w latach 1985–86 [37]



Rys. 14. Układ eksperymentalny SOWA-150 do badań nad implozją jonową, który zbudowano w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku [42]. Układ o konfiguracji cylindrycznej przystosowany jest do zasilania symetrycznego poprzez 2 kolektory i zgrupowania kabli wysokonapięciowych, umieszczone na obu końcach komory próżniowej. Przed komorą widoczne są niektóre urządzenia diagnostyczne, a w głębi — generator udarów prądowych o nominalnej energii 150 kJ

Wykazano również, że utrzymywanie plazmy ulega poprawie wraz ze wzrostem wartości stosunku promienia obszaru plazmowego do larmorowskiego promienia jonów. W badaniach zmierzających do wytworzenia obszaru zamkniętych linii sił pola magnetycznego i zapewnienia dobrej stabilności przez odwrócenie kierunku pola (*field reversal*) udało się uzyskać 90% redukcję pola na osi zwierciadeł magnetycznych [16].

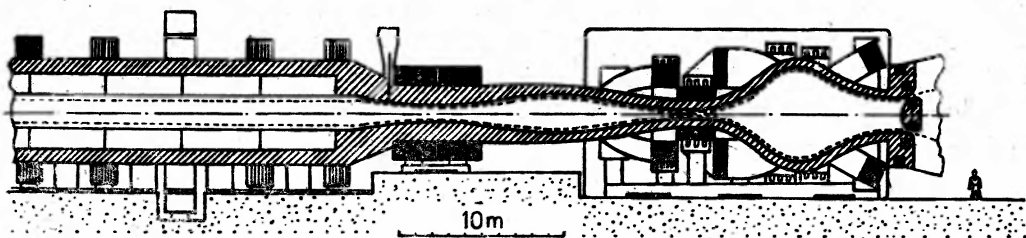
Obliczenia wykazują jednak, że nawet przy całkowicie stabilnym ograniczaniu plazmy w pułapce typu *mirror* straty cząstek naładowanych wzdłuż linii sił pola magnetycznego mogą być za duże, aby uzyskać efektywne działanie reaktora termojądrowego. W związku z tym badania prowadzone są w kilku kierunkach:

— Pierwszy kierunek badań stanowią próby zmniejszenia strat cząstek przez zastosowanie w zwierciadłach magnetycznych dodatkowych pól elektrostatycznych lub pól w. cz. Prace w tym kierunku prowadzone są głównie w ZSRR i Japonii.

— Drugi kierunek obejmuje badania nad bardziej skomplikowanymi konfiguracjami, np. łańcuchowe połączenie pułapek *mirror* lub system mieszanych (podwójnych) zwierciadeł magnetycznych (por. rys. 5). Prace w tym zakresie prowadzone są w Nowosybirsku (ZSRR), w Livermore (USA), a także w Tsukuba (Japonia). Do omawianego kierunku zaliczyć należy również badania nad skomplikowaną konfiguracją SM (sferyczny multipol) — por. rys. 6, które od szeregu lat prowadzone są w Polsce [17, 18].

— Trzeci kierunek badań dotyczy odzysku traconej energii poprzez zastosowanie odpowiednich obwodów zamkniętych, dzięki czemu można również zwiększyć wartość parametru β . Prace w tym kierunku prowadzone są głównie w USA.

Ze względu na zalety układów typu otwartego, ich prostą konstrukcję (w porównaniu z tokamakami) i łatwość napełniania, w USA realizowany jest obecnie szeroki program badań pułapek typu *mirror* [19]. W Livermore trwają wstępne badania dużego układu TMX (*Tandem Mirror Experiment*) z podwójnymi zwierciadłami magnetycznymi (por. rys. 5), a w fazie projektowania znajduje się wielki układ MFTF (*Mirror Fusion Test Facility*), który ma umożliwić przeprowadzenie eksperymentu przełomowego. Jeden z projektów układu zwierciadlanego trzeciej generacji [20], który jest obecnie opracowywany w Wisconsin (USA), przedstawiono na rys. 7. W innych ośrodkach, np. w Oak



Rys. 7. Projekt fragmentu układu WITAMIR (Wisconsin Tandem Mirror Reactor), który jest obecnie projektowany jako pułapka zwierciadlana trzeciej generacji. Centralną część układu ma stanowić solenoid o długości ponad 40 m (lewa strona rysunku). Pułapka główna ma być połączona na obu końcach ze skomplikowanym systemem cewek Ying-Yang (z uzwojeniami o kształcie szwu na piłce tenisowej), które mają wytwarzać pułapki boczne. Do grzania plazmy i wytwarzania bariery potencjału blokującego wypływ plazmy wzdłuż osi układu mają być wykorzystane wiązki wysokoenergetycznych cząstek neutralnych (500 keV–18 MW) oraz intensywne wiązki mikrofal (40 GHz–64 MW oraz 112 GHz–16 MW) [20].

Rysunek nie ukazuje urządzeń zasilających i pomiarowych

Ridge i Livermore opracowywane są duże urządzenia do wytwarzania intensywnych wiązek wysokoenergetycznych cząstek neutralnych, które mają służyć do napełniania zarówno tokamaków jak i pułapek typu *mirror*. Prace nad nowymi układami typu otwartego prowadzone są również w ZSRR i Japonii, chociaż na skalę mniejszą niż w USA. Wielu badaczy jest zdania, że za pomocą nowych układów typu otwartego zostaną uzyskane wyniki eksperymentalne, które również na tej drodze pozwolą zrealizować eksperyment termojądrowy o dodatnim bilansie energetycznym [16].

3. Inercyjne utrzymywanie plazmy

W ostatnich latach, oprócz postępu prac nad magnetycznym utrzymywaniem plazmy, nastąpił wielki rozwój badań nad metodami inercyjnymi. Metody te polegają na impulsowym wytwarzaniu plazmy o bardzo dużej koncentracji oraz wykorzystaniu efektów bezwładnościowych. W eksperymentach tego typu do wytwarzania i kompresji supergęstej plazmy wykorzystuje się intensywne wiązki laserowe oraz silne wiązki relatywistycznych elektronów lub wysokoenergetycznych jonów.

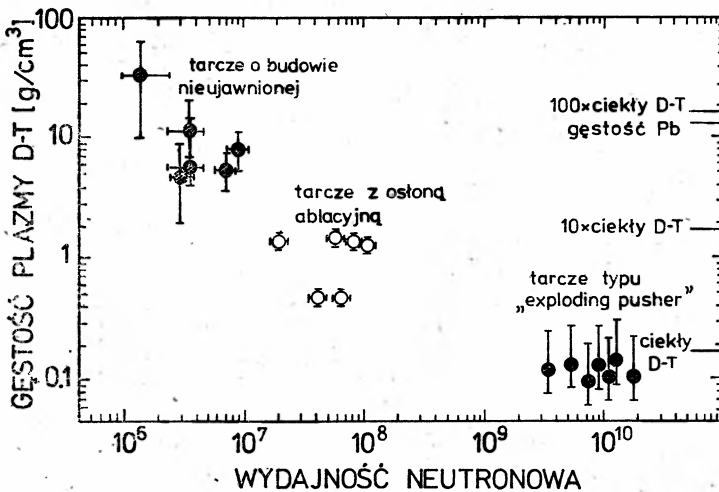
3.1. Plazmowe eksperymenty laserowe

Eksperymenty przeprowadzone z laserami wielkiej mocy wykazały, że ogniskując promieniowanie na odpowiedniej tarczy termojądrowej (np. na drobince zestalonej mieszaniny *D-T* lub mikrobaloniku zawierającym *D*) można osiągnąć efektywne wytwarzanie i nagrzewanie plazmy oraz otrzymać neutrony pochodzące z reakcji syntezy. Pierwsze neutrony z eksperymentów laserowych uzyskano już w 1974 r. w laboratoriach KMS Fusion w USA. W 1976 r. w Instytucie im. Lebediewa w Moskwie, za pomocą układu laserowego o energii ok. 600 J, osiągnięto ponad 10^7 neutronów/impuls, a w Livermore (USA) — za pomocą 4-wiązkowego układu ARGUS wytwarzającego impulsy o mocy 10^{12} W i czasie trwania 0,1–1 ns — otrzymano 10^9 neutronów/wyładowanie [21]. Eksperymenty te potwierdziły, że do realizacji syntezy termojądrowej za pomocą laserów konieczne jest aby znaczna część energii promieniowania została przekazana do paliwa termojądrowego zanim nastąpi jego przegrzanie (utrudniające kompresję) oraz rozproszenie materii na skutek ekspansji plazmy i działania fali uderzeniowej. Wymaga to zastosowania laserów generujących impulsy o wielkiej mocy i odpowiednim kształcie.

Oceny teoretyczne wykazały, że dla osiągnięcia dodatniego bilansu energetycznego reakcji termojądrowych — odpowiednia tarcza (np. mikrobalonik szklany o średnicy rzędu 100 μm napełniony mieszaniną *D-T* pod ciśnieniem ok. 100 atmosfer) musi być ogrzana impulsem laserowym o mocy rzędu 10^{14} W i czasie trwania rzędu 10^{-11} – 10^{-9} s [22]. Jeżeli zapewnić sferyczną symetrię takiego eksperymentu można wytworzyć radialnie zbieżną falę uderzeniową i spowodować silną kompresję plazmy, a w efekcie osiągnąć rekordowe koncentracje plazmy i bardzo wysokie temperatury [23]. Bardzo silna kompresja i znaczne zwiększenie koncentracji plazmy jest korzystne ponieważ umożliwia odbiór energii od cząstek α , a tym samym obniżenie wymagań odnośnie energii dostarczanej przez układ laserowy.

Ze względu na wymaganą moc promieniowania i pożądaną czas trwania impulsu, do badań termojądrowych często stosowane są lasery na szkle neodymowym oraz impulsowe lasery gazowe CO_2 . Lasery neodymowe ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$) są dogodnie do eksperymentów laboratoryjnych, ponieważ ich technologia została opanowana w bardzo dobrym stopniu. Podstawową wadą tych laserów jest jednak nieduża wartość dopuszczalnej gęstości strumienia energii (w szkle ok. 10 J/cm^2) oraz bardzo niska sprawność energetyczna (rzędu $0,1\%$). Lasery gazowe CO_2 ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) charakteryzują się znacznie większą gęstością strumienia energii oraz większą sprawnością (np. w impulsach ok. 1 ns osiągnięto już sprawność rzędu 5%). W laserach CO_2 trudno jednak uzyskać bardzo krótkie impulsy, a duża długość fali promieniowania jest niekorzystna. Dlatego prowadzone są również prace nad wykorzystaniem laserów innych typów, a zwłaszcza laserów jodowych ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$) oraz krótkofalowych laserów ksenonowych ($\lambda = 0,17 \mu\text{m}$), które charakteryzują się stosunkowo wysoką sprawnością (do 25%).

W ostatnich latach nastąpił znaczny rozwój badań nad syntezą laserową [24–27]. Badania takie prowadzone są obecnie w wielu ośrodkach w USA, ZSRR, Francji i Japonii, a na mniejszą skalę w RFN, Anglii i Kanadzie. Prace w tym kierunku prowadzone są również w Polsce [28–29]. Oprócz licznych eksperymentów średniej wielkości, które dostarczyły wielu informacji o procesach fizycznych zachodzących w plazmie laserowej (np. o nieliniowej absorpcji parametrycznej), uruchomiono szereg dużych układów eksperymentalnych drugiej generacji. W największym obecnie 20-wiązkowym układzie SHIVA (por. rys. 8), który w oparciu o lasery neodymowe zbudowano w Livermore (USA), osiągnięto już moc ok. 30 TW [23]. W układzie tym, stosując mikrotargety o różnej konstrukcji, uzyskano plazmę $D-T$ o bardzo wysokiej koncentracji i wydajność reakcji powyżej 10^{10} neutronów/wyładowanie (por. rys. 9). W Instytucie im. Lebediewa w Moskwie prowadzone są intensywne prace nad systemem laserów neodymowych KALMAR, który



Rys. 9. Maksymalne gęstości plazmy $D-T$ oraz wydajności neutronowe uzyskane w układzie laserowym SHIVA przy wykorzystaniu mikrotarcz o różnej budowie [23]. Na uwagę zasługuje uzyskanie dużej wydajności neutronów oraz wytworzenie supergęstej plazmy o koncentracji znacznie wyższej od gęstości ciała stałego

ma dostarczyć impulsy o energii rzędu 20 kJ. W Los Alamos (USA) trwają badania na układzie 2,5-kJ lasera impulsowego CO₂, a w budowie znajduje się 8-wiązkowy układ HELIOS z laserami CO₂ o energii 10 kJ.

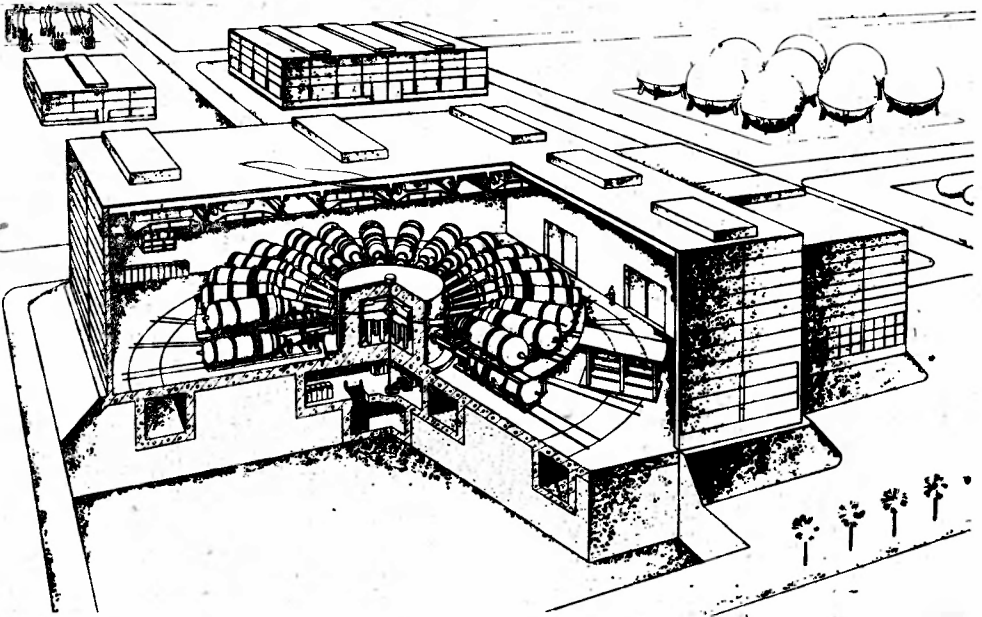
Oprócz rozwoju technologii wysokoenergetycznych układów laserowych, wiele prac poświęcono również teoretycznej analizie procesów, które zachodzą w mikrotargetach termojądrowych pod wpływem intensywnego promieniowania laserowego. W ostatnich latach opracowano nowe skomplikowane kody numeryczne, za pomocą których przeprowadzono obliczenia optymalnej struktury mikrotargetów wielowarstwowych [24], określono grubość i masę poszczególnych warstw oraz wymagany rozkład natężenia impulsów laserowych. Przeprowadzone oceny teoretyczne wymagają jednak weryfikacji eksperymentalnej. Dlatego, po uruchomieniu wymienionych wyżej układów laserowych drugiej generacji, planuje się budowę jeszcze większych systemów trzeciej generacji. W najbliższych latach ma być zbudowany w Los Alamos system ANTARES z laserami CO₂ o energii 100 kJ, a w Livermore — system SHIVA-NOVA (rys. 10) z laserami neodymowymi o całkowitej energii 200–300 kJ [30]. Układy te mają umożliwić przeprowadzenie laserowego eksperymentu termojądrowego o dodatnim bilansie energetycznym. Wyniki najnowszych badań laserowych wskazują, że korzystniejsze jest stosowanie promieniowania krótkofalowego [24, 27]. W związku z tym w układach z laserami neodymowymi stosuje się obecnie konwersję promieniowania na wyższe harmoniczne. Zintensyfikowano również prace nad konstrukcją specjalnych laserów krótkofalowych (m. in. KrF). Nadal jednak pozostaje nierozwiązany podstawowy problem — bardzo skomplikowana technologia i mała sprawność systemów laserowych. Dlatego bardzo intensywnie rozwijane są prace nad innymi metodami ograniczania inercyjnego.

3.2. Wykorzystanie intensywnych wiązek elektronowych

Do impulsowego wytwarzania i inercyjnego utrzymywania gorącej plazmy można, zamiast wiązek laserowych, stosować również intensywne wiązki relatywistycznych elektronów. Rozwój technologii impulsowych akceleratorów elektronowych, a w szczególności — wysokonapięciowych diod z zimną emisją, umożliwia obecnie wytwarzanie wiązek elektronów, które mogą przenieść energie rzędu 10⁵–10⁶ J w impulsach o czasie trwania w granicach 10–100 ns, co odpowiada mocy szczytowej rzędu 10¹⁴ W [31]. Intensywne wiązki elektronów można wykorzystać do nagrzewania rzadkiej plazmy lub do wytwarzania w komorze próżniowej bardzo silnych pól magnetycznych, które mogą z kolei służyć do stabilizacji i utrzymywania plazmy. W ostatnich latach największy wysiłek poświęcono jednak badaniom nad bezpośrednim nagrzewaniem mikrotargetów termojądrowych i inercyjnym utrzymywaniem wytwarzanej plazmy. W Instytucie im. Kurczatowa w Moskwie od kilku lat realizowany jest program ANGARA [32], w ramach którego zbudowano impulsowy akcelerator o mocy szczytowej ok. 10¹² W, wytwarzający wiązki elektronów o energii 2–2,5 MeV, natężeniu ok. 400 kA i czasie trwania ok. 60 ns (por. rys. 11). Za pomocą prototypu tego urządzenia uzyskano już silną kompresję mikrotarcz i otrzymano neutrony pochodzące z reakcji syntezy [32]. Pełna realizacja programu ANGARA obejmuje budowę układu złożonego z 60–100 identycznych akceleratorów (modułów), które mają być rozmieszczone symetrycznie wokół pułapki magnetycznej

typu otwartego (por. rys. 12). Do środka tej pułapki mają być wprowadzane mikrotargety, na których ogniskowane będą wszystkie wiązki elektronowe dostarczając w czasie 60–100 ns energię rzędu 5 MJ [33].

Szeroki program badań nad wykorzystaniem do celów termojądrowych intensywnych wiązek elektronowych realizowany był również w Sandia Laboratories (USA). W ciągu kilku ostatnich lat uruchomiono tam szereg urządzeń: koaksjalny układ HYDRA o mocy 8×10^{11} W, koncentryczny układ PROTO-I o mocy 2×10^{12} W oraz układ PROTO-II



Rys. 12. Schemat układu ANGARA-5, którego budowę planuje się w ZSRR na najbliższe lata [31–33]. Koncentryczny system 60–100 impulsowych akceleratorów ma wytwarzać intensywne wiązki relatywistycznych elektronów, które będą ogniskowane na minitarczy umieszczonej w komorze próżniowej w środku układu. Impulsowe wiązki elektronów o energii 2–2,5 MeV mają osiągnąć łącznie natężenie 40 MA

o mocy 8×10^{12} W [34]. Urządzenia te wykorzystano do przeprowadzenia badań nad optymalizacją konstrukcji diod wysokonapięciowych oraz formowaniem intensywnych wiązek elektronowych, a także do eksperymentów z różnymi tarczami [35]. Ze względu na dłuższą drogę hamowania wysokoenergetycznych elektronów oraz większe moce szczytowe urządzeń, w omawianych eksperymentach wiązki elektronowe ogniskowano na tarczach, których rozmiary były ok. 100 razy większe niż w eksperymentach laserowych. W celu zwiększenia efektywności absorpcji energii elektronów w niektórych eksperymentach stosowano mikrotargety termojądrowe z otoczką wykonaną z materiału o dużej liczbie Z (np. złota). Przeprowadzone w ostatnich latach badania wykazały jednak, że dla efektywniejszego odbierania energii elektronów mikrotargety powinny posiadać dodatkowo zewnętrzną warstwę z materiału o małym Z (np. z plastiku). Pod wpływem intensywnego promieniowania taka warstwa zewnętrzna ulega ablacji i zmienia warunki przekazywania energii. Na podstawie obliczeń przeprowadzonych za pomocą odpowied-

nich kodów numerycznych stwierdzono również, że korzystniejsze jest stosowanie tzw. pre-impulsu (czyli impulsu poprzedzającego wyładowanie główne). Za pomocą takiego impulsu wstępnego można spowodować ablację warstwy zewnętrznej tarczy, podgrzać wstępnie paliwo termojądrowe i wytworzyć lokalne pole magnetyczne, które ogranicza przewodnictwo i straty ciepłe plazmy.

Podobnie jak w badaniach laserowych, w pracach nad wykorzystaniem intensywnych wiązek elektronowych, oprócz prac teoretycznych nad znalezieniem optymalnej struktury targetów, prowadzone są prace technologiczne związane z budową dużych urządzeń badawczych. Opisane wyżej badania akceleratora ANGARA-01 prowadzone są głównie w Instytucie Energii Atomowej im. Kurczatowa w Moskwie, ale w realizację całego projektu ANGARA-5 zaangażowany jest również Instytut Aparatury Elektrycznej i Fizycznej im. Jefremowa w Leningradzie oraz przemysł [33]. Natomiast w Sandia Laboratories (USA) zmieniono niedawno kierunek badań [36–37]. Znajdujący się już w stadium budowy układ EBFA (Electron Beam Fusion Accelerator), w którym 36 modułów miało wytwarzać koncentrycznie zbieżne wiązki elektronowe o mocy rzędu 3×10^{13} W, został przeznaczony do eksperymentów z wiązkami jonowymi.

3.3. Wykorzystanie wysokoenergetycznych wiązek jonowych

Koncepcja zastosowania do celów termojądrowych intensywnych wiązek wysokoenergetycznych jonów ma szereg zalet. W porównaniu z wiązkami laserowymi i elektronowymi, wysokoenergetyczne jony mogą być wykorzystane bezpośrednio do nagrzewania paliwa termojądrowego, umożliwiając osiągnięcie większej sprawności energetycznej całego układu. Poza tym ładunek przestrzenny wiązek jonowych może być skutecznie zneutralizowany przez elektrony (z gazu lub plazmy) i wiązki te można łatwiej ogniskować (np. przez odpowiednie uformowanie elektrod). Wymienione zalety układów z wiązkami jonowymi oraz powodzenie serii eksperymentów, w których uzyskano bardzo intensywne wiązki wysokoenergetycznych protonów [36, 38], doprowadziły do podjęcia decyzji o nowym kierunku badań w Sandia Laboratories. Istniejące tam impulsowe akceleratory elektronów (vide p-kt 3.2) przystosowano niedawno do wytwarzania impulsów jonowych, a znajdujące się już w budowie urządzenie EBFA zamieniono na układ PBFA (Particle Beam Fusion Accelerator). Układ PBFA-I (por. rys. 13) rozpoczął pracę w połowie ubiegłego roku, a niedawno zatwierdzona została jego rozbudowa zakładająca podwojenie liczby modułów [37]. Po pełnej rozbudowie układu PBFA-II (do 72 akceleratorów) i uzyskaniu impulsów jonowych o mocy rzędu 10^{14} W badacze amerykańscy zamierzają zrealizować jonowy eksperyment przełomowy w ciągu kilku najbliższych lat [37].

Z dużą satysfakcją można stwierdzić, że do tego nowoczesnego kierunku badań wnieśli swój wkład również badacze polscy. W latach 60-tych w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku opracowana została i częściowo sprawdzona eksperymentalnie koncepcja tzw. działa prętowego [39, 40]. Koncepcja ta zakładała m. in. wytworzenie intensywnych koncentrycznie zbieżnych strumieni jonów, a jednocześnie ograniczenie prądu elektronowego przez wykorzystanie oddziaływania pola magnetycznego. Idea tej „magnetycznej izolacji elektronów” została później zaproponowana również przez F. Winterberga (USA) i zastosowana z powodzeniem w diodach wysokonapięciowych przez grupę amerykańską

Nowy, zautomatyzowany dyfraktometr rentgenowski o przeznaczeniu ogólnym **DRON-UM1**

szeroki zakres badań
mikrorentgenograficznych
materiałów w różnych
dziedzinach nauki
i techniki



- wysoka precyzja pomiaru kątów dyfrakcji
- wyposażenie pomocnicze pozwala na prowadzenie badań w warunkach wysokich i niskich temperatur przy małych kątach

Eksporter

V/O TECHSNABEXPORT

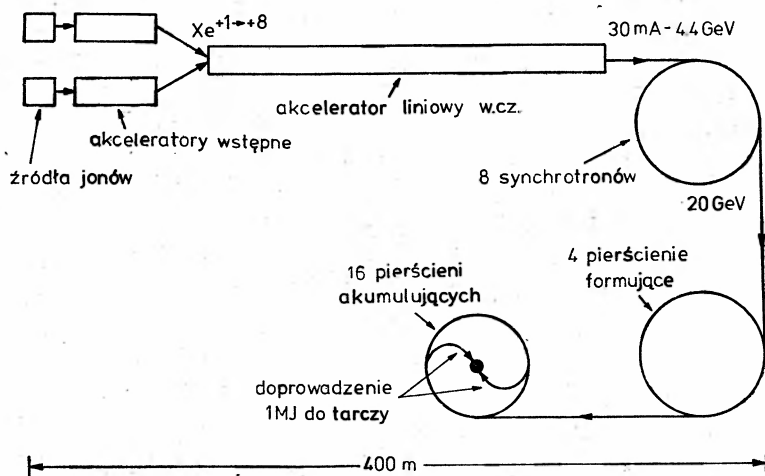
**ZSRR, 121200, Moskwa
Smolenskaja-Siennaja pl. 32/34
Telefon: 244 32 85
Teleks: 411328 TSE SU**



Techsnabexport
USSR MOSCOW

w Cornell University [41]. Następnie w serii eksperymentów przeprowadzonych już w Sandia Laboratories, udało się zwiększyć efektywność przekazywania energii do wiązki jonów aż do 80% [38]. W tym czasie grupa badaczy polskich, zajmujących się wykorzystaniem strumieni jonowych, kontynuowała także prace badawcze nad realizacją implozji jonowej. Widok ogólny największego polskiego układu eksperymentalnego SOWA-150 przedstawiono na rys. 14. Wyniki uzyskane m. in. na tym układzie prezentowane były na międzynarodowej konferencji w Innsbrucku [42] i spotkały się tam z dużym zainteresowaniem.

Chociaż obecne eksperymenty jonowe prowadzone są głównie z wiązkami protonów lub deuteronów, rozpatruje się również możliwość nagrzewania tarczy termojądrowej za pomocą jonów cięższych. W Sandia Laboratories prowadzi się np. prace nad wykorzystaniem jonów He^{+1} oraz C^{+4} [37]. Istnieją również koncepcje, aby do bombardowania tarcz termojądrowych wykorzystać bardzo ciężkie jony Xe^{+8} lub U^{+2} o odpowiednio wielkiej energii [43]. Obliczenia wykazują, że jony takie należałoby przyspieszać do energii rzędu 20 GeV. W zasadzie można to zrealizować za pomocą wielkich akceleratorów liniowych lub synchrotronów. W USA zorganizowane zostało już kilka konferencji na ten temat. W Argonne National Laboratory opracowano projekt układu z jonami Xe^{+8} opartego na dużym akceleratorze liniowym oraz systemie synchrotronów i pierścieni kumulacyjnych (por. rys. 15). Układ ten ma dostarczać do targetu termojądrowego 24 wiązki jonów Xe^{+8} o całkowitej energii rzędu 1 MJ [44]. Dla porównania, w Brookhaven National Laboratory opracowano projekt jeszcze większego układu, opartego na zespole wielkich akceleratorów liniowych i pierścieni kumulacyjnych [45], który



Rys. 15. Schemat koncepcyjny układu HIPP (Heavy-Ion Pilot Plant) przeznaczonego do badań termojądrowych, którego projekt opracowano w Argonne National Laboratory (USA). Jony Xe^{+8} uzyskiwane z akceleratorów pomocniczych mają być przyspieszane do energii 4,4 GeV za pomocą dużego akceleratora liniowego i wstrzykiwane do 8 synchrotronów o repetycji 60 Hz [44]. Po przyspieszeniu jonów do energii 20 GeV i wstępnym uformowaniu impulsów jonowych w 4 pierścieniach pomocniczych, mają być one kierowane do 16 pierścieni kumulacyjnych, gdzie ma nastąpić ostateczne nagromadzenie ładunku. Uformowane impulsy jonowe mają być doprowadzone do targetu wewnątrz komory eksperymentalnej przez 24 kanały iniekcyjne

móglby dostarczać do targetu energię rzędu 10 MJ. Mimo ogromnych kosztów takich instalacji (projekt Argonne ok. 250 mln dolarów, a projekt Brookhaven ok. 670 mln dolarów) w USA podjęto już (oprócz analiz teoretycznych) prace eksperymentalne z wiązkami jonów Xe^{+8} akcelerowanych tymczasem do energii 220 MeV [46].

Omawiając różne kierunki syntezy jonowej, należy również wspomnieć o projektach wykorzystania w tym celu akceleratorów kolektywnych, chociaż są one dopiero w stadium wstępnych badań. Warto także nadmienić o propozycjach wykorzystania wiązek wysokoenergetycznych jonów wytwarzanych w układach typu *plasma focus*. Opis konstrukcji i zasady działania tych układów można znaleźć m. in. w pracach [4, 47]. Przeprowadzone ostatnio badania wykazały, że w układach *plasma focus* wytwarzane są rzeczywiście jony o wysokich energiach; np. protony i deuterony mogą osiągać energie ok. 3 MeV, a jony zanieczyszczeń O^{+8} i N^{+7} mogą być przyspieszane nawet do energii ok. 15 MeV [48]. Ilość tych jonów jest jednak za mała z punktu widzenia potrzeb syntezy jonowej. Potrzebne byłoby zatem znaczne powiększenie i optymalizacja omawianych urządzeń oraz opracowanie metody ogniskowania tych jonów.

4. Badania z zakresu inżynierii termojądrowej

Burzliwy rozwój badań plazmowych objął ostatnio również badania inżynieryjne. Opracowano szereg wstępnych projektów technicznych dla reaktorów termojądrowych o różnej zasadzie działania. Rozważania te opierają się zwykle na założeniu, że w przyszłym reaktorze termojądrowym komora próżniowa zawierająca gorącą plazmę otoczona będzie warstwą moderatora neutronów (i regeneratora trytu) oraz uzwojeniami wytwarzającymi pole magnetyczne. Wykazano, że ścianki komory reaktora termojądrowego mogą być wykonane z niobu lub molibdenu, a moderator z litu, ze stopu Li-Be lub z eutektycznego związku $(\text{LiF})_2\text{BeF}_2$. Istnieją także projekty zakładające, że uzwojenia elektromagnesów wykonane będą z materiałów nadprzewodzących. Niezbędne są oczywiście odpowiednie warstwy izolacyjne, konstrukcje wsporcze i osłony biologiczne.

Powszechnie uważa się, że dla reaktora termojądrowego korzystna pod względem konstrukcji byłaby konfiguracja typu stellarator. Warunkiem jest oczywiście uzyskanie odpowiednio długiego czasu ograniczania i odpowiednio dużego β ($>0,1$). Ze względu na intensywny program badań tokamaków, opracowano jednak szereg projektów dla reaktorów tego typu. Przygotowano również kilka projektów przyszłościowych reaktorów typu otwartego, zakładając że uda się ograniczyć straty cząstek naładowanych oraz opracować odpowiednio wydajne systemy iniekcyjne. Opracowano także szereg projektów dla impulsowych reaktorów termojądrowych z utrzymywaniem inercyjnym, tj. reaktorów laserowych [22, 50] i elektronowych [31, 32]. Wszystkie oceny techniczne wskazują, że przyszłe reaktory termojądrowe powinny mieć stosunkowo duże rozmiary (promień komory przynajmniej rzędu kilku metrów). Niektóre projekty sugerują rozmiary rzędu kilkudziesięciu lub nawet kilkuset metrów. Minimalna moc tych reaktorów jest oceniana na 3 do 30 GW.

Ważny kierunek badań inżynieryjnych stanowią opracowania projektów reaktorów hybrydalnych *fusion-fission* (syntezowo-rozszczepieniowych). Koncepcja budowy takich

reaktorów zakłada wykorzystanie szybkich (14 MeV) neutronów pochodzących z reakcji syntezy $D-T$ do przekształcania izotopów Th^{232} oraz U^{238} w rozszczepialne izotopy U^{233} oraz Pu^{239} , które można wykorzystać w konwencjonalnych reaktorach atomowych. Hybrydalne reaktory termojądrowe mają zatem spełniać rolę reaktorów powielających (*breeders*), produkując paliwo dla satelitarnych reaktorów rozszczepieniowych.

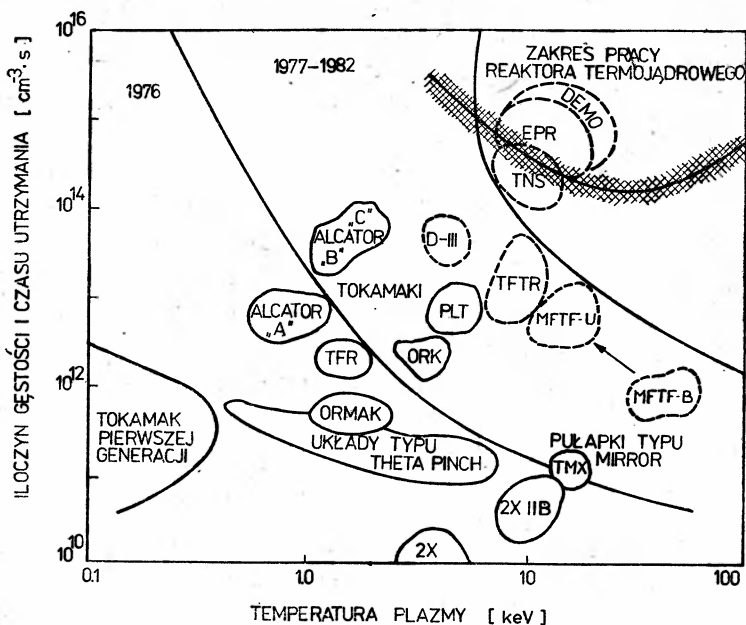
Łatwo zauważyć, że koncepcja reaktorów hybrydalnych ma istotne zalety. Po pierwsze — każdy szybki neutron z reakcji $D-T$ może wyprodukować w osłonie reaktora termojądrowego do kilku neutronów wolniejszych. Część tych neutronów może być wykorzystana do regeneracji paliwa termojądrowego przez reakcje ${}^6\text{Li}(n, 0)\text{T}$, a część zużyta do produkcji rozszczepialnych izotopów uranu i plutonu. Po drugie — energia wydzielana w jednym akcie rozszczepienia ciężkich jąder (ok. 200 MeV) jest przeszło 10 razy większa od energii wydzielanej w jednym akcie syntezy (ok. 18 MeV). Łatwiej zatem można byłoby spełnić wymagania opłacalności ekonomicznej całego systemu energetycznego.

Chociaż w zasadzie każdy reaktor termojądrowy mógłby zostać wykorzystany do produkcji materiałów rozszczepialnych, różne schematy konstrukcyjne reaktorów nie są pod tym względem równoważne. W ostatnich latach opracowano szczegółowe projekty reaktorów hybrydalnych opartych zarówno na pułapkach typu otwartego [51], jak i na pułapkach toroidalnych [52]. Zaproponowano także rozwiązania konstrukcyjne dla układów z utrzymywaniem inercyjnym plazmy oraz dla układów *plasma focus*. Największe perspektywy na wykorzystanie jako reaktory hybrydalne mają jednak pułapki typu *mirror*, ze względu na ich stosunkowo prostą geometrię [53]. Warto tu dodać, że projekty reaktorów hybrydalnych są opracowywane przy uwzględnieniu wszelkich środków bezpieczeństwa oraz wymagań wynikających z umów o nieprolifracji broni jądrowej.

5. Podsumowanie

Na zakończenie przedstawionego wyżej przeglądu aktualnego stanu badań termojądrowych warto zwrócić uwagę na następujące fakty.

Prowadzone z wielkim rozmachem badania pułapek magnetycznych typu tokamak, które w skali światowej pochłaniają blisko 2/3 nakładów finansowych na badania plazmy, mogą poszczycić się znacznymi osiągnięciami. Wyniki uzyskane w najnowszych urządzeniach tego typu (zwłaszcza w układach PLT i ASDEX) roją wielkie nadzieje odnośnie urządzeń znajdujących się w budowie lub planowanych na lata następne. Duże szanse mają jednak i inne kierunki badań (por. rys. 16). Dlatego w wielu krajach realizuje się wielokierunkowe programy termojądrowe. Znaczne ożywienie można np. zauważyć w badaniach stellaratorów, które (w odróżnieniu od tokamaków) umożliwiają pracę ciągłą, co jest dużą zaletą z punktu widzenia konstrukcji i eksploatacji przyszłych reaktorów termojądrowych. Z dużą intensywnością realizuje się również budowę nowej generacji pułapek typu otwartego, np. dużego układu TMX w Livermore. Jeżeli koncepcja bariery termicznej, częściowo sprawdzona już w eksperymentach japońskich i radzieckich, zostanie potwierdzona w dużym eksperymencie amerykańskim, wówczas otwarta zostanie droga do budowy przełomowego eksperymentu MFTF [19, 54].



Rys. 16. Porównanie parametrów plazmy uzyskanych w różnych układach eksperymentalnych typu tokamak, theta-pinch i mirror (obszary zaznaczone liniami ciągłymi) oraz wartości parametrów, które mają być osiągnięte w budowanych obecnie lub projektowanych na następne lata dużych układach badawczych (obszary ograniczone liniami przerywanymi), według źródeł amerykańskich [7, 54]

Odnośnie metod utrzymywania inercyjnego plazmy, na szczególną uwagę zasługuje bardzo szybkie tempo prac konstrukcyjnych i badawczych. Oprócz postępu w budowie dużych instalacji laserowych uzyskano również ważne wyniki fizyczne, które pozwalają zweryfikować wymagania odnośnie realizacji eksperymentu przełomowego (*breakeven*). W szczególności wyniki badań nad optymalizacją długości fali promieniowania laserowego [27] wyznaczają nowy kierunek rozwoju metod laserowych. Imponujący jest także postęp w dziedzinie zastosowań wiązek korpuskularnych. Uwagę przyciąga przede wszystkim realizacja radzieckiego programu ANGARA (opartego na wiązkach relatywistycznych elektronów) oraz amerykańskiego programu PBFA, ukierunkowanego na wykorzystanie lekkich jonów. Pod względem tempa realizacji i ostatnio uzyskanych wyników [33, 36] oba te programy wydają się nawet wyprzedzać osiągnięcia programu laserowego. Koncepcja wykorzystania wysokoenergetycznych wiązek ciężkich jonów pozostaje tymczasem w sferze projektów i wstępnych badań laboratoryjnych, głównie ze względu na ogromne koszty potrzebnych instalacji.

Przy ocenie całokształtu badań termojądrowych należy również podkreślić duży postęp prac teoretycznych, zwłaszcza w dziedzinie analizy różnych rodzajów niestabilności plazmowych i procesów nieliniowych. Interesujące i wartościowe wyniki przynosi m. in. wykorzystanie szybkich komputerów do symulacji eksperymentów plazmowych, a w szczególności do analizy zachowania plazmy w pułapkach magnetycznych oraz do optymalizacji tarcz przeznaczonych dla eksperymentów z wiązkami laserowymi i korpuskularnymi.

Odrębny, bardzo istotny kierunek prac stanowią badania z zakresu technologii urządzeń termojądrowych. Szczególnie wiele wysiłku wymaga obecnie realizacja dużych eksperymentów plazmowych oraz opracowanie projektów konstrukcyjnych przyszłych reaktorów termojądrowych, w tym także reaktorów hybrydalnych.

Realizacja szerokiego programu badań termojądrowych, obejmującego eksperymenty z utrzymywaniem magnetycznym i eksperymenty inercyjne, badania teoretyczne oraz prace z dziedziny technologii, jest w pełni uzasadniona merytorycznie, ale jednocześnie bardzo kosztowna. Światowy kryzys energetyczny zmusza jednak do szybkiego i skutecznego działania w kierunku opanowania nowych źródeł energii. Dlatego w wielu krajach na badania termojądrowe przeznaczane są poważne nakłady finansowe. Przodują pod tym względem USA, ZSRR, Japonia i kraje EWG. O skali przedsięwzięć świadczy fakt, że w ubiegłym roku Kongres amerykański rozpatrywał projekt zorganizowania intensywnego programu termojądrowego na wzór księżycowego programu Apollo. Koszty nowego programu oceniono na 50 mld dolarów (dla porównania — program Apollo kosztował „tylko” ok. 20 mld dolarów). Po analizie różnych wariantów intensyfikacji badań ustalono, że nakłady na badania termojądrowe w USA, które w roku bieżącym wynoszą ok. 600 mln dolarów, będą podwyższone o 25% w latach 1982 i 1983 oraz podwojone w ciągu najbliższych 7 lat [55]. Przy tym poziomie finansowania planuje się, że w ciągu 10 lat (według ocen optymistycznych) lub 20 lat (według ocen pesymistycznych) powinien powstać demonstracyjny reaktor termojądrowy.

Podobne tempo prac zakładają rozpatrywane ostatnio projekty międzynarodowe, np. projekt INTOR (International Tokamak Reactor) opracowywany pod auspicjami Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej (IAEA). Miłą niespodzianką mogą natomiast sprawić inne, mniej uprzywilejowane i słabiej obecnie finansowane kierunki badań, np. eksperymenty z wiązkami jonowymi prowadzone głównie w Sandia Laboratories, gdzie na rozbudowanym urządzeniu PBFA-II badacze amerykańscy chcą zrealizować eksperyment przełomowy już w latach 1985–86.

Nasuwa się tutaj pytanie, co w takiej sytuacji powinny robić społeczeństwa, które ze względów ekonomicznych nie mogą finansować szeroko zakrojonych i bardzo kosztownych programów badawczych. Bierne oczekiwanie aż wszystko zrobią inni nie jest zapewne najlepszym rozwiązaniem, bo nikt nie oferuje nowoczesnej technologii i wiedzy *know-how* bezinteresownie i bez nieuniknionych opóźnień. Wydaje się zatem słuszne twierdzenie, że słabsze ekonomicznie państwa powinny prowadzić badania plazmowe jedynie w wybranych kierunkach oraz utrzymywać szeroką współpracę międzynarodową. Potęgi gospodarcze, które realizują wielokierunkowe badania termojądrowe, odczuwają pewien brak doświadczonej kadry naukowej i technicznej i godzą się zwykle na współpracę, która jest obustronnie korzystna. Wydaje się również celowe, aby mniej zasobne społeczeństwa prowadziły także niektóre badania z dziedziny technologii związanej z urządzeniami termojądrowymi, ponieważ mogą one stanowić istotny wkład do współpracy międzynarodowej, a jednocześnie przynosić korzyści ekonomiczne przez bezpośrednie wykozystania przemysłowe.

Literatura *

- [1] L. A. Arcimovich, *Upravlayemye termoyadernye reakcii*, Fizmatgiz, Moskva 1961.
- [2] D. J. Rose, M. Clark, *Plasmas and Controlled Fusion*, MIT Press, Cambridge 1961.
- [3] International Fusion Research Council, *Status Report on Controlled Thermonuclear Fusion*, Nucl. Fusion 18, 137 (1978).
- [4] M. Sadowski, *Postepy Fizyki* 28, 113 (1977).
- [5] J. R. Roth, *IEEE Trans. on Plasma Sci.* PS-6, 270 (1978).
- [6] J. Langner, A. Horodeński, *Przegląd Techniczny — Innowacje* Nr 3-5 (1979).
- [7] P. Rutherford, *Nuclear Fusion* 20, 1086 (1980).
- [8] H. Eubank et al., *Pro. 7th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Innsbruck 1978 (IAEA, Vienna 1979), t. 1, str. 167.
- [9] The JET Project, Report 5791e/EUR-JET-R8 (May 1977).
- [10] The PLT Group, *Proc. 8th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Brussels 1980, Paper CN-38/A-1.
- [11] Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching bei München, Jahresbericht 1979.
- [12] M. Keilhacker et al., *Proc. 8th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Brussels 1980, Paper CN-38/O-1.
- [13] Princeton Univ., Annual Report PPPL-Q-36 (January 1980), str. 19.
- [14] V. D. Shafranov, *Nucl. Fusion* 20, 1075 (1980).
- [15] E. Fünfer, *Proc. 8th European Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys.*, Prague 1977, t. 2, str. 153.
- [16] D. D. Ryutov, *Nucl. Fusion* 20, 1068 (1980).
- [17] M. Sadowski, *J. Plasma Phys.* 4, 1 (1970).
- [18] J. Baranowski et al., *Proc. 9th European Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys.*, Oxford 1979, t. 1, str. 116.
- [19] *Phys. Today* 33, 10, 17 (1980).
- [20] B. Badger et al., Univ. of Wisconsin Report UWFD-400 (1980).
- [21] *Phys. Today* 31, 17 (1978).
- [22] C. M. Stickle, *Phys. Today* 31, 50 (1978).
- [23] *Phys. Today* 32, 20 (1979).
- [24] C. Yamanaka, *Nucl. Fusion* 20, 1084 (1980).
- [25] J. L. Emmett, *Proc. 8th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Brussels 1980, Paper CN-38/B-1.
- [26] R. B. Perkins, *Proc. 8th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Brussels 1980, Paper CN-38/B-2.
- [27] E. Fabre et al., *Proc. 8th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Brussels 1980, Paper CN-38/I-4.
- [28] S. Kaliski et al., *Proc. 8th Intern. Conf. on Laser Plasma Fusion*, Rynia 1975.
- [29] S. Denus et al., *Proc. EKON-80 Conf.*, Poznań 1980.
- [30] *Phys. Today* 33, 114 (1980).
- [31] V. A. Gluchich, *Voprosy Atomnoi Nauki i Techniki, S. Termoyadernyi sintez*, IAE, Moskva 1978, t. 1-2, str. 113.
- [32] V. P. Smirnov, *Proc. 9th European Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys.*, Oxford 1979, t. 2, str. 473.
- [33] V. A. Burcev, *Voprosy Atomnoi Nauki i Techniki, S. Termoyadernyi sintez*, IAE, Moskva 1980, t. 1 (5), str. 17.
- [34] J. R. Freeman et al., *Proc. 6th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Berchtesgaden 1976, IAEA, Vienna 1977, t. 1, str. 167.
- [35] G. Yonas et al., *Proc. 7th Intern. Conf. on Plasma Phys. and CNFR*, Innsbruck 1978, IAEA, Vienna 1979, t. 3, str. 125.
- [36] G. W. Kuswa, *Proc. 8th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Brussels 1980, Paper CN-38/P-3.
- [37] *Phys. Today* 33, 21 (1980).
- [38] D. J. Johnson, *Bull. Am. Phys. Soc.* 24, 925 (1979).
- [39] M. Gryziński, J. Nowikowski, M. Sadowski, E. Składnik-Sadowska, S. Suckewer, *Proc. 2nd European Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys.*, Stockholm 1967; *Plasma Physics* 10, 450 (1968).

* W pracach mających więcej niż pięciu autorów podano nazwisko tylko pierwszego autora (przypr. Red.).

- [40] M. Gryziński, *IBJ Report INR 711/XVIII/PP*, Warszawa 1966; *Nukleonika* **14**, 679 (1969).
- [41] P. Dreike, C. Eichenberger, S. Humphries, R. Sudan, *J. Appl. Phys.* **47**, 85 (1976).
- [42] M. Gryziński et al., *Proc. 7th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Innsbruck 1978, IAEA, Vienna 1979, Vol. III, p. 225.
- [43] T. F. Godlove, D. F. Sutter, *Proc. 7th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Innsbruck 1978, IAEA, Vienna 1979, t. 3, str. 211.
- [44] R. C. Arnold, R. J. Burke, M. H. Foss, T. K. Khoe, R. L. Martin, *Argonne Natl. Lab. Report ACC-6*, 1978.
- [45] A. W. Maschke, *Brookhaven Natl. Lab. Report BNL 50817*, 1978.
- [46] J. M. Watson et al., *Proc. 8th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Brussels 1980, Paper CN-38/P-4-1.
- [47] G. Decker, R. Wienecke, *Physica* **82C**, 155 (1976).
- [48] L. Bertalot, H. Herold, U. Jäger, A. Mozer, T. Oppenländer, M. Sadowski, H. Schmidt, *Phys. Lett.* **79A**, 389 (1980).
- [49] B. G. Logan et al., *Proc. 8th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Brussels 1980, Paper CN-38/E-2.
- [50] S. Ido et al., *Proc. 8th Intern. Conf. Plasma Phys. and CNFR*, Brussels 1980, Paper CN-38/E-3.
- [51] J. D. Lee, *Univ. of California Report UCRL-80720*, March 1978.
- [52] F. H. Tenney et al., *Princeton Univ. Report PPPL-1450*, November 1978.
- [53] G. Casini, *Proc. 9th European Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys.*, Oxford 1979, t. 2, str. 329.
- [54] T. K. Fowler, *Proc. 9th European Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys.*, Oxford 1979, t. 2, str. 299.
- [55] *Phys. Today* **33**, 61 (1980).

R E C E N Z J E

W. Kopczyński i A. Trautman: *Czasoprzestrzeń i grawitacja*, PWN, Warszawa 1981, str. 212, cena zł 52.—

W roku 1969 z inicjatywy prof. Witolda Nowackiego, ówczesnego wiceprezesa Polskiej Akademii Nauk, zorganizowany został cykl odczytów pod wspólnym tytułem „Osiągnięcia Nauki Polskiej”. W ramach tego cyklu prof. Trautman prowadził wykład „Teoria względności”. Tekst wykładu został opracowany przez dra Kopczyńskiego i wydany przez Ossolineum [1]. Obecnie wydana książka *Czasoprzestrzeń i grawitacja* jest znacznie poszerzonym wydaniem wykładu Trautmana.

Książka zachowała styl wykładu przeznaczony dla szerszego kręgu odbiorców i nie ma charakteru podręcznika. Zawiera natomiast doskonale przedstawienie pojęciowych podstaw szczególnej i ogólnej teorii względności, znacznie lepsze niż np. znakomita skądinąd *Teoria pola* Landaua i Lifszica [2]. Sądzę, że *Czasoprzestrzeń i grawitacja* może stanowić cenne uzupełnienie *Teorii pola*, zwłaszcza że Landauowi i Lifszicowi zdarza się ważne pojęciowo zagadnienia traktować wyjątkowo mętnie, np. gdy na str. 260 III wydania polskiego twierdzą, że w układzie obracającym się obowiązuje geometria nieeuklidesowa lub gdy na str. 266 dyskutują związek „prawdziwego czasu” ze współrzędną x^0 ; dyskusji tej nikt, jak sądzę, nie jest w stanie zrozumieć.

W przeciwieństwie do tego *Czasoprzestrzeń i grawitacja* przedstawia pojęciowe podstawy szczególnej i ogólnej teorii względności bardzo jasno i poprawnie. Jasność osiągają Autorzy dzięki dwu zabiegom: wprowadzają na początku pojęcie teorii fizycznej jako modelu matematycznego a następnie, przechodząc do modeli znanych jako szczególna i ogólna teoria względności, opisują szczegółowo struktury geometryczne, których przyjęcie jest równoznaczne z przyjęciem modelu szczególnej lub ogólnej teorii względności. W ten sam sposób Autorzy opisują model zwany czasoprzestrzenią Galileusza, co jest bardzo celowe z pedagogicznego punktu widzenia, bo ukazuje znaną zapewne czytelnikom mechanikę klasyczną jako **jeszcze jeden**, historycznie najstarszy, model czasoprzestrzeni. (Nie liczę tu „modelu Arystotelesa”, który stał się modelem we współczesnym rozumieniu dopiero po dokonaniu — m. in. przez Trautmana — interpretacji matematycznej starożytnych idei na temat ruchu.)

Obok podstawowych idei geometrycznych, Autorzy omawiają kilka zagadnień wybranych zapewne ze względu na zainteresowanie, jakie zagadnienia te mogą wzbudzić w szerszych kręgach czytelników, a mianowicie: grupa Lorentza i kształt ciał w ruchu (rozdział VII), fale grawitacyjne (rozdział XIV), wielkie liczby, grawitacja a zjawiska kwantowe (rozdział XV), kosmologia (rozdział XVI).

Nie mam wątpliwości, że cały pięciotysięczny nakład tej pięknej książeczki szybko się rozejdzie; ja sam na próżno szukałem jej w Krakowie i tylko Redakcji *Postępów Fizyki*, która zwróciła się do mnie o recenzję, zawdzięczam to, że mam własny egzemplarz. Gdyby doszło do nowego wydania lub tłumaczenia, warto by usunąć kilka drobnych niedociągnięć, które zauważyłem w czasie lektury.

W rozdziale VII Autorzy wprowadzają, nie uprzedzając czytelnika, jednostki w których $c = 1$, w pozostałych rozdziałach c występuje jawnie. W całej książce prąd elektryczny $j_e(x)$ jest oznaczany symbolem $-j_e(x)$, co powoduje m. in., że postać nierelatywistyczna równań Maxwella na str. 121 nie zgadza się z postacią relatywistyczną na str. 120. Na str. 116 warto by zaznaczyć różnicę między parametrami ψ i φ , które są niezmiennikami metrycznymi przekształcenia Lorentza zachowującego dwa zerowe kierunki a parametrem γ , który nie jest niezmiennikiem i dla danego przekształcenia może być sprowadzony do jedności przez odpowiedni wybór bazy. Szkoda wreszcie, że Autorzy nazywają wektor Pauliego–Lubańskiego pseudowektorem spinu. Nazwisko krakowskiego relatywisty jest jednym z niewielu polskich nazwisk, które weszły na dobre do literatury światowej i to w związku z elementarnym pojęciem; warto

by więc także w polskiej literaturze kultywować nazwę „wektor Pauliego–Lubańskiego” (lub pseudowektor jak wolą Autorzy, chociaż w takim przypadku trzeba by dać dokładniejsze określenie, bo w teorii względności są trzy rodzaje pseudowektorów).

Tyle jeśli chodzi o drobiazgi. Strona pojęciowa jest w książce przedstawiona bardzo starannie, toteż mam tylko dwie uwagi, z którymi zresztą można się zgodzić lub nie, jest to trochę sprawa gustu.

Uwaga na str. 90 mówiąca, że istnienie tachionów, przenoszących energię lub informację, doprowadziłoby do wniosków sprzecznych z zasadą przyczynowości, wymaga obszerniejszego uzasadnienia niż to, które zostało podane. Argumentację Autorów można by równie dobrze zastosować do sygnałów przedwczesnych, podczas gdy wiadomo, że dla układów zamkniętych żadna prosta argumentacja nie może wykluczyć sygnałów przedwczesnych. Również uwaga ze str. 187: „Trudno... uwierzyć w to, aby teoria grawitacji miała być teorią statystyczną typu termodynamiki” jest chyba zbyt kategoryczna. Siła grawitacji może okazać się siłą fenomenologiczną w takim sensie w jakim np. siły van der Waalsa są siłami fenomenologicznymi; ideę taką wysunął m. in. A. D. Sacharow [3].

Góraco polecam *Czasoprzestrzeń i grawitację* studentom fizyki i matematyki pragnącym zapoznać się z podstawami szczególnej i ogólnej teorii względności; książka zainteresuje też zapewne sympatyków fizyki teoretycznej pragnących zapoznać się z tymi pięknymi teoriami.

Andrzej Staruszkiewicz

Instytut Fizyki UJ
Kraków

Literatura

- [1] A. Trautman, *Teoria względności*, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Wrocław—Warszawa—Kraków—Gdańsk 1971.
- [2] L. D. Landau, E. M. Lifszic, *Teoria pola*, wyd. III zmienione, PWN, Warszawa 1980.
- [3] A. D. Sacharow, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 177, 70 (1967).

K R O N I K A

PTF

Sprawozdanie prezesa Polskiego Towarzystwa Fizycznego z działalności Towarzystwa w okresie od 24 września 1979 r. do 23 września 1981 r.

Dokładnie przed dwoma laty stanęliśmy na Wasze życzenie u steru spraw Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Kiedy w imieniu nowo wybranego Zarządu dziękowałem za wybór, będący dowodem ufności w naszą energię i dobrą wolę, obiecywałem, że nie poszczędzimy sił w naszych działaniach dla dobra polskiej fizyki i naszego Towarzystwa i że będziemy dążyć do tego, by stał się ten nasz Związek — obok Resortu Szkolnictwa Wyższego i Polskiej Akademii Nauk — jedną z głównych sił napędowych postępu nauk fizycznych w kraju. Dziś upływa nasza kadencja, pora więc zdać raport z dwuletniej pracy Towarzystwa i jego Zarządu Głównego, pora pokazać czy słowo zostało dotrzymane.

Już w poprzednich naszych kadencjach podejmowaliśmy różne inicjatywy, których powodzenie podniosło autorytet PTF w społeczności fizyków i przyniosło uznanie władz odpowiedzialnych za politykę naukową. Chodziło nam teraz o wzmocnienie aktywności Towarzystwa i zwiększenie udziału w sprawach ważnych dla fizyki i fizyków. Szczególnie nadającym się dla naszych działań polem wydaje się pogranicze obszarów zarządzanych przez różne resorty. Skupiamy bowiem w naszych szeregach dwupółtysięczną rzeszę fizyków zatrudnionych w różnych gałęziach gospodarki i kultury, a jako organizacja społeczna i niezbiurokratyzowana mamy znaczną elastyczność i swobodę działania, możemy przy tym sięgać po najbardziej nawet niekonwencjonalne formy działania. Charakter naszego Związku upoważnia nas do występowania w roli niezawisłego wyrażiciela opinii całej społeczności fizyków polskich.

Przy realizacji swych zadań Polskie Towarzystwo Fizyczne opiera się na wielkiej rzeszy sympatyków, ale przede wszystkim na licznych zastępach członków działających w 17 oddziałach regionalnych. Obecnie Towarzystwo skupia 2444 członków rzeczywistych to jest o 2,3% więcej niż przed dwoma laty. Najliczniejszy jest Oddział Warszawski mający 504 członków rzeczywistych. Po nim idą Oddziały: Krakowski — 270, Wrocławski — 246, Poznański — 212. Następne miejsca zajmują Gdańsk — 158, Łódź — 154, Katowice — 138, Toruń — 132. Największy względny wzrost obserwujemy w niedawno utworzonym Oddziale Bydgoskim, w którym liczba członków wzrosła o 40%. Towarzystwo posiada również 62 członków wspierających, którymi są instytucje państwowe zainteresowane rozwojem fizyki w Polsce, głównie instytuty naukowe i wielkie zakłady przemysłowe.

Zarząd Główny i Oddziały terenowe PTF prowadziły w minionym dwuleciu rozmaite akcje. Różniły się one między sobą i formą i skalą i efektami, wszystkie jednak zmierzały do tego samego celu, to jest do wykonania zadań stojących przed naszym Towarzystwem, zadań wpisanych do naszego statutu, A oto ich lista:

1. Pobudzać i popierać twórczość naukową,
2. Podnosić poziom i sprawność nauczania fizyki,
3. Wzmacniać udział fizyków w rozwiązywaniu zagadnień o bezpośrednim znaczeniu dla gospodarki kraju,

4. Prowadzić i popierać działalność wydawniczą w dziedzinie fizyki i jej upowszechniania,
5. Rozwijać naukowe kontakty z fizyką zagraniczną,
6. Umacniać koleżeńskie, przyjacielskie związki między fizykami polskimi, konsolidować i ożywiać pracę wewnętrzną PTF.

Omówimy teraz kolejno wyniki naszych działań związanych z realizacją tych zadań w minionym dwuleciu.

1. Sprawy naukowe

Na tym odcinku frontu naszych prac sięgaliśmy po różne formy działania. Najważniejsze z nich to:

1.1. Organizacja sympozjów, konferencji i szkół. W okresie jaki obejmuje to sprawozdanie, zorganizowaliśmy 7 sympozjów naukowych i udzieliliśmy pomocy innym instytucjom przy organizacji 8 rozmaitych konferencji naukowych i szkół letnich.

1.1.1. We wrześniu ubiegłego roku odbyła się ogólnopolska Konferencja PTF „Fizyka dla Przemysłu” zorganizowana we współpracy z Komitetem Fizyki PAN i AGH. Zgromadziła ona 300 uczestników. Głównym organizatorem był prof. A. Oleś.

1.1.2. Oddział Toruński zorganizował we współpracy z Instytutem Fizyki UMK dwa Sympozja Fizyki Matematycznej (XII — grudzień 1979 i XIII — grudzień 1980) — organizator prof. R. Ingarden.

1.1.3. We wrześniu 1980 roku odbyliśmy jednodniową konferencję okrągłego stołu (panel) na temat: „Wykorzystanie energii słonecznej” ze szczególnym uwzględnieniem fotowoltaicznych baterii słonecznych. Głównym organizatorem był prof. H. Rzewuski.

1.1.4. W dniu 10 grudnia 1979 r., w 20 rocznicę śmierci prof. Andrzeja Sołtana zostało zorganizowane przez ZG PTF we współpracy z UW i IBJ jednodniowe sympozjum poświęcone działalności tego uczonego. Organizatorem był prof. Z. Wilhelm.

1.1.5. Komisja Historii Fizyki przy ZG PTF wraz z Biblioteką Główną UMK w Toruniu zorganizowała III Sympozjum Historii Fizyki (grudzień 1980, organizator prof. R. Ingarden).

1.1.6. Oddział Krakowski urządził wspólnie z Polskim Towarzystwem Astronomicznym konferencję na temat: „Występowania życia i cywilizacji technicznych poza Ziemią”.

Wymieniamy teraz konferencje, w których Towarzystwo nasze było sponsorem:

1.1.7. XIII i XIV Międzynarodowa Szkoła Fizyki Jądrowej, Mikołajki, wrzesień 1980 i wrzesień 1981 (wspólnie z UW i IBJ — organ. prof. Z. Wilhelm).

1.1.8. I Ogólnopolska Jesienna Szkoła Cienkich Warstw, Szczyrk, październik 1979 (organ. prof. W. Żdanowicz).

1.1.9. I Międzynarodowe Sympozjum „Fizyka i Chemia związków pierwiastków grupy II-V, Mogilany, wrzesień 1980 (organ. prof. W. Żdanowicz).

1.1.10. IX Konferencja Elektroniki Kwantowej i Optyki Nieliniowej EKON, Poznań, kwiecień 1980 (wspólnie z Instytutem Fizyki UAM, organ. prof. F. Kaczmarek).

1.1.11. IX Międzynarodowe kolokwium na temat błon magnetycznych, Poznań, sierpień 1980 (wspólnie z IF UAM i IFM PAN).

1.1.12. Letnia Szkoła Optyki Kwantowej, Toruń, czerwiec 1980.

1.1.13. Konferencja „Spektroskopia Radiowa i Mikrofalowa” Poznań, kwiecień 1981.

1.2. Posiedzenia naukowe PTF. Ważniejszym odcinkiem tradycyjnej działalności PTF jest organizowanie posiedzeń naukowych. Mają one niemałe znaczenie dla integracji regionalnych środowisk naukowych, a dzięki uczestnictwu prelegentów przyjeżdżających z innych ośrodków krajowych i zagranicznych sprzyjają nawiązywaniu współpracy naukowej pomiędzy różnymi instytucjami stymulując aktywność naukową ośrodków mniej rozwiniętych. W ciągu ostatnich dwóch lat odbyło się w Polsce ponad 200 posiedzeń naukowych zorganizowanych przez PTF.

1.3. Nagrody naukowe PTF. Tradycyjną formą popierania twórczości naukowej młodych fizyków przez nasze Towarzystwo są nagrody co roku przyznawane przez Komisję Nagród PTF

za wyróżniające się publikacje naukowe i prace magisterskie. Na czele Komisji stał prof. A. Hryniewicz. Mimo formalnych ograniczeń narzuconych przez obowiązujące „limity” utrzymywaliśmy te nagrody na względnie wysokim poziomie ok. 10 000 zł na osobę nagradzaną za publikację naukową. Ogółem przyznano 4 nagrody naukowe i 8 nagród magisterskich.

1.4. Medal im. Mariana Smoluchowskiego. Najwyższym odznaczeniem, jakim dysponują fizycy w Polsce jest Medal im. M. Smoluchowskiego. Zaczyna on zdobywać sobie w świecie wysoką rangę dzięki temu, że przyznajemy go najwybitniejszym uczonym i szeroko rozpowszechniamy informację o tym w prasie zagranicznej. W ubiegłym roku medal ten został wręczony Benowi Motelsonowi, współtwórcy modelu kolektywnego jąder atomowych, laureatowi nagrody Nobla.

1.5. Stypendia naukowe.

1.5.1. Sprawy popierania rozwoju młodej kadry naukowej służą również stypendia Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Korzystając z umów o współpracy z towarzystwami fizycznymi zaprzyjaźnionych z Polską krajów przyznaliśmy w ubiegłym dwuleciu skromne środki finansowe umożliwiające 30 fizykom krótkoterminowe wyjazdy na konferencje zagraniczne względnie na konsultacje.

1.5.2. Ponadto ułatwiliśmy 12 młodym fizykom uzyskanie stypendiów na uczestnictwo w Generalnej Konferencji Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w Istambule.

1.5.3. Ostatnio PTF otrzymało zgodę na otwarcie konta dewizowego, na które będą mogły wpływać darowizny w walucie wymiennej. Zwiększy to znakomicie możliwości Towarzystwa w okazywaniu pomocy finansowej fizykom wyjeżdżającym za granicę.

2. Popularyzacja i nauczanie fizyki.

Są to sprawy, którym Towarzystwo udzielało wiele uwagi od samego początku swego istnienia. Za cel główny naszych starań i działań na tym polu uznaliśmy w ubiegłym dwuleciu zwiększenie roli fizyki w procesie dydaktycznym wyższych szkół technicznych oraz poprawienie jakości nauczania fizyki w szkołach średnich i podstawowych.

2.1. Zacznijmy od spraw związanych z politechnikami.

2.1.1. W czerwcu ub. r. odbyła się w AGH w Krakowie, z inicjatywy ZG PTF i Komitetu Fizyki PAN narada poświęcona ocenie nauczania w uczelniach technicznych. Wysunięto szereg wniosków dotyczących m. in. programów studiów.

2.1.2. Kontynuowana była działalność Komisji PTF d/s. fizyki w wyższych szkołach technicznych pod przewodnictwem prof. F. Kaczmarka. W jej skład wchodziłi przedstawiciele AGH i 8 politechnik. Komisja ta sporządziła raport o stanie nauczania fizyki w politechnikach. Został on przyjęty przez Zarząd Główny i wraz z opinią Komitetu Fizyki PAN wręczony Ministrowi Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki (grudzień 1980).

2.1.3. Przedstawiciele Zarządu Głównego PTF odbyli rozmowy z Ministrem Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki nasświetlając szeroko zły stan fizyki w uczelniach technicznych. Minister zobowiązał się do przekazania tych krytycznych uwag i postulatów Radzie do spraw Szkół Technicznych.

2.2. Rozpoczęto również starania zmierzające do poprawy sytuacji fizyki w wyższych uczelniach medycznych i utworzono Komisję do tych spraw powołując na jej przewodniczącego doc. J. Jarczaka.

2.3. Wiele uwagi poświęciliśmy także szkołom podstawowym i średnim.

2.3.1. Na początku roku 1980 przedstawiciele Zarządu Głównego PTF i Komitetu Fizyki PAN spotkali się z Ministrem Oświaty i Wychowania przekazując mu swe uwagi i postulaty dotyczące sytuacji fizyki w szkołach podstawowych i średnich.

2.3.2. W październiku tego samego roku Zarząd Główny przesłał na ręce Ministra Oświaty i Wychowania oraz Ministra Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki deklarację w której określono stanowisko PTF wobec reformy oświaty w Polsce i wobec ustawy o szkolnictwie wyższym.

2.3.3. W lutym 1981 r. przedstawiciele Zarządu Głównego oraz Komitetu Fizyki PAN odbyli

rozmowę z nowym Ministrem Oświaty i Wychowania, przekazując mu krytyczne uwagi na temat programów i podręczników szkolnych oraz spraw organizacyjnych Resortu. Prezes PTF zadeklarował ponownie gotowość Towarzystwa do okazania pomocy Ministerstwu.

2.3.4. Minister O i W pismem z dnia 23 marca 1981 r. zaprosił PTF do udziału w pracach Zespołu Przedmiotowego d/s. Fizyki i Astronomii działającego przy Ministerstwie.

2.3.5. Zarząd Główny PTF postanowił powołać zespół PTF d/s. programów i podręczników szkolnych powierzając sprawę jego organizacji doc. T. Pniewskiemu.

2.3.6. Uformowała się tzw. Komisja Porozumiewawcza Towarzystw Naukowych Nauk Ścisłych, w której uczestniczy przedstawiciel PTF. Zgłosiliśmy gotowość uczestniczenia w zespole d/s. Oświaty powołanym przez tę Komisję.

2.3.7. Liczne i różnorodne akcje zmierzające do poprawy sytuacji fizyki w szkolnictwie były rozwijane także w poszczególnych oddziałach. W Oddziale Gdańskim, Łódzkim, Opolskim, Poznańskim, Szczecińskim, Wrocławskim prowadzono — w porozumieniu z Kuratorami Szkolnymi — wykłady i seminaria dydaktyczne dla nauczycieli.

2.3.8. Niemal we wszystkich Oddziałach PTF organizowane były wykłady dla młodzieży szkolnej. W akcji tej przodował Szczecin, gdzie w ciągu ostatnich dwóch lat odbyło się 56 wykładów z pokazami, i Lublin, którego tradycyjna już akcja „pokazów z fizyki” ma wielką popularność: lubelskie jubileuszowe XXV „Pokazy” obejrzało 4500 osób, a w czasie ich trwania przekroczono łączną liczbę 100 000 widzów, licząc od początku tej imprezy. Gratulujemy organizatorom, a zwłaszcza doc. Stachórskiej i doktorowi Sowie. Pokazy z fizyki prowadzą także oddziały Bydgoski, Opolski, Toruński.

2.3.9. Ciekawy sposób zachęcania młodzieży do fizyki zastosował Oddział Poznański. Przy współudziale instytutów uczelnianych zorganizował on wiele (23) stanowisk dla prac badawczych wykonywanych przez młodzież szkolną pod opieką pracowników naukowych. Zajęcia laboratoryjne były prowadzone także w innych oddziałach Towarzystwa.

2.3.10. Polskie Towarzystwo Fizyczne patronowało w dalszym ciągu działalności Głównego Komitetu Olimpiady Fizycznej, a 12 oddziałów, działających poprzez Komitety Okręgowe, brało czynny udział w organizacji zawodów. W XXIX Olimpiadzie odbytej w roku szkolnym 1979/80 wzięło udział w stopniu wstępnym 2693 zawodników a do finału doszło 81 osób. W XXX Olimpiadzie liczby te wynosiły odpowiednio 2514 i 75, były więc nieco mniejsze. Spadek zainteresowania Olimpiadą obserwujemy już od paru lat. Być może przyczyn należy dopatrywać się także, choć na pewno nie wyłącznie, w pogorszeniu się sytuacji finansowej tej pożytecznej imprezy.

2.3.11. Niektóre Oddziały PTF — Częstochowski, Łódzki, Opolski, Szczeciński — angażowały się w organizację sterowanych przez Kuratoria Szkolne „turniejów wiedzy fizycznej”.

2.3.12. Oddziały nasze sprawowały również opiekę nad międzyszkolnymi kołami fizyków, młodzieżowymi towarzystwami przyjaciół nauk, klubami młodych fizyków (Gdańsk, Gliwice, Katowice, Lublin, Opole, Poznań, Toruń).

2.3.13. Niektóre Oddziały (Łódzki, Wrocławski) sprawowały opiekę nad wybranymi szkołami.

2.3.14. Oddziały Poznański i Warszawski urządzały dla kandydatów na wyższe uczelnie tzw. seminaria przygotowawcze z fizyki, a w Bydgoszczy organizowano dla nich bezpłatne konsultacje.

2.4. Nagrody dydaktyczne

2.4.1. Pod kierunkiem prof. F. Kaczmarka działała komisja nagród dydaktycznych. Przyznała ona nagrody siedmiu wyróżniającym się nauczycielom.

2.5. Popularyzacja fizyki

2.5.1. Ważnym wydarzeniem na tym odcinku naszej działalności było zawarcie umowy o współpracy z Towarzystwem Wiedzy Powszechnej. Umowa ta przewiduje współdziałanie Oddziałów terenowych obu naszych Towarzystw w popularyzowaniu wiedzy fizycznej wśród szerokiej warstw społeczeństwa — w oparciu głównie o środki finansowe TWP, które jest znacznie od nas zasobniejsze. TWP udostępnia naszemu Towarzystwu łamy „Problemów” i innych swoich wydawnictw.

3. Współpraca z przemysłem

3.1. Od wielu już lat poświęcamy tej sprawie wiele starań gdyż sądzimy, że przyspieszenie procesu włączenia się fizyków do rozwiązywania praktycznych zagadnień służących doskonaleniu naszej gospodarki jest jednym z najważniejszych zadań Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Proces ten przebiega dotychczas bardzo opornie. Nie podejmując tu głębszej analizy przyczyn tego budzącego nasz niepokój stanu, można powiedzieć, że jedną z nich, może najważniejszą, jest brak w Polsce sprawnego systemu informacji o konkretnych potrzebach poszczególnych gałęzi przemysłu i o rzeczywistych możliwościach zaspokajania tych potrzeb przez odpowiednie placówki naukowe i odpowiednich specjalistów-fizyków. Z myślą o naprawie tej sytuacji były prowadzone rozmaite akcje. Wymienię niektóre z nich:

3.2. Zwołaliśmy kolejną ogólnopolską konferencję PTF „Fizyka dla Przemysłu” wspomnianą już w p. 1. Została ona przygotowana przez naszą Komisję Fizyki Przemysłowej we współpracy z Komitetem Fizyki PAN i AGH. Wzięło w niej udział 300 fizyków a liczba przedstawionych prac sięgała 200.

3.3. Z naszej inicjatywy nastąpiło porozumienie z NOT w sprawie przekazywania naszemu Towarzystwu informacji o specjalistycznych konferencjach z różnych dziedzin techniki. Wpłyne ono zapewne na zwiększenie udziału zainteresowanych fizyków w tych konferencjach i w konsekwencji ułatwi nawiązanie roboczych kontaktów z przemysłem.

3.4. We wrześniu ubiegłego roku zwołaliśmy wspomniane już w p. 1 posiedzenie panelowe na temat wykorzystania energii słonecznej. Skupiało ono fizyków i przedstawicieli świata techniki — specjalistów energetyków. Wnioski wynikające z dyskusji zostały przekazane przez nas do zainteresowanych ministerstw, PAN i wydawnictw naukowych i technicznych. Są już pierwsze reakcje w postaci podjęcia prac nad przygotowaniem odpowiednich publikacji książkowych.

3.5. Kontynuowano werbunek członków zwyczajnych PTF spośród fizyków pracujących w przemyśle.

3.6. Dotychczasowe wyniki starań PTF na omawianym tu odcinku frontu są wciąż jeszcze bardzo skromne. Nasza ofensywa musi nadal trwać, a potrzebne są z pewnością nowe inicjatywy. Byłoby również pożądane ożywić działalność Centrum Usługowo-Konsultacyjnego przy ZG PTF, która zmarła z braku odpowiednich limitów.

4. Działalność wydawnicza

PTF sprawuje merytoryczną opiekę nad czterema czasopismami. Podamy garstkę szczegółów o ich dorobku w minionym dwuleciu.

4.1.1. Redakcja *Postępów Fizyki*, na której czele stoi prof. A. Sobiczewski, wydała 10 zeszytów o łącznej objętości 85 arkuszy wydawniczych. Nakład wynoszący poprzednio 3000 egzemplarzy obniżył się do 2500. W porównaniu z okresem poprzednim rozwinął się dział „recenzji” oraz „sprawozdań z konferencji”, natomiast dział „listów do redakcji” jest stosunkowo mało zasilany przez czytelników.

4.1.2. Zbiór kilkunastu wybranych artykułów ogłoszonych w *Postęпах Fizyki* w ubiegłych latach został wysłany do druku w „Bibliotece Problemów”. Państwowego Wydawnictwa Naukowego. Ukaze się on w odrębnym tomie pt. „Kwarki i leptony”.

4.2.1. *Acta Physica Polonica*, wydawane wspólnie z IF PAN (red. prof. W. Czyż) wydały około 260 arkuszy w serii A i około 150 arkuszy w serii B. Niepokojąca jest stosunkowo mała liczba prac autorów polskich, ale za to budzi zadowolenie wzrost liczby prenumeratorów płacących walutą wymiennalną, mimo że kolportaż prowadzony przez Ars Polona - Ruch jest nadal bardzo zły.

4.2.2. *Reports on Mathematical Physics* pod redakcją prof. R. Ingardena (wydawane wspólnie z Instytutem Fizyki UMK) wypuściły 9 zeszytów o łącznej objętości 93 arkusze wydawn. Zeszyty te wychodziły z winy drukarni z dużym, jednorocznym opóźnieniem.

4.2.3. *Delta*, czasopismo dla młodzieży, wydawane przez nas wspólnie z Polskim Towarzystwem Matematycznym i Polskim Towarzystwem Astronomicznym wydało w ciągu dwóch lat 24 zeszyty o objętości 48 arkuszy. Nakład wynosił 20 000 egz.

4.2.4. W Białymstoku rozpoczęło się wydawanie miesięcznika *Mala Delta* — jest to czasopismo dla dzieci, poświęcone upowszechnianiu matematyki, fizyki, astronomii i biologii.

4.2.5. Polskie Towarzystwo Fizyczne i PT Mat., PTAstronom. podpisały porozumienie o wspólnym wydawaniu *Delty* i innych działaniach popularyzacyjnych.

5. Współpraca z zagranicą

5.1. W minionym dwuleciu kontynuowaliśmy współpracę z towarzystwami fizyków Bułgarii, Czechosłowacji, NRD, Węgier oraz z Chorwackim Towarzystwem Matematyczno-Fizycznym. Polegała ona na wymianie informacji o organizowanych imprezach naukowych oraz na bezwalutowej wymianie krótkich wizyt naukowych. Ogółem wykorzystano 155 osobodni, które przydzielono fizykom z W-wy (53 dni), Krakowa (32 dni), Lublina (17 dni), Torunia (14 dni), Poznania (9 dni), Białegostoku (7 dni), Gdańska (7 dni), Łodzi (7 dni), Opola (6 dni), Częstochowy (3 dni).

5.2. Nawiązaliśmy również współpracę z Fińskim Towarzystwem Fizycznym. W marcu b. r. w Helsinkach odbyła się uroczystość podpisania umowy o współpracy, a także specjalne posiedzenie FTF, na którym wygłosiłem obszerny referat na temat sytuacji fizyków i fizyki w Polsce.

5.3. Na wzmiankę zasługuje nadanie piszącemu te słowa tytułu członka honorowego Towarzystwa Fizyków Ludowej Republiki Bułgarii.

5.4. W dalszym ciągu podtrzymywaliśmy żywe kontakty z Europejskim Towarzystwem Fizycznym, biorąc udział w różnego rodzaju działalności tej bardzo prężnej organizacji międzynarodowej. Warto podkreślić, że PTF ma swych przedstawicieli niemal we wszystkich kierowniczych organach ETF: w Radzie, w Prezydium Zarządu, w kierownictwie różnych wydziałów i sekcji, w Komitetach Doradczych. Łącznie we władzach ETF zasiada 16 przedstawicieli Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

5.5. O naszym wielkim zainteresowaniu działalnością ETF świadczy także wielka liczba polskich członków indywidualnych w tej organizacji. Wynosi ona obecnie 156, to znaczy, że jest zbliżona do łącznej liczby członków indywidualnych ze wszystkich krajów socjalistycznych razem wziętych.

5.6. Aktywny udział Polskiego Towarzystwa Fizycznego w pracach ETF przynosi różnorakie korzyści polskim fizykom. Podam na przykład, że spośród 41 stypendiów, jakie ETF przyznało młodym fizykom na udział w generalnej konferencji ETF w Istambule, aż 12 ofiarowano Polakom.

6. Sprawy wewnętrzne PTF

6.1. Zadania podejmowane przez nasze Towarzystwo są wielkie i trudne. Wierzmy jednak w to, że można je wypełnić i przynieść korzyść nauce polskiej, polskiej kulturze i gospodarce kraju. Trzeba jednak, aby ten nasz związek był organizacją silną i prężną, a więc by skupiał szerokie rzesze fizyków polskich i aby jego struktura zawodowa odpowiadała głównym kierunkom działania. Sądzymy, że w naszych szeregach jest zbyt mało członków pracujących w szkolnictwie podstawowym i średnim i zbyt mało fizyków przemysłowych i inżynierów wykonujących zawód fizyka. Od paru lat sięgamy wprawdzie po różne metody werbunku nowych członków tych właśnie kategorii zawodowych, ale robimy to widocznie nie najlepiej, skoro rezultaty są dość skromne.

6.2. W minionym okresie usiłowaliśmy również uczynić pracę Zarządu Głównego bardziej efektywną. W tym celu staraliśmy się zacieśnić bezpośrednie kontakty z zarządami oddziałów regionalnych przez zapraszanie na nasze periodyczne zebrania po kolei przewodniczących poszczególnych oddziałów.

6.3. Powoływaliśmy również nowe komisje i zespoły do określonych zadań i staraliśmy się sprzyjać ożywieniu działalności komisji istniejących. O niektórych z nich była już mowa.

6.3.1. Wspomnijmy jeszcze o działającej pod kierunkiem prof. Średniawy Komisji Legislacyjnej. Pracowała ona nad nową redakcją i poprawkami do Statutu PTF, zasugerowanymi przez Wydział Prawny Urzędu Miasta Warszawy. Ta poprawiona wersja Statutu, przedyskutowana na posiedzeniach Zarządu Głównego będzie przedłożona Walnemu Zebraniu do zatwierdzenia.

6.3.2. Komisja Nazewnictwa, której przewodniczy prof. L. Natanson, ogłosiła w *Postęпах Fizyki* (z. 2, 1980) pierwszy zbiór propozycji polskich terminów — odpowiedników terminów obcojęzycznych. Nawiązano kontakty z Komitetem Terminologicznym PAN. Dyskutowano sprawę ewentualnego wydania nowego słownika fizyki.

7. Słowo końcowe

Na tym kończę to sprawozdanie z dwuletniej pracy Polskiego Towarzystwa Fizycznego i jego Zarządu Głównego. Choć szczegółowy, to jednak jest ten raport z pewnością niekompletny i być może pomija sprawy, jakie nie mało czyjegós trudu i wysiłku pochłoneły i blisko czyjegos serca długo leżały. Tym to sprawozdaniem zamykam naszą, Zarządu Głównego kadencję. Nie wiem, czy zrobiliśmy wszystkó, co mogliśmy pożytecznego zdziałać dla polskiej fizyki, ale wiem, że przez cały ten okres kierowaliśmy się tylko troską o jej dobro. Nie mogę oceniać wartości uzyskanych wyników tej naszej dwuletniej pracy, bo przecież jestem za nią współodpowiedzialny, ale jeśli wśród tych wyników są rezultaty wartościowe — to jest to w głównej mierze owoc wytrwałej, bezinteresownej, a często i bezimienniej pracy setek ofiarnych działaczy naszego Towarzystwa. I im to chciałbym dziś serdecznie podziękować za współpracę, za bardzo miłą współpracę.

Serdeczne słowa podziękowania należą się również wszystkim osobom urzędowym i instytucjom państwowym, jakie wspomagały nasze przedsięwzięcia i inicjatywy, a zwłaszcza Polskiej Akademii Nauk i Resortom Oświaty i Szkolnictwa Wyższego. Bez ich poparcia wiele naszych działań byłoby niemożliwe.

Szczególnie serdeczne słowa kieruję do moich kolegów z Zarządu Głównego i wyrażam uznanie za ich wytrwałą i ofiarną pracę i za miłą koleżeńską atmosferę, jaka niezmiennie panowała w naszych wzajemnych kontaktach. Dziękuję także naszym dzielnym miłym Paniom z księgowości i sekretariatu za ich pracę rzetelną, fachową i lojalną.

Słowa podziękii kieruję również do redaktorów i członków redakcji naszych czasopism, do przewodniczących i członków wszelkich Komisji, Zespołów, Sekcji, Komitetów działających przy Zarządzie Głównym. Dziękuję im wszystkim za wytrwałą, sprawną pracę dla dobra naszego Towarzystwa i dla dobra polskiej nauki.

ZDZISŁAW WILHELMI

Nagrody PTF

Nagrody naukowe za r. 1981 po 10 000 zł otrzymali: dr Zdzisław Lalowicz (IFJ Kraków) za pracę: „Tunelowa reorientacja jonów amonowych”, dr Ireneusz Natkaniec (IFJ Kraków) za pracę: „Dynamika fononowa w kryształach węglowodorów aromatycznych”.

Nagrody za wyróżniające się prace magisterskie po 3500 zł otrzymali: Wojciech Jaworski (UMK Toruń), Henryk Sobczuk (UMCS), Gerard Wiśniewski (Politechnika Gdańska).

Nagrody dydaktyczne za r. 1981 po 4000 zł otrzymali: Apolonia Bartler (Zespół Szkół Samocho-

dowych — Lublin), Kazimierz Chudzian (Liceum Ogólnokształcące — Wołomin), Juliusz Domański (IV Liceum Ogólnokształcące — Toruń), Bolesław Luba (IV Liceum Ogólnokształcące — Kraków).

Oddział Gliwicki

czci pamięć Włodzimierza Mościckiego

Oddział Gliwicki PTF wspólnie z Radą Wydziału Matematyczno-Fizycznego oraz Instytutem Fizyki Politechniki Śląskiej odbyły w dniu 9 października 1981 wspólne uroczyste posiedzenie dla uczczenia pamięci prof. Włodzimierza Mościckiego oraz

jego wkładu w zorganizowanie Laboratorium C14 w Politechnice Śląskiej. Okazją była przypadająca właśnie siedemdziesiąta rocznica urodzin Mościckiego. Na porządek dzienny złożyły się odczyt doc. Andrzeja Zastawnego „Wspomnienie o życiu i pracy prof. Włodzimierza Mościckiego” oraz referat naukowy dr. Mieczysława Pazdura „Prace Laboratorium C14”. Na posiedzeniu obecni byli wdowa i syn prof. Mościckiego.

Józef Szpilecki

Międzynarodowa Komisja Optyki

We wrześniu 1981 odbyło się w Grazu w Austrii zebranie Międzynarodowej Komisji Optyki (International Commission for Optics — ICO). Dokonano wyboru zarządu na kadencję 1982/84: prezes Junpei Tsujituchi (Japonia), (poprzedni prezes — A.W. Lohmann, RFN), sekretarz generalny — H. J. Franken (Holandia), wiceprezes-skarbnik — J. Howard (USA), wiceprezesi — F. T. Arecchi (Włochy), K. Biedermann (Szwecja), S. Lowenthal (Francja), T. Skaliński (Polska), P. Varga (Węgry).

Delegatem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej jest A. Kujawski (Polska).

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły profesorskie: tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Kazimierz Łukaszewicz (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu), tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali Bożena Hilczer (Instytut Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu) i Janusz Wilczyński (Instytut Badań Jądrowych w Świerku).

Uroczystość wręczenia nominacji odbyła się w Belwedrze w dniu 28 października 1981.

Towarzystwo Popierania i Krzewienia Nauk

Towarzystwo Popierania i Krzewienia Nauk uzyskało formalną rejestrację. TPiKN skupia ok. 200 naukowców wszystkich specjalności, a także

wybitnych popularyzatorów nauki i dziennikarzy specjalizujących się w sprawach nauki. Celem Towarzystwa jest popieranie wszelkiej działalności integrującej środowisko naukowe, inicjowanie badań interdyscyplinarnych, wysuwanie problemów moralnych wiążących się z uprawianiem i postępowaniem nauki, kierowanie uwagi społeczeństwa na społeczne i ekonomiczne konsekwencje nauki, jak również ocena polityki naukowej i oświatowej.

Towarzystwo będzie starało się informować społeczeństwo o szczególnie ważnych badaniach i odkryciach, oceniać i dokonywać ekspertyz dotyczących zagadnień organizacji i finansowania nauki, nauczania na wszystkich szczeblach i popularyzacji nauki. Będzie współpracować z innymi towarzystwami i organizacjami naukowymi zarówno krajowymi jak i międzynarodowymi. Prezesem TPiKN jest Grzegorz Białkowski, profesor fizyki teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego.

B. W.

S. Weinberg członkiem Royal Society

Towarzystwo Królewskie w Londynie wybrało na swego członka zagranicznego Stevena Weinberga, laureata Nagrody Nobla 1979.

CERN Courier 21, No 7 (1981)

Medal AIP dla Aigraina

Znany fizyk francuski Pierre Aigrain otrzymał od Amerykańskiego Instytutu Fizyki (AIP) medal Johna Tate'a za wybitne zasługi dla fizyki, w szczególności dla rozwoju współpracy międzynarodowej w dziedzinie zastosowań fizyki ciała stałego. Aigrain, który kształcił się m. in. w Carnegie Institute of Technology, a doktoryzował w Uniwersytecie Paryskim, jest obecnie dyrektorem technicznym i naukowym firmy Thomson we Francji, produkującej przyrządy półprzewodnikowe i optoelektroniczne, a w związku z tym mającej postawione na bardzo wysokim poziomie laboratoria badawcze.

Aigrain był w latach 1965/67 dyrektorem wydziału szkolnictwa wyższego we francuskim ministerstwie oświaty, a w latach 1978/81 sekretarzem

stanu do spraw badań naukowych w rządzie Vale-
rego Giscarda d'Estaing.

Phys. Today 34, No 9 (1981)

B. W.

Medal Gouthrie

Medal i Nagrodę Gouthrie otrzymał od brytyjskiego Instytutu Fizyki J. C. Ward (Macquarie Univ., Australia) za wybitne osiągnięcia w teorii pola i mechanice statystycznej, m. in. za wkład w metodę renormalizacji oraz w zuniifikowaną teorię oddziaływań elektromagnetycznych i słabych (prace wspólne z Abdusem Salamem).

CERN Courier 21, No 7 (1981)

Tysięczny pacjent terapii neutronowej w Fermilab

W czasie pięcioletniej działalności Urządzenie Terapii Neutronowej (Neutron Therapy Facility — NTF) w Fermi National Accelerator Laboratory w USA obsłużyło 1000 pacjentów. Drugim centrum na świecie, które miało już tylu pacjentów, jest londyński Hammersmith Hospital, gdzie terapię neutronową stosuje się już od 12 lat.

NTF działa jednocześnie z programem badań w dziedzinie fizyki wysokich energii. Do wytwarzania neutronów służy akcelerator liniowy, który jest iniektorem głównego akceleratora. Dyrektor NTF F. Hendrickson stwierdził, że pięcioletnie doświadczenie wykazało, że terapię neutronową można przeprowadzać efektywnie i bezpiecznie. Niektóre rodzaje nowotworów poddają się terapii neutronowej lepiej niż terapiom konwencjonalnym. Wprowadzono wiele innowacji medycznych, m. in. połączenie naświetlań szybkimi neutronami z uczuleniem chemicznym. Wprowadzono tzw. urządzenie izocentryczne, pozwalające na obrót pacjenta wokół nieruchomej wiązki. Opracowano nowe technologie osłon.

NTF jest finansowane przez amerykański Narodowy Instytut Raka.

CERN Courier 21, No 8 (1981)

B. W.

Tablice własności promiennych materiałów

Nakładem Wyższej Szkoły Inżynierskiej w Radomiu zostały wydane *Tablice własności promiennych materiałów* w wersji językowej polskiej i angielskiej.

Objętość 410 stron formatu B5, cena 75 zł, nakład 200 (!) egzemplarzy.

Publikacja zawiera następujące tablice: emisyjność całkowita do półprzeźrzeni, emisyjność całkowita w kierunku normalnym, emisyjność monochromatyczna w kierunku normalnym, emisyjność monochromatyczna (czerwieni) w kierunku normalnym, odbijalność monochromatyczna w kierunku normalnym, przepuszczalność monochromatyczna w kierunku normalnym. Tablice te zestawione są dla trzech grup materiałów: 1) metale i stopy, 2) materiały nieorganiczne niemetaliczne, 3) materiały organiczne i biologiczne.

Sprzedaż prowadzi Ośrodek Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki, 00-901 Warszawa.

Redaktorzy publikacji proszą użytkowników o nadsyłanie ewentualnych uwag pod adresem: Instytut Budowy Maszyn Wyższej Szkoły Inżynierskiej w Radomiu, Malczewskiego 22, 26-600 Radom.

B. W.

Wiadomości z mikroświata

Wydział Informowania Publiczności Amerykańskiego Instytutu Fizyki rozpoczął opracowywanie króciutkich, trwających 2 min., filmów telewizyjnych nazwanych „Wiadomości z mikroświata”. Pierwsza seria pięciu takich informacji została już rozprowadzona pomiędzy lokalne stacje telewizyjne największych stu miast USA. Przedstawiono m. in. ruchy wewnątrzkomórkowe uwidocznione przy pomocy mikroskopii elektronowej, układy scalone stosowane w komputerach, rolę neutrin w reakcjach jądrowych.

Akcja ta jest finansowana przez Narodową Fundację Naukową. Stacje telewizyjne otrzymują filmy bezpłatnie.

Phys. Today 34 No 9 (1981)

B. W.

David L. Dexter
(1924—1981)

David L. Dexter, urodzony 2 lipca 1924 w Ashland, w stanie Wisconsin, zmarł (w 56 roku życia) 29 marca 1981 roku w Rochester (stan Nowy Jork).

Ojciec jego jest wybitnym profesorem agronomii, a brat, R. N. Dexter — wybitnym fizykiem doświadczalnym.

David L. Dexter, po ukończeniu studiów fizyki w Michigan State College, uzyskał magisterium i doktorat na Uniwersytecie Wisconsin. Pod koniec drugiej wojny światowej służył w lotnictwie. Następnie współpracował na Uniwersytecie Illinois w Urbana z F. Seitzem. Od tego czasu poświęcił się teorii ciała stałego. Od 1952 roku pracował w Instytucie Optyki na Wydziale Fizyki Uniwersytetu w Rochester. Opublikował podstawowe prace na temat własności optycznych ciał stałych, w szczególności kryształów jonowych, głębokich ekscytonów, domieszek i zwłaszcza centrów barwnych. Jego przeglądowe artykuły, jak „Theory of the Optical Properties of Imperfections in Nonmetals” w *Solid State Physics* 6, 353 (1958) i w *Il Nuovo Cimento Suppl.* 7, 245 (1958) stanowią podstawowe źródło opisu metod kwantowej teorii procesów optycznych w kryształach jonowych.

D. L. Dexter wydał wraz z A. Guinierem książkę *X-ray Studies of Materials*, a z R. S. Knoxem książkę *Excitons* (1965), tłumaczoną m. in. na język polski. W 1958 roku zorganizował w Rochester Międzynarodową Konferencję Fizyki Półprzewodników. Brał żywy udział w następnych konferencjach, później także w międzynarodowych konferencjach luminescencji. W 1960 roku po Konferencji Półprzewodników w Pradze, D. L. Dexter razem z J. Callawayem odwiedził Warszawę. Spędził po roku w Aleksandrii, Genewie i Rzymie. Uczniami jego byli: R. M. Blakney, R. S. Knox, A. Gold, D. Y. Smith, R. K. Bhargava, M. J. Stavola i W. Beall Fowler, wybitni teoretycy ciała stałego. Również kilku polskich teoretyków ciała stałego pracowało u niego w Rochester. D. L. Dexter, od lat Fellow of the American Physical Society, otrzymał jako pierwszy nagrodę Franka Isaksona przyznaną mu przez to Towarzystwo w 1979 roku.

Maciej Suffczyński

Informacja dla członków PTF: termin opłacania (w Oddziałach) prenumeraty *Postępów Fizyki* na rok 1983 upływa dn. 30 września 1982 r.

Informacje dla autorów

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

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

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoryu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva. 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. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

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

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 120.—
rocznie zł 240.—

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

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

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

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order 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

TREŚĆ

A. Kłonkowski — O szkle w kilku aspektach	3
Cz. Radzewicz, P. Kowalczyk — Lasery ekscimerowe	17
V. L. Fitch — Odkrycie niezachowania parzystości kombinowanej (tłum. <i>H. Białkowska</i>)	29
A. J. Leggett — Perspektywy fizyki ultra-niskich temperatur. Aspekty teoretyczne i wnioski z Sympozjum (tłum. <i>M. S. Wartak</i>)	39
RÓŻNE	
I. Wilk — Uwagi o terminologii fizycznej, jej stanie obecnym i propozycjach rozwiązań	51
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
T. Skaliński, J. Szudy — Aleksander Jabłoński (1898–1980)	61
ROZMOWY	
Urywki rozmowy z Aleksandrem Jabłońskim o jego drodze naukowej	69
NOWOŚCI NAUKOWE	
M. Sadowski — Postęp w badaniach nad kontrolowaną syntezą termojądrową	75
RECENZJE	95
KRONIKA	97

CONTENTS

A. Kłonkowski — Glass in some of its aspects	3
Cz. Radzewicz, P. Kowalczyk — Excimer lasers	17
V. L. Fitch — The Discovery of Charge-Conjugation Parity Asymmetry	29
A. J. Leggett — Prospects of Ultra-Low Temperatures. Theoretical Aspects with Summary Remarks of the Symposium	39
MISCELLANEA	
I. Wilk — Some Remarks on the Physical Terminology, its Present State, Difficulties, and Solving Suggestions	51
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
T. Skaliński, J. Szudy — Aleksander Jabłoński (1898–1980)	61
DEBATES	
Excerpts from an interview with Aleksander Jabłoński on the course of his work	69
SCIENTIFIC NEWS	
M. Sadowski — Progress in Research on Controlled Thermonuclear Fusion	75
REVIEWS	95
CHRONICLE	97