

A. Sobieszko

PTF
DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY **FIZYKI**

TOM 32
ZESZYT 6
1981

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

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr GRZEGORZ BIAŁKOWSKI

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Dr hab. JAN TÖKE

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr JACEK DWORAKOWSKI (*Częstochowa*)

Prof. dr hab. JÓZEF HELDT (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Głiwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

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

Prof. dr JACEK HENNEL (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (*Łódź*)

Doc. dr hab. JÓZEF KUSZ (*Opole*)

Doc. dr hab. TADEUSZ HILCZER (*Poznań*)

Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

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

Doc. dr hab. ŁUKASZ A. TURSKI (*Warszawa*)

Prof. dr hab. JAN MOZRZYMAS (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 32, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1981

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Wojciech Rozmus, Marek Szczekowski

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
dr *Wojciech Lenkow* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
dr *Janusz 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-Malowicz* (Szczecin)
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2415+95 egz. Ark. wyd. 7,5. Ark. druk. 5^{1/2}₁₆+1 wkł. Papier druk. sat. kl. III. 70×100, 71 g. Oddano do składania we wrześniu 1981. Podpisano do druku w grudniu 1981. Druk ukończono w lutym 1982. Zam. 476/81. K-14. Cena zł 15,—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Zdzisław M. Jarzębski

Zakład Fizyki Ciała Stałego PAN
Zabrze

Ogniwa słoneczne SIS

The Semiconductor-Insulator-Semiconductor Solar Cells

Abstract: After a brief introduction to the problems connected with research in the field of solar cell, physical principles of a new kind of SIS solar cells and their characteristics are presented. The technology of these cells is briefly described, and a review of the results of an experimental investigation of photo-voltaic effect in semiconductor-insulator-semiconductor structure is given.

1. Wstęp

Spośród wielu sposobów konwersji energii słonecznej, największe zainteresowanie wzbudza konwersja fotowoltaiczna, zachodząca w specjalnych przyrządach półprzewodnikowych zwanych ogniwami słonecznymi, których najistotniejszym elementem jest złącze *n-p* [1]¹. W takich ogniwach energia słoneczna zamienia się w energię elektryczną w sposób czysto elektronowy, bez zmian chemicznych [2].

Ogniwa słoneczne, zwłaszcza homozłączowe² ogniwa krzemowe, rozpoczęto produkować jeszcze w latach 50. w związku z badaniem i wykorzystaniem przestrzeni kosmicznej. Od tego czasu liczba publikacji poświęconych temu zagadnieniu gwałtownie wzrasta. Wiąże się to z coraz szerszym zastosowaniem ogniw słonecznych nie tylko w przestrzeni kosmicznej ale i do różnych celów ziemskich [3], a przede wszystkim z perspektywą wykorzystania energii słonecznej do wytwarzania energii elektrycznej na większą skalę. Największą przeszkodą w osiągnięciu tego celu są jednakże względy ekonomiczne [4—6]. Dlatego też obecnie głównym celem badań w tej dziedzinie jest drastyczne obniżenie kosztów produkcji ogniw słonecznych. Temu celowi służą najnowsze programy badawcze w Stanach Zjednoczonych [7] i w Europie Zachodniej [8].

W związku z tym ogromna większość prac w tej dziedzinie jest poświęcona w ostatnich latach badaniu własności różnorodnych związków półprzewodnikowych w celu znalezienia nowych, niedrogich materiałów do wytwarzania ogniw słonecznych oraz badaniom

¹ Por. także H. Rzewuski *Baterie słoneczne*, Postępy Fizyki 32, 473 (1981) — (przyp. Red.).

² Obszary typu *n* i typu *p* złącza *p-n* są wykonane z tego samego półprzewodnika, dzięki odpowiedniemu jego domieszkowaniu.

rozmaitych układów, takich jak: heterozłączone⁸ układy półprzewodnik-półprzewodnik, układy MIS (metal-izolator-półprzewodnik), i ostatnio układy SIS (półprzewodnik-izolator-półprzewodnik) [9]. Wynika to przede wszystkim z usilnych poszukiwań wydajnych, a zarazem tanich ogniw cienkowarstwowych, polikrystalicznych lub amorficznych [5, 10, 11].

Celem tego artykułu jest przedstawienie w skrócie wyników badań efektu fotowoltaicznego w układzie SIS. Układ ten jest interesujący nie tylko z punktu widzenia ogniw słonecznych, ale również w aspekcie natury fizycznej. Intensywne badania tego układu zostały rozpoczęte dopiero przed kilkoma latami i nie były jeszcze przedmiotem opracowania przeglądowego. Ogniwa słoneczne typu SIS już obecnie wykazują bardzo dobre własności i roszą duże nadzieje ich praktycznego wykorzystania.

2. Teoria ogniw SIS

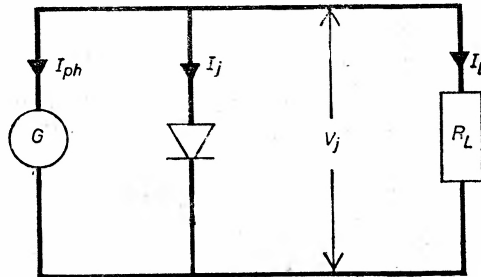
2.1. Ogniwo doskonałe

Przed przystąpieniem do omówienia właściwego zagadnienia wyjaśnimy krótko parametry i charakterystyki ogniwa doskonałego. Ogniwo doskonałym nazywamy takie ogniwo, w którym każdy pochłonięty foton o energii większej od przerwy energetycznej E_g półprzewodnika, z którego jest wykonane złącze $p-n$, wytwarza parę elektron-dziura i ta para jest następnie rozdzielona przez wewnętrzne pole elektryczne złącza. To właśnie rozdzielanie generowanych światłem par elektron-dziura przez wewnętrzne pole elektryczne złącza $p-n$ stanowi istotę efektu fotowoltaicznego.

Charakterystyka prądowo-napięciowa nieoświetlonego ogniwa doskonałego jest wyrażona wzorem [1]:

$$I_j = I_s [\exp(eV_j/kT) - 1], \quad (1)$$

gdzie I_j — gęstość prądu płynącego przez nieoświetlone złącze $p-n$ w kierunku przewodzenia, V_j — napięcie przyłożone do złącza $p-n$, a parametr materiałowy I_s , zwany gęstością odwrotnego prądu nasycenia, jest zależny zarówno od przerwy energetycznej półprzewodnika, jak i od temperatury.



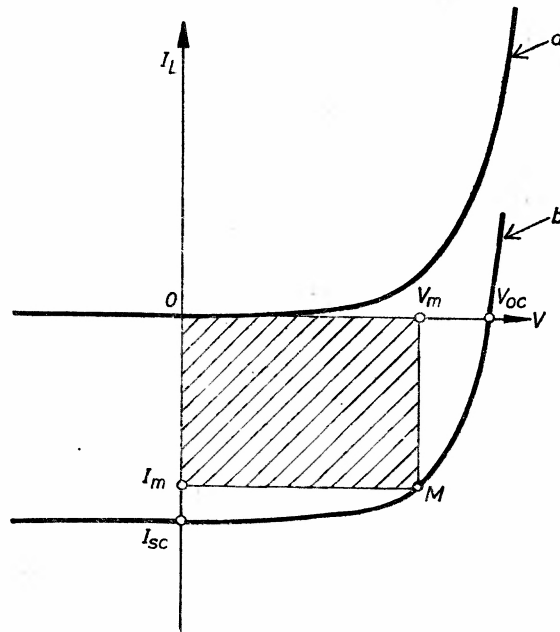
Rys. 1. Równoważny obwód elektryczny ogniwa doskonałego; G — generator fotoprądu, R_L — opór obciążenia, I_L — gęstość prądu obciążenia, I_{ph} — gęstość prądu fotoelektrycznego w kierunku zaporowym.

⁸ Złącze $p-n$ jest wykonane z dwóch różnych półprzewodników, z których jeden jest typu p , a drugi typu n .

Napisanie charakterystyki prądowo-napięciowej dla oświetlonego ogniwa doskonałego ułatwia natomiast równoważny mu obwód elektryczny, przedstawiony na rys. 1. Stosując mianowicie prawo Kirchhoffa do tego obwodu otrzymuje się następującą charakterystykę prądowo-napięciową dla takiego ogniwa

$$-I_L = I_j - I_{ph}, \quad (2)$$

gdzie I_j jest wyrażone wzorem (1). Charakterystyki prądowo-napięciowe dla ogniwa nieoświetlonego i oświetlonego są pokazane na rys. 2.



Rys. 2. Charakterystyki prądowo-napięciowe ogniwa słonecznego; a — nieoświetlonego, b — oświetlonego

Dla obwodu otwartego $I_L = 0$ i $V_j = V_{oc}$ (rys. 2), a więc z równań (1) i (2), otrzymuje się następujące wyrażenie na napięcie V_{oc} obwodu otwartego (open-circuit voltage) ogniwa doskonałego:

$$V_{oc} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{ph}}{I_s} + 1 \right) \approx \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{ph}}{I_s} \right), \quad (3)$$

ponieważ $I_{ph}/I_s \gg 1$. Napięcie to jest jednym z najważniejszych parametrów ogniwa. Natomiast przy zwarciu elektrod ogniwa ($V_j = 0$) widzimy, że $I_L = I_{ph} = I_{sc}$. Ta maksymalna wartość gęstości prądu obciążenia nazywa się gęstością prądu obwodu zwartego I_{sc} (short-circuit current density). Stanowi ona drugi ważny parametr ogniwa fotowoltaicznego.

Dla wymienionych maksymalnych wartości napięcia V_{oc} lub gęstości prądu I_{sc} moc wydzielana w obwodzie zewnętrznym jest oczywiście równa zero. Maksymalną moc ogniwa otrzymuje się dopiero przy odpowiednio dobranym oporze zewnętrznym. Właśnie

tej maksymalnej mocy odpowiada pokazany na rys. 2 punkt M o współrzędnych I_m i V_m . Moc maksymalna, równa iloczynowi $I_m \cdot V_m$, jest zawsze mniejsza od mocy idealnej $V_{oc} \cdot I_{sc}$, gdyż nie można praktycznie nigdy osiągnąć charakterystyki prostokątnej. Stosunek

$$FF = \frac{I_m V_m}{I_{sc} V_{oc}}, \quad (4)$$

nazywany współczynnikiem wypełnienia (fill factor), jest trzecim parametrem określającym własności ogniwa słonecznego.

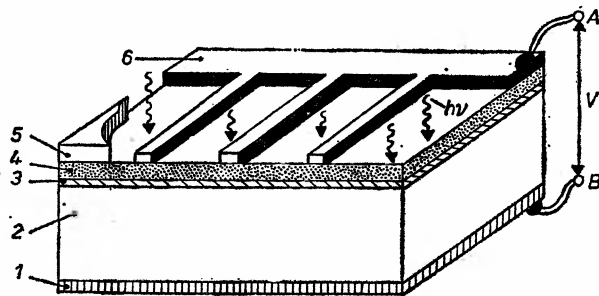
Wreszcie czwartym, najważniejszym parametrem ogniwa słonecznego jest jego wydajność η , zdefiniowana jako stosunek maksymalnej mocy $I_m \cdot V_m$ do natężenia napromieniowania E_e światła słonecznego

$$\eta = \frac{I_m \cdot V_m}{E_e} \cdot 100\% \quad (5)$$

Natężenie napromieniowania światła słonecznego jest bardzo często podawane w AMX (air mass X), gdzie $X = 1/\cos \theta$, przy czym θ oznacza kąt między dwiema prostymi, przecinającymi się w punkcie pomiaru na Ziemi, z których jedna przechodzi przez zenit, a druga przez aktualne położenie Słońca na niebie. W szczególności AM0 jest natężeniem napromieniowania powyżej atmosfery ziemskiej, a AM1 natężeniem napromieniowania w podzwrotnikowych szerokościach, gdy Słońce znajduje się w zenicie. Aktualnie przyjmuje się, że standardowa wartość dla AM0 jest $135,3 \text{ mW/cm}^2$, dla AM1 — 100 mW/cm^2 , a dla AM2 — $74,9 \text{ mW/cm}^2$.

2.2. Układ półprzewodnik tlenkowy (typu n) -izolator-półprzewodnik bazowy (typu p)

Schemat struktury ogniwa słonecznego SIS jest przedstawiony na rys. 3. Zasadniczy proces fotowoltaiczny odbywa się w półprzewodniku bazowym 2 przy udziale przezroczystej warstwy półprzewodnika tlenkowego 4, która stanowi także okno dla wpadają-



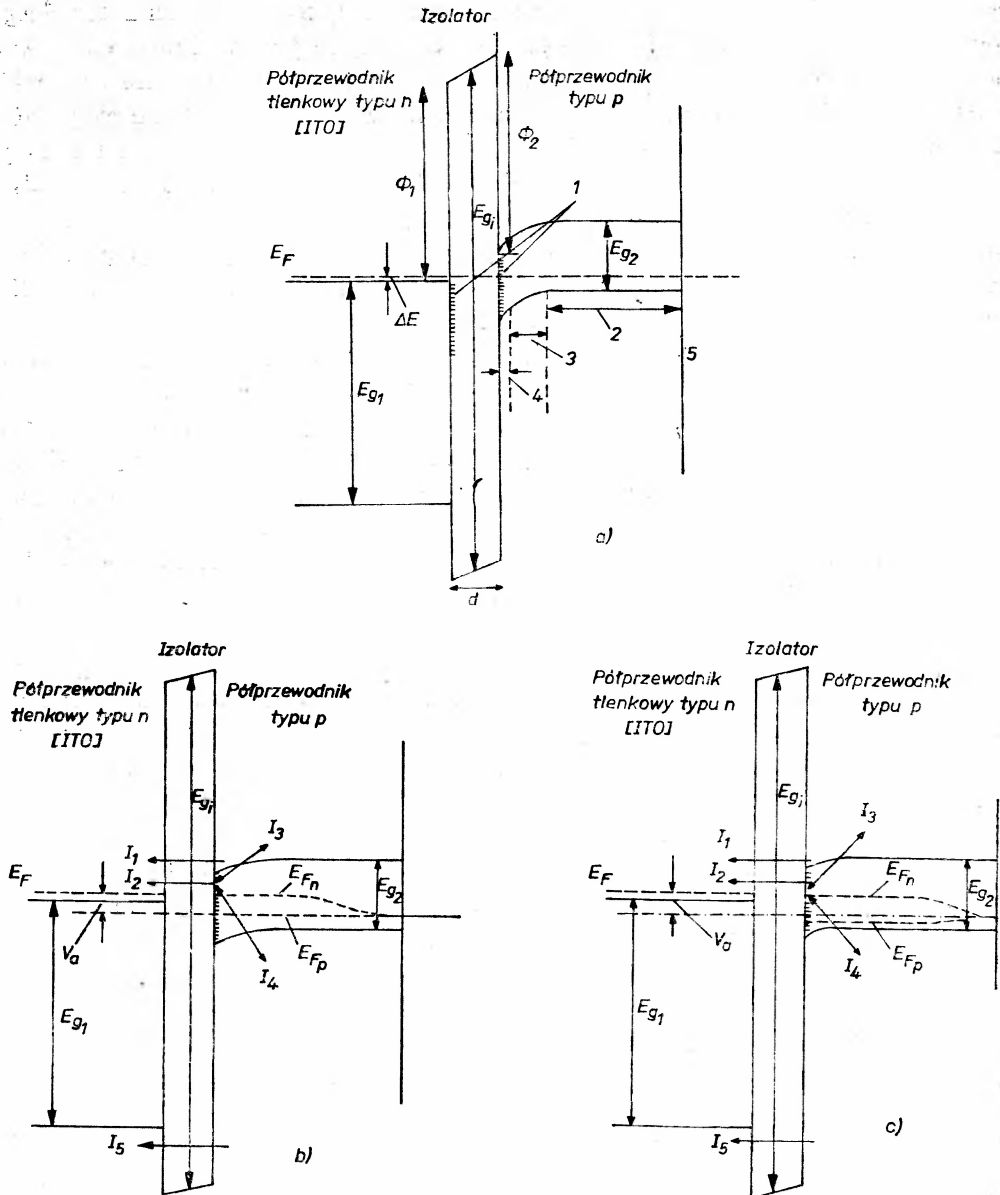
Rys. 3. Podstawowa struktura ogniwa słonecznego typu SIS; 1 — tylny elektryczny kontakt metalowy, 2 — baza (półprzewodnik typu p lub typu n), 3 — bardzo cienka warstwa izolatora tlenkowego, 4 — warstwa przezroczystego półprzewodnika tlenkowego typu n , 5 — warstwa przeciwodblaskowa, 6 — górny elektryczny kontakt metalowy (grid), $h\nu$ — padające fotony, V — napięcia fotowoltaiczne między przewodami A i B

cych do ogniwa fotonów. Baza ogniwa 2 może być w zasadzie wykonana z dowolnego półprzewodnika, oczywiście o dobranej przerwie energetycznej oraz odpowiednich parametrach materiałowych. Jako półprzewodnik tlenkowy 4 stosuje się natomiast cienkie warstwy tlenku indowo-cynowego ITO (Indium Tin Oxide) oraz dwutlenku cyny SnO_2 , które wykazują unikalne własności elektryczne i optyczne. Mianowicie ich transmisja w obszarze widzialnym widma osiąga wartości 80–90% przy jednocześnie bardzo małym oporze właściwym rzędu $10^{-4} \Omega \text{ cm}$, a ponadto mają one bardzo duże współczynniki odbicia światła w podczerwieni sięgające 90% [12]. Dotychczas największą wydajność konwersji słonecznej (10–16,5%) uzyskano w następujących układach: $n\text{-ITO}/p\text{-InP}$ [13], $n\text{-ITO}/p\text{-Si}$ [14,51] $n\text{-ITO}/n\text{-Si}$ [15] i $n\text{-SnO}_2/n\text{-Si}$ [16].

Ponieważ wymienione półprzewodniki, tlenkowy 4 i bazowy 2, różnią się znacznie zarówno strukturą krystaliczną oraz wartościami stałych sieciowych jak i wartościami współczynników rozszerzalności cieplnej, wysunięto hipotezę, że duża wydajność rozważanych ogniw słonecznych jest w istotny sposób związana z bardzo cienką (1–2 nm) warstwą izolatora 3, znajdującą się między warstwą półprzewodnika tlenkowego 4 i płytką półprzewodnika bazowego 2 [17]. Wcześniej stwierdzono, że wydajność ogniw typu MS (metal–półprzewodnik) można znacznie zwiększyć przez umieszczenie między metalem i półprzewodnikiem wystarczająco cienkiej warstwy izolatora i otrzymanie w ten sposób układu MIS [18, 19]. Przypuszcza się mianowicie, że wspomniana warstwa izolatora dopasowuje do siebie w jakiś sposób oba półprzewodniki, ale zagadnienie to nie jest jeszcze wyjaśnione. Przyjmuje się w zasadzie, że dla układów ITO/ $p\text{-Si}$ i ITO/ $p\text{-InP}$ izolatorami są odpowiednio: SiO_2 [17] i P_2O_5 [20], chociaż składy chemiczne i struktury tych bardzo cienkich warstw o grubości 1–2 nm nie są jeszcze dostatecznie znane i są zapewne znacznie bardziej złożone. Warstwy te tworzą się w procesie technologicznej obróbki powierzchni krzemu lub fosforu indu. Ponieważ warstwa izolatora jest bardzo cienka, transport nośników ładunku odbywa się przez nią dzięki kwanto-mechanicznemu efektowi tunelowemu, i jak zobaczymy później, to tunelowanie służy głównie jako kontakt omowy.

Na podstawie podobnych rozważań Shewchun, DuBow, Singh i Myszkowski [17, 20] zaproponowali w r. 1978 pierwszy model ogniwa słonecznego typu SIS, którego granicznym przypadkiem jest w pewnym sensie podany nieco wcześniej model ogniwa typu MIS [21, 22]. Zaproponowany model ogniwa SIS nie opisuje oczywiście tego układu w sensie ogólnym, ale jedynie szczególnie przypadek, interesujący z punktu widzenia ogniw słonecznych. Występujące w nim półprzewodniki są specjalnie dobrane pod względem przerw energetycznych, a ponadto przezroczysty półprzewodnik tlenkowy jest zdegenerowany, aby zapewnić dobry kontakt omowy dla kolekcji elektronów.

Prosty diagram pasm energetycznych w takim ogniwie o strukturze ITO/IS (typ p) w stanie równowagi jest przedstawiony na rys. 4a. Jak już wspomniano, autorzy założyli, że dla układów ITO/ $p\text{-Si}$ i ITO/ $p\text{-InP}$ izolatorami są odpowiednio: SiO_2 i P_2O_5 . Poza tym wysokość bariery energetycznej Φ_1 na powierzchni granicznej ITO/izolator oszacowano na 3,3 eV. Analogiczne wysokości barier Φ_2 na powierzchniach granicznych między izolatorem i krzemem lub fosforem indu ustalono odpowiednio na 3,2 eV [17] i 3,5 eV [20]. Dla przerw energetycznych SiO_2 i P_2O_5 przyjęto odpowiednio wartości: E_{gi} : 8 eV i 8,1 eV. Przerwa energetyczna E_{g_i} dla ITO jest równa ok. 3,6 eV [12], natomiast E_{g_a}



Rys. 4. Diagram pasm energetycznych w układzie ITO/IS (typ p) [17], a — w stanie równowagi, b — w przypadku napięcia zewnętrznego V_a (półprzewodnik 2 ma potencjał dodatni względem ITO) bez oświetlenia, c — przy oświetleniu ogniwa, gdy jego moc jest bliska mocy maksymalnej, 1 — stany powierzchniowe, 2 — obszar obojętny typu p, 3 — warstwa zubożona (ujemnego ładunku przestrzennego), 4 — warstwa inwersyjna typu n, 5 — metaliczny kontakt omowy, d — grubość warstwy izolatora

dla krzemu i fosforu indu wynosi odpowiednio 1,12 i 1,34 eV. Przyjęto także, iż odległość poziomu Fermiego od dolnej krawędzi pasma przewodnictwa w ITO jest równa $\Delta E = 0,1$ eV. Autorzy sądzą, że dzięki małej pracy wyjścia w ITO, a tym samym małej wyso-

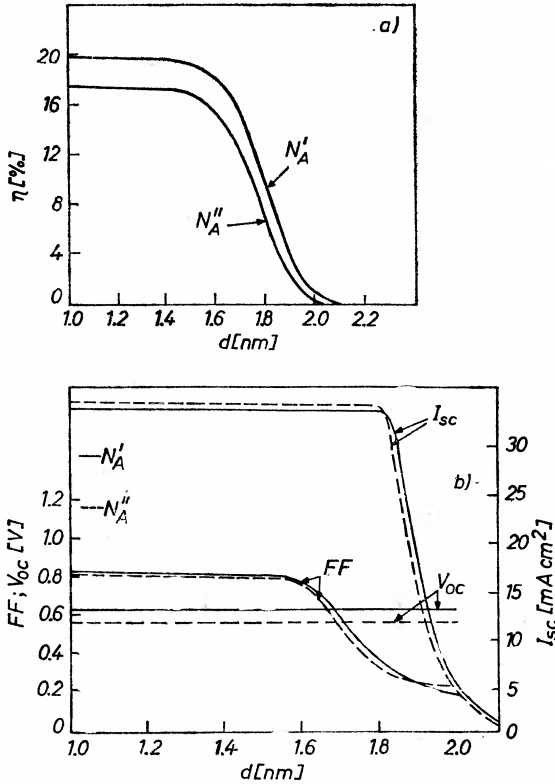
kości bariery Φ_1 , może powstać warstwa inwersyjna typu *n* na stykającej się z odpowiednim izolatorem powierzchni krzemu lub fosforu indu wytwarzając tam elektrostatyczne złącze *n-p*.

Na rysunku 4b pokazano ten sam diagram pasm energetycznych w przypadku, gdy do rozważanego ogniwa przyłożone jest napięcie V_a tak, że półprzewodnik bazowy 2 ma potencjał dodatni względem ITO. Przepływ prądów przez ogniwo jest wtedy następujący. Warstwa inwersyjna dostarcza nośników mniejszościowych (elektronów), które mogą tunelować z pasma przewodnictwa półprzewodnika bazowego 2 do ITO dając gęstość prądu I_1 . Dzięki efektowi tunelowemu, do tlenku indowo-cynowego mogą przepływać również elektrony z defektowych stanów powierzchniowych wytwarzając gęstość prądu I_2 . Z tym prądem sprzężone są jeszcze dwa prądy I_3 i I_4 wywołane wymianą nośników ładunku między odpowiednio pasmem przewodnictwa i pasmem walencyjnym półprzewodnika 2, a tymi stanami powierzchniowymi wskutek procesów rekombinacji i generacji. W ten sposób dostarczane są elektrony do stanów powierzchniowych. Szeroka przerwa energetyczna ITO blokuje przepływ tych nośników większościowych, które mogą być brane pod uwagę, tak, że można przyjąć, iż gęstość prądu I_5 z pasma walencyjnego półprzewodnika 2 do ITO jest równa zero.

Stopień tunelowania jest funkcją grubości warstwy izolatora *d*. Zauważalny prąd tunelowy może już przepływać przy grubości mniejszej od 6—7 nm. Przy dalszym zmniejszaniu *d* gęstość prądu tunelowego wzrasta do takiej wartości, przy której półprzewodnik 2 nie znajduje się już w stanie równowagi termicznej. To przejście ze stanu równowagi do stanu nierównowagi ma miejsce przy pewnej krytycznej grubości d_{kr} . Stwierdzono, że dla układu *n*-ITO/*p*-Si, d_{kr} = ok. 3 nm [17], a dla ogniwa *n*-ITO/*p*-InP, d_{kr} = ok. 3,5 nm [20]. Tak więc przy grubościach izolatora $d < d_{kr}$, rozważane ogniwo pracuje jako nierównowagowa dioda SIS i w pewnym zakresie napięcia V_a przepływający przez nią prąd nośników mniejszościowych (elektronów) jest zależny wyłącznie od procesów generacji, rekombinacji i transportu, zachodzących w półprzewodniku 2, natomiast tunelowanie elektronów przez warstwę izolatora spełnia tylko rolę kontaktu omowego. Dzieje się tak dla grubości warstwy izolatora zawartej w granicach $1 \text{ nm} < d < d_{kr}$. Przy grubościach warstwy izolatora mniejszych od 1 nm, warstwa ta staje się nieciągła i układ działa raczej jako dioda MS z barierą Schottky'ego lub jako ogniwo heterozłączone [17].

Jeżeli nośniki ładunku w półprzewodniku nie znajdują się w stanie równowagi, wtedy jak wiadomo, zamiast jednego poziomu Fermiego wprowadza się dwa quasi-poziomy Fermiego: dla elektronów E_{F_n} i dziur E_{F_p} . Zatem, gdy do rozważanego, nierównowagowego ogniwa SIS przyłoży się napięcie V_a tak, jak to pokazano na rys. 4b, wówczas quasi-poziom Fermiego dla elektronów w półprzewodniku 2 przesunie się o wartość eV_a w kierunku pasma przewodnictwa i pokryje się z poziomem Fermiego w ITO. W oświetlonym ogniwie liczba nośników w półprzewodniku 2 zwiększa się wskutek generacji par elektron — dziura przez fotony. Dlatego też wtedy ulegnie niewielkiemu przesunięciu również quasi-poziom Fermiego dla dziur, ale oczywiście w kierunku pasma walencyjnego, jak to widać na rys. 4c. Między elektrodami ogniwa wytwarza się wtedy napięcie fotowoltaiczne.

Rozszerzając procedurę obliczeniową zastosowaną wcześniej do ogniw MIS [18] Shewchun i współpracownicy [17, 20] obliczyli parametry ogniwa *n*-ITO/SiO₂/*p*-Si w funk-



Rys. 5. Teoretyczne zależności wydajności η (a) oraz gęstości prądu obwodu zwartego I_{sc} , napięcia obwodu otwartego V_{oc} i współczynnika wypełnienia FF (b) w ogniwie n -ITO/SiO₂/ p -Si od grubości warstwy izolatora d dla dwóch różnych koncentracji akceptorów $N'_A = 1,5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $N''_A = 7 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ w krzemie [17]

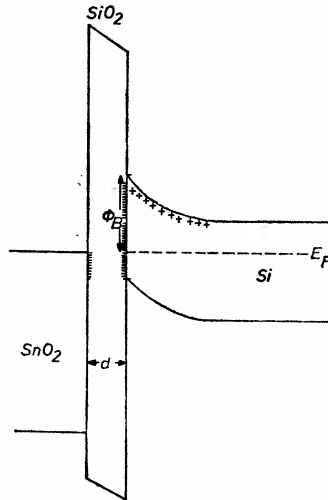
cji grubości warstwy izolatora dla dwóch różnych koncentracji akceptorów w krzemie: $N'_A = 1,5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ ($0,2\Omega \text{ cm}$) i $N''_A = 7 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ($2\Omega \text{ cm}$), natężenia napromienienia 92 mW/cm^2 , temperatury 300 K i innych parametrów zmierzonych lub oszacowanych na podstawie danych doświadczalnych. Wyniki tych obliczeń przedstawiono na rys. 5, z którego widać, że parametry ogniwa SIS — z wyjątkiem V_{oc} — są zależne w sposób decydujący od grubości warstwy izolatora. Wydajność rozważanego ogniwa jest znikoma dla grubości warstwy izolatora większych od ok. 2 nm ; przy zmniejszaniu d , szybko wzrasta, aby w zakresie $1 - 1,5 \text{ nm}$ osiągnąć plateau (ok. 20%). Z rys. 5 widać także, że wydajność ogniwa jest większa dla większej wartości koncentracji akceptorów N'_A , ale okazało się, że dla tej wartości osiąga ona maksimum, zmniejszając się znowu przy jeszcze większych wartościach N_A [17].

Analogiczne wyniki obliczeń uzyskano dla ogniwa n -ITO/P₂O₅/ p -InP, z tą różnicą, że otrzymano znacznie większą teoretyczną wydajność $\eta = 26\%$ (AM2, $74,9 \text{ mW/cm}^2$) w temperaturze pokojowej [20].

W przedziale grubości warstw izolatora, w którym uzyskuje się plateau wydajności, dla niezbyt dużych napięć V_a , otrzymano teoretycznie charakterystyki prądowo-napięciowe zgodne z równaniem (2) dla ogniwa doskonałego [17, 20].

2.3. Układ półprzewodnik tlenkowy (typu n)-izolator-półprzewodnik bazowy (typu n)

Teorię ogniwa SIS, w którym oba półprzewodniki są typu n opracowali Anderson [23] oraz Ghosh, Fishman i Feng [24, 25] na przykładzie układu n - $\text{SnO}_2/\text{SiO}_2/n$ - Si przedstawionego na rys. 6, przy założeniu, że dwutlenek cyny jest zdegenerowany. Krawędź



Rys. 6. Schemat pasm energetycznych w układzie n - $\text{SnO}_2/\text{SiO}_2/n$ - Si w stanie równowagi [24]

absorpcji podstawowej dla tego tlenku wynosi ok. 3,7 eV [12], a wartość bariery $\Phi_B = 0,8$ eV [24]. Obliczenia teoretyczne tych autorów różnią się jednakże od przedstawionej teorii Shewchuna i współpracowników. Mianowicie na podstawie badań doświadczalnych Ghosh i współpracownicy stwierdzili, że rozważane ogniwo jest w działaniu bardzo podobne do układu MIS, i sądzą, że odwrotny prąd nasycenia I_s wynika głównie ze wstrzykiwania elektronów w procesie termojonowym.

Według cytowanych autorów transport nośników ładunku w rozważanym ogniwie oświetlonym jest następujący. Generowane przez światło nośniki mniejszościowe w krzemie (dziury) dyfundują do złącza, przez które są następnie unoszone dzięki wewnętrznemu polu elektrycznemu związanemu z barierą energii potencjalnej. Z tymi dziurami rekombinują elektrony z SnO_2 , które tunelują przez warstwę izolatora do powierzchni krzemu. W ten sposób w ogniwie powstaje napięcie fotowoltaiczne, przy czym SnO_2 ma potencjał dodatni, a krzem — ujemny.

Jeżeli warstwa izolatora jest za gruba, wtedy dziury generowane wskutek absorpcji fotonów, rekombinują z elektronami krzemu i gęstość fotoprądu I_{ph} ulega zmniejszaniu. Natomiast, gdy warstwa izolatora jest za cienka, wówczas rozważane ogniwo działa jako układ MS z barierą Schottky'ego.

Napięcie obwodu otwartego dla rozważanego ogniwa, Ghosh i współpracownicy obliczyli ze wzoru (3) słusznego dla ogniwa doskonałego, zakładając, że odwrotny prąd

nasylenia I_s , jest wywołany emisją termojonową [26]. Otrzymali oni w ten sposób, przy uwzględnieniu współczynnika diodowego A , następujące wyrażenie

$$V_{oc} = A \left[\Phi_B + \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{sc}}{A^* T^2} \right) \right], \quad (6)$$

gdzie A^* oznacza efektywną stałą Richardsona, a bariera energetyczna $\Phi_B = 0,8$ eV jest wyjaśniona na rys. 6.

Przyrównując natomiast pochodną $\frac{d(IV)}{dV}$ do zera, gdzie I i V oznaczają odpowiednio gęstość prądu i napięcie w charakterystyce prądowo-napięciowej, otrzymano następujące wyrażenie na współczynnik wypełnienia FF [24, 27]

$$FF = \left(1 - \frac{1}{\alpha V_{oc}} \right) \left[1 - \frac{\ln(\alpha V_{oc})}{\alpha V_{oc}} \right], \quad (7)$$

gdzie $\alpha = e/AkT$.

Obliczone ze wzoru (6) i (7) optymalne wartości parametrów V_{oc} i FF dla ogniwa $n\text{-SnO}_2/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$ są odpowiednio równe 0,66 eV i 0,84 [25].

Przy obliczeniu gęstości prądu obwodu zwartego I_{sc} Ghosh i współpracownicy [25] przyjęli, że wszystkie fotony zaabsorbowane w warstwie zubożonej, wytwarzają pary elektron-dziura, które po rozdzieleniu się uczestniczą w fotoprądzie I_{ph} , natomiast udział nośników ładunku, generowanych w obszarze obojętnym krzemu, uwzględniono rozwiązując odpowiednie równanie dyfuzji. Otrzymana przez nich optymalna wartość I_{sc} jest równa 36 mA/cm² przy natężeniu napromieniowania równym 100 mW/cm² (AM1). Okazało się, że teoretyczna wydajność rozważanego ogniwa, obliczona na podstawie wymienionych wartości trzech parametrów, jest taka sama (20%) jak dla ogniwa $n\text{-ITO}/\text{SiO}_2/p\text{-Si}$, chociaż otrzymano ją w inny sposób.

Przedstawione dwie odmienne teorie układów SIS opisują dwa szczególne przypadki tych ogniw, w których, jak widać z tab. 1, jedynie fosforek indu ma przerwę energetyczną (1,34 eV) bliską optymalnej. Przerwa energetyczna krzemu (1,12 eV) jest trochę za mała. Ogólnie rzecz biorąc Pauwels i Vanhoutte [33] wykazali na podstawie rozważań teoretycznych, że strukturami optymalnymi mogą być tylko takie ogniwa SIS, które działają na zasadzie kolekcji nośników mniejszościowych, wzbudzanych w niezbyt silnie domieszko-

Tablica 1

Maksymalna wydajność teoretyczna i optymalna przerwa energetyczna dla ogniw homozłączowych

Autor	η_{max} [%]	E_g [eV]
Prince [28]	22,7	1,27
Loferski [29]	23,2	1,44
Rappaport [30]	24,2	1,6
Wolf [31]	23,6	1,4
De Vos [32]	22,9	1,32
Ruppel, Würfel [64]	29	1,3

wanym półprzewodniku 2 pod warunkiem, iż ten półprzewodnik absorbuje wszystkie fotony, ma optymalną przerwę energetyczną i, że wytwarza się w nim warstwa inwersyjna. W takim przypadku zgodnie z Pauwelsem i Visscherem [34] zasadnicze korzyści wynikające z istnienia warstwy izolatora w ogniwie SIS polegają właśnie na tym, że warstwa ta ułatwia inwersję półprzewodnika bazowego 2, oraz powoduje zmniejszenie stanów powierzchniowych między półprzewodnikiem bazowym 2 i tlenkowym 4, a tym samym zmniejszenie rekombinacji powierzchniowej. Tak więc odgrywa ona dokładnie tę samą rolę jak w układach MIS. Jeżeli szybkość rekombinacji powierzchniowej jest dużo mniejsza od szybkości dyfuzji nośników, wtedy ogniwo SIS zachowuje się jak ogniwo homozłączone.

W innych układach SIS, a mianowicie takich, w których działanie polega na kolekcji nośników mniejszościowych generowanych w silnie domieszkowanym półprzewodniku 4, warstwa izolatora powoduje drastyczne zmniejszenie wydajności ogniwa, gdyż wówczas nośniki mniejszościowe raczej rekombinują na powierzchni granicznej izolator-półprzewodnik niż tunelują przez tę warstwę [34].

3. Technologia ogniw SIS

Technologia ogniw SIS obejmuje trzy zasadnicze problemy, a mianowicie: 1) technologię otrzymywania monokrystalicznych lub polikrystalicznych płytek półprzewodnika bazowego, typu p lub typu n, 2) technologię nakładania cienkich warstw tlenkowych SnO_2 lub ITO na podłoże z tego półprzewodnika, oraz 3) technologię wytwarzania bardzo cienkiej warstwy izolatora o optymalnej grubości 1—1,5 nm.

Bazą ogniwa może być w zasadzie dowolny półprzewodnik o odpowiedniej przerwie energetycznej np. krzem, niektóre związki III—V, oraz II—VI i inne, a więc technologia tych materiałów jest zazwyczaj już opracowana lub też jest nadal udoskonalana raczej w związku z innymi zastosowaniami, a interesujące prace z tej dziedziny można łatwo znaleźć w licznej literaturze. Bezpośrednio z ogniwami SIS są natomiast związane dwie pozostałe technologie.

Technologie nakładania cienkich warstw tlenkowych (ITO, SnO_2) na płytkę wybranego półprzewodnika monokrystalicznego lub polikrystalicznego są stale udoskonalane [12, 35, 36], właśnie głównie w związku z zastosowaniem tych tlenków w konwersji energii słonecznej. W dotychczas publikowanych pracach, ogniwa SIS o dużej wydajności (nie mniejszej niż 10%) otrzymano przez nakładanie warstwy tlenkowej trzema metodami: metodą rozpylenia wiązką jonową [13, 14, 37—39], metodą rozpylania sprasowanego tlenku prądem wielkiej częstotliwości [38] i metodą rozpylania roztworu (spray hydrolysis) [15, 16, 40].

Rozpylanie wiązką jonową [41] różni się od konwencjonalnego rozpylania katodowego przede wszystkim tym, że jony bombardujące tarczę sprasowanego proszku tlenkowego są wytwarzane poza komorą, której warstwa jest nakładana. Dzięki temu gęstość prądu jonowego, jego kierunek i energia jonów mogą być niezależnie kontrolowane. Drugą ważną korzyścią jaką daje ta technika, jest drastyczne zmniejszenie ciśnienia gazów we wspomnianej komorze podczas nakładania warstwy.

• Jednakże wyżej wymienione metody nakładania warstw tlenkowych mają dwie istotne

wady, a mianowicie są zbyt drogie i czas nakładania warstwy jest za długi. Znacznie prostszą i tańszą metodą jest technika rozpylania roztworu (spray hydrolysis), którą stosuje się do otrzymywania warstw tlenkowych od wielu lat. Istota tej metody polega na rozpylaniu roztworu odpowiednich chlorków (np. InCl_3 i SnCl_4) na ogrzewane podłoże, na którym osadza się cienka warstwa tlenku dzięki reakcji hydrolizy. Cienkie warstwy tlenkowe otrzymane tą prostą i tanią metodą mają transmisję ok. 90% i opór elektryczny właściwy ok. $5 \times 10^{-4} \Omega \text{ cm}$ [42], podobnie jak warstwy nałożone wspomnianymi wcześniej drogimi i skomplikowanymi technikami. Natomiast szybkość nakładania warstwy tlenkowej jest około 10 razy większa w przypadku techniki rozpylania roztworu i wynosi aż 200 do 400 nm/min [42]. Również ogniwa SIS, w których warstwę tlenkową otrzymano metodą rozpylania roztworu mają podobną wydajność jak ogniwa, w których ta warstwa została nałożona techniką rozpylania wiązką jonową. Metoda rozpylania roztworu jest interesująca również z tego względu, że obecność małej ilości chloru w procesie termicznego utleniania powierzchni krzemu powoduje znaczne zmniejszenie gęstości stanów powierzchniowych, a zarazem zwiększenie czasu życia nośników mniejszościowych [43].

Technologia otrzymywania bardzo cienkiej warstwy izolatora o grubości 1–1,5 nm jest raczej trudną sztuką [65].

W przypadku ogniw *n*-ITO/*p*-InP na warstwę tlenku indowo-cynowego nakładano jeszcze warstwę przeciwo odbiciową (pokazaną na rys. 3) z fluorku magnezu MgF_2 [13], natomiast w ogniwach *n*-ITO/*p*-Si [14], *n*-ITO/*n*-Si [15] i *n*- SnO_2 /*n*-Si [16] nie nakładano specjalnej warstwy przeciwo odbiciowej; rolę tę dobrze spełniała warstwa półprzewodnika tlenkowego, która mając współczynnik załamania światła równy ok. 2 wykazuje dobre własności przeciwo odbiciowe na krzemie.

4. Wyniki badań doświadczalnych

Badania układów SIS mogą obejmować: 1) badania fizycznych własności wybranych półprzewodników, z których jest wykonana lub może być wykonana baza ogniwa; 2) badania fizycznych własności wybranych półprzewodników tlenkowych i 3) badania złącza tych półprzewodników, a zwłaszcza znajdującej się między nimi cienkiej warstwy izolatora.

Badania wymienione w punkcie 1 mogą obejmować dużą grupę rozmaitych półprzewodników, potencjalnych kandydatów do układów SIS, a dotychczas uzyskane wyniki doświadczalne można znaleźć w licznej literaturze z zakresu materiałów półprzewodnikowych. Problematyka i wyniki badań fizycznych własności półprzewodników tlenkowych są przedstawione w cytowanych pracach z zakresu technologii [12, 35, 36], struktury defektów punktowych [12, 36, 44], oraz własności elektrycznych [12, 44, 45] i optycznych [12, 46].

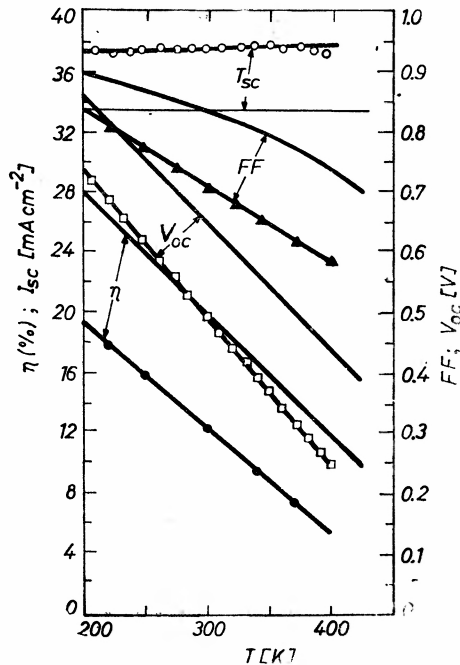
Pierwsze prace nad heterozłączowymi układami półprzewodnik tlenkowy–półprzewodnik (SnO_2/Si i CdO/Si) opublikowano w Japonii jeszcze w latach 1967–1968 [47, 48]. Od tego czasu liczba publikacji dotyczących takich heterozłącz stale wzrastała, ale dopiero w r. 1976 opublikowano pracę, w której DuBow i współpracownicy otrzymali ogniwo *n*-ITO/*p*-Si o wydajności większej niż 10% [37]. Po roku 1976 liczba publikacji z tej dziedziny gwałtownie wzrosła. Wymienione już najlepsze ogniwa słoneczne typu SIS uzyskano

Tablica 2

Parametry wybranych ogniw słonecznych typu półprzewodnik tlenkowy-półprzewodnik

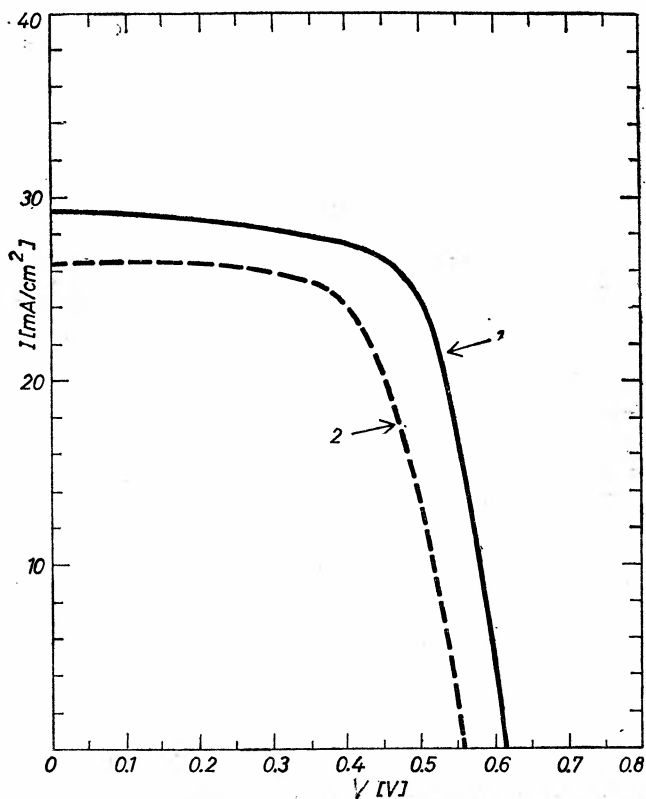
Układ	Stan krystaliczny bazy	E_{g1}/E_{g2} [eV]	V_{oc} [V]	I_{sc} [mA/cm ²]	FF	η [%]	Literatura
<i>n</i> -ITO/ <i>p</i> -InP	M	3,6/1,34	0,76	21,5	0,65	14,4 (AM2)	[13]
<i>n</i> -ITO/ <i>p</i> -Si	M	3,6/1,12	0,52	32	0,71	12,8 (92 mW/cm ²)	[14]
<i>n</i> -SnO ₂ / <i>n</i> -Si	M	3,6/1,12	0,61	29	0,68	12,3 (AM1)	[16]
<i>n</i> -ITO/ <i>n</i> -Si	M	3,6/1,12	0,52	31,5	0,70	11,5	[67]
<i>n</i> -SnO ₂ / <i>n</i> -Si	P	3,6/1,12	0,56	26,6	0,68	10,1 (AM1)	[16]
<i>n</i> -ITO/ <i>p</i> -Si	M	3,6/1,12	0,8	70	0,75	16,5 (AM1)	[51]
<i>n</i> -ITO/CuInSe ₂	M	3,6/1,01		30		8,9	[52]
<i>n</i> -ITO/CzInSe ₃	P	3,6/1,01				3,0—4,5	[52]
<i>n</i> -ITO/ <i>n</i> -CdTe	M	3,6/1,44	0,82	14,5		8	[53]
<i>n</i> -ITO/ <i>p</i> -GaAs	M	3,6/1,43	0,52	13	0,55	5 (AM2)	[54]
<i>n</i> -ZnO/ <i>p</i> -CdTe	M	3,3/1,44	0,54	19,5		8,8	[66]
<i>n</i> -SnO ₂ / <i>p</i> -Si	M	3,6/1,12				1—1,5	[56]
<i>n</i> -In ₂ O ₃ / <i>p</i> -Si	M	3,6/1,12	0,16	0,73			[54]
<i>n</i> -In ₂ O ₃ / <i>n</i> -Si	M	3,6/1,12	0,23	0,68	0,53		[55]

M — materiał monokrystaliczny, P — materiał polikrystaliczny.

Rys. 7. Teoretyczne i doświadczalne zależności wydajności η , gęstości prądu obwodu zwartego I_{sc} , napięcia obwodu otwartego V_{oc} i współczynnika wypełnienia FF od temperatury dla ogniwa ITO/SiO₂/*p*-Si [14]; punkty doświadczalne są odpowiednio zaznaczone

w Stanach Zjednoczonych [13, 14, 16, 37, 38] i we Francji [15, 40]. We wszystkich tych ogniwach baza jest monokrystaliczna, a przewodnik tlenkowy-polikrystaliczny lub amorficzny. Badania układów heterozłączowych półprzewodnik tlenkowy-półprzewodnik są nadal prowadzone w Japonii, gdzie również otrzymano ogniwa $n\text{-SnO}_2/n\text{-Si}$ o wydajności prawie równej 10% [49, 50]. Zmierzone parametry bardziej interesujących ogniw typu półprzewodnik tlenkowy-półprzewodnik zamieszczone są w tabelicy 2.

Niektóre z wyników badań doświadczalnych są pokazane na rys. 7, z którego widać, że eksperymentalne, funkcjonalne zależności parametrów ogniwa $n\text{-ITO}/p\text{-Si}$ od temperatury są analogiczne do odpowiednich zależności teoretycznych, co potwierdzałoby słuszność modelu SIS podanego przez Shewchuna i współpracowników. Trudno oczekiwać również zgodności liczbowej, tym bardziej, że zależności teoretyczne były obliczane dla natężenia napromieniowania 92 mW/cm^2 i oporu właściwego krzemu równego $0,2 \Omega \text{ cm}$, natomiast pomiary były przeprowadzone przy natężeniu napromieniowania 120 mW/cm^2 , a krzem miał opór właściwy 10 razy większy [14]. Jak widać z tabelicy 2 uzyskano także bardzo dobrą zgodność doświadczalnej wartości napięcia obwodu otwartego ($0,61 \text{ eV}$) dla ogniwa $n\text{-SnO}_2/n\text{-Si}$, w którym krzem jest monokrystaliczny, z podaną wcześniej teoretyczną wartością ($0,66 \text{ eV}$) dla ogniwa $n\text{-SnO}_2/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$.



Rys. 8. Charakterystyka prądowo-napięciowa oświetlonego ogniwa $n\text{-SnO}_2/n\text{-Si}$ [16]; 1 — dla krzemu monokrystalicznego, 2 — dla krzemu polikrystalicznego

Na szczególną uwagę zasługują ogniwa z tlenku i krzemu polikrystalicznego, których wydajność wynosi już 10% [16]. Jak widać z rys. 8 charakterystyka prądowo-napięciowa takich ogniw niewiele różni się od charakterystyki ogniw monokrystalicznych. Interesujące są również specjalne badania ogniw n -ITO/ n -Si, przeprowadzone w odpowiednim pogodomierzu (weatherometer), które wykazały, że ogniwa te są bardzo stabilne przez długi okres czasu (wiele miesięcy) i niewrażliwe na rozmaite czynniki fizyczne i chemiczne [57].

Nieznane są natomiast własności i struktura cienkiej warstwy izolatora. Analiza metodą spektroskopii Augera wykazała jednak obecność w tej warstwie dwutlenku krzemu [58] w przypadku ogniw ITO/Si, a więc podane wcześniej założenia teoretyczne są w pewnym sensie uzasadnione. Otrzymany tą metodą skład chemiczny heterozłącza ITO/InP [38] również nie jest sprzeczny z przyjętym założeniem występowania P_2O_5 w warstwie izolatora.

5. Konfrontacja ogniw SIS z innymi ogniwami i wnioski

Wiele materiałów półprzewodnikowych jest badanych w aspekcie zastosowań w ogniwach słonecznych, ale tylko z kilku z nich udało się otrzymać ogniwa o wydajności większej od 10% [9]. Należą do nich intensywnie badane od ponad 25 lat ogniwa krzemowe (homozłączone, MIS) oraz również od wielu lat intensywnie badane ogniwa z arsenku galu (homozłączone; heterozłączone w połączeniach z AlAs, $Ga_{1-x}Al_xAs$ i $Ga_{1-x}In_xP$; MIS, również jako $GaAs_{1-x}P_x/Au$). Ponadto uzyskano wydajności większe od 10% w ogniwach: p -InP/ n -CdS [5], p -CdTe/ n -CdTe [59] i p -CuInSe/ n -CdS [60]. W tej sytuacji niewątpliwie interesujące jest powiększenie tej bardzo nielicznej kolekcji ogniw o nowe, przedstawione w tym artykule układy SIS: n -ITO/ p -Si, n -ITO/ n -Si, n -SnO₂/ n -Si i n -ITO/ p -InP.

Aby wykorzystanie baterii słonecznych na szerszą skalę było opłacalne, ogniwa słoneczne muszą mieć nie tylko wydajność większą od 10%, ale powinny być stabilne przez ponad 20 lat, a ponadto muszą być tanie, i materiały, z których są wykonane, winny być dostępne praktycznie w nieograniczonych ilościach [5]. Z tego punktu widzenia najczęściej dyskutowanymi potencjalnymi kandydatami do fotowoltaicznej konwersji energii słonecznej na skalę przemysłową są ogniwa krzemowe i stosunkowo tanie cienkowarstwowe ogniwa CdS/Cu₂S, których aktualna wydajność jest większa od 8% [5, 6, 9]. Produkowane dotychczas monokrystaliczne ogniwa krzemowe spełniałyby w zasadzie wszystkie wymienione wymagania, gdyby ich koszty bardzo znacznie obniżono. Stąd tak duże zainteresowanie badaniami efektu fotowoltaicznego w krzemie polikrystalicznym lub amorficznym. Warto tutaj wspomnieć, że udało się też uzyskać wydajność większą od 10% w homozłączonych ogniwach wykonanych z krzemu polikrystalicznego [61]. Pod tym względem koszty wytwarzania ogniw SnO₂/Si i ITO/Si — zwłaszcza takich, w których warstwę tlenkową nałożono metodą rozpylania roztworu — są bardzo zmniejszone w stosunku do kosztów homozłączonych ogniw krzemowych ze złączem dyfuzyjnym. Koszty te są jeszcze bardziej obniżone, gdy baza tych ogniw jest wykonana z krzemu polikrystalicznego. Wydajność takich polikrystalicznych ogniw SnO₂/Si jest również

bardzo duża (ok. 10%) [16] rokując nadzieję znacznego jej zwiększenia w wyniku dalszych badań. Ogniwa ITO/InP są nieco droższe z powodu wyższej ceny indu. Omawiane ogniwia SIS są przy tym bardzo stabilne.

Cienkie warstwy ITO, SnO_2 i In_2O_3 mogą jednocześnie służyć jako warstwy przeciwodbiociowe w układach SIS oraz w innych ogniwach [62, 63].

Przedyskutowane ogniwia SIS o dużej wydajności nie są zapewne wyjątkami i można oczekiwać, że w wyniku następnych badań zostaną odkryte inne ogniwia SIS, których wydajność będzie również większa od 10%.

Literatura

- [1] R. A. Smith, *Półprzewodniki*, PWN, Warszawa 1966.
- [2] H. J. Hovel, w *Semiconductors and Semimetals*, t. 11, ed. R. K. Willardson, A. C. Beer, Academic Press, New York 1975.
- [3] H. J. Hovel, *Sol. Energy* **19**, 605 (1977).
- [4] W. Palz, *Solar Energy — An Economic Approach to Solar Energy*, Butterworths, London, Boston 1978.
- [5] T. J. Coutts, *Thin Solid Films* **50**, 99 (1978).
- [6] T. J. Coutts, *Phys. Technol.* **9**, 254 (1978).
- [7] L. M. Magid, w *Proc. Intern. Conf. Photovoltaic Solar Energy*, Reidel, Dordrecht 1978, str. 453.
- [8] W. Palz, R. Van Overstraeten, w [7], str. 446.
- [9] E. Bucher, *Appl. Phys.* **17**, 1 (1978).
- [10] J. I. B. Wilson, *Adv. Phys.* **27**, 365 (1978).
- [11] R. Hill, w *Thin — Film Active and Passive Devices*, ed. T. J. Coutts, Academic Press, London, New York 1978, str. 487—602.
- [12] Z. M. Jarzębski, *Phys. Status Solidi* (a), w druku (1982).
- [13] K. S. Sree Harsha, K. J. Bachmann, P. H. Schmidt, E. G. Spencer, F. A. Thiel, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 645 (1977).
- [14] J. Shewchun, J. B. DuBow, C. W. Wilmsen, R. Singh, D. Burk, J. F. Wager, *J. Appl. Phys.* **50**, 2832 (1979).
- [15] J. C. Manificier, L. Szepessy, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 459 (1977).
- [16] T. Feng, A. K. Ghosh, C. Fishman, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 266 (1979).
- [17] J. Shewchun, J. B. DuBow, A. Myszkowski, R. Singh, *J. Appl. Phys.* **49**, 855 (1978).
- [18] M. A. Green, F. D. King, J. Shewchun, *Solid-State Electron.* **17**, 551, 563 (1974).
- [19] D. R. Lillington, W. G. Townsend, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 97 (1976).
- [20] R. Singh, J. Shewchun, *J. Appl. Phys.* **49**, 4588 (1978).
- [21] R. Singh, J. Shewchun, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 512 (1976).
- [22] J. Shewchun, R. Singh, M. A. Green, *J. Appl. Phys.* **48**, 765 (1977).
- [23] R. L. Anderson, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 691 (1975).
- [24] A. K. Ghosh, C. Fishman, T. Feng, *J. Appl. Phys.* **49**, 3490 (1978).
- [25] A. K. Ghosh, C. Fishman, T. Feng, *J. Appl. Phys.* **50**, 3454 (1979).
- [26] S. M. Sze, *Physics of Semiconducting Devices*, Wiley Interscience, New York 1969, str. 379, 391.
- [27] J. J. Loferski, *Proc. IEEE* **51**, 667 (1963).
- [28] M. Prince, *J. Appl. Phys.* **26**, 534 (1955).
- [29] J. Loferski, *J. Appl. Phys.* **27**, 777 (1956).
- [30] P. Rappaport, *RCA Rev.* **20**, 373 (1959).
- [31] M. Wolf, *Proc. IRE* **48**, 1246 (1960).
- [32] A. De Vos, *Energy Convers* **16**, 67 (1976).
- [33] H. J. Pauwels, C. Vanhoutte, *J. Phys. D.* **11**, 649 (1978).
- [34] H. J. Pauwels, P. de Visschere, *Solid-State Electron.* **21**, 693 (1978)

- [35] J. L. Vossen, w *Physics of Thin Films*, t. 9, eds. G. Hass, M. H. Francombe, R. W. Hoffmann, Academic Press, New York 1977, str. 1.
- [36] Z. M. Jarzębski, J. P. Marton, *J. Electrochem. Soc.* **123**, 199c (1976).
- [37] J. B. DuBow, D. E. Burk, J. R. Sites, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 494 (1976).
- [38] K. J. Bachmann, H. Schreiber, W. R. Sinclair, P. H. Schmidt, F. A. Thiel, E. G. Spencer, G. Pasteur, W. L. Feldmann, K. Sree Harsha, *J. Appl. Phys.* **50**, 3441 (1979).
- [39] J. C. C. Fan, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 515 (1979).
- [40] J. Calderer, J. C. Manificier, L. Szepešy, J. M. Darolles, M. Perotin, *Rev. Phys. Appl.* **14**, 485 (1979).
- [41] J. M. E. Harper, w *Thin Film Processes*, eds. J. L. Vossen, W. Kern, Academic Press, New York 1978, str. 175.
- [42] J. C. Manificier, L. Szepešy, J. F. Bresse, M. Perotin, R. Stuck, *Mater. Res. Bull.* **14**, 109, 163 (1979).
- [43] R. Singh, J. Shewchun, *J. Vac. Sci. Technol.* **14**, 89 (1977).
- [44] Z. M. Jarzębski, *Oxide Semiconductors*, Pergamon Press, Oxford, New York 1973.
- [45] Z. M. Jarzębski, J. P. Marton, *J. Electrochem. Soc.* **123**, 299c (1976).
- [46] Z. M. Jarzębski, J. P. Marton, *J. Electrochem. Soc.* **123**, 333c (1976).
- [47] K. Kajiyama, Y. Furukawa, *Japan. J. Appl. Phys.* **6**, 905 (1967).
- [48] A. Kunioka, Y. Sakai, *Japan. J. Appl. Phys.* **7**, 1138 (1968).
- [49] H. Kato, A. Yoshida, T. Arizumi, *Japan. J. Appl. Phys.* **15**, 1819 (1976).
- [50] H. Kato, J. Fujimoto, T. Tanaka, A. Yoshida, T. Arizumi, *Phys. Stat. Sol. (a)* **32**, 255 (1975).
- [51] J. Shewchun, D. Burk, M. B. Spitzer, *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-27**, 705 (1980)
- [52] L. L. Kaźmierski, P. Sheldon, *Proc. 13th IEEE Photovoltaic Spec. Conf.*, IEEE, New York 1978.
- [53] A. L. Fahrenbruch, J. Aranovich, F. Courrages, S. Y. Yin, R. H. Bube, *Proc. Photovoltaic Solar Energy Conf.*, eds. A. Strub, D. Reidel, Dordrecht, Holland 1977, str. 608.
- [54] H. Matsunami, K. Oo, H. Ito, T. Tanaka, *Japan. J. Appl. Phys.* **14**, 915 (1975).
- [55] T. Nagatomo, O. Omoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **15**, 199 (1976).
- [56] S. Franz, G. Kent, R. L. Anderson, *J. Electron. Mater.* **6**, 107 (1977).
- [57] C. Fishman, A. K. Ghosh, T. Feng, *Sol. Energy Mater.* **1**, 181 (1979).
- [58] J. F. Wager, C. W. Wilmsen, *J. Appl. Phys.* **50**, 4172 (1979).
- [59] K. Yamaguchi, N. Nakayama, H. Matsumoto, S. Ikegami, *Jpn. J. Appl. Phys.* **16**, 1203 (1977).
- [60] J. L. Shay, S. Wagner, H. M. Kasper, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 89 (1975).
- [61] H. Fischer, W. Pschunder, *IEEE Trans. ED-24*, 438 (1977).
- [62] I. Chambouleyron, E. Saucedo, *Sol. Energy Mater.* **1**, 299 (1979)
- [63] H. Matsunami, S. Matsumoto, T. Tanaka, *Jpn. J. Appl. Phys.* **16**, 1491 (1977).
- [64] W. Ruppel, P. Würfel, *IEEE Trans Electron Dev.* **ED-27**, 877 (1980).
- [65] D. L. Pulfrey, *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-25**, 1308 (1978)
- [66] J. A. Aranovich, Di Golmayo, A. L. Fahrenbruch, R. H. Bube, *J. Appl. Phys.* **51** 4260 (1980),
- [67] S. Ashok, P. P. Sharma, S. J. Fonash, *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-27**, 725 (1980).

J. Andrzej Domaradzki

Instytut Geofizyki
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Łukasz A. Turski

Zakład Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa

Zjawisko Bénarda

The Bénard Effect

Abstract: This paper reviews recent state of affairs in both theoretical and experimental studies of the Bénard effect. It is argued that the Bénard phenomenon is the most versatile example of spontaneous order formation in far from equilibrium systems. Particular attention is being paid to explanation of the basic notions of instability, bifurcation and ordering phenomena.

1. Wstęp

Ostatnie dziesięciolecie przyniosło zasadniczą zmianę w ukierunkowaniu badań w dziedzinie fizyki statystycznej. Na pierwszy plan wysunęły się "zapomniane", od mniej więcej końca zeszłego stulecia, problemy związane z powstawaniem zorganizowanego — w skali makroskopowej — zachowania się układów wielu ciał. Dzięki wyjątkowo aktywnej działalności szkoły brukselskiej Ilyi Prigogine'a, szkoły stuttgarckiej Hermana Hakena i wielu innych badaczy na całym świecie, fizyka struktur dysypatywnych i synergetyka stały się burzliwe rozwijającymi się działami fizyki o typowo interdyscyplinarnym charakterze. Czasopisma naukowe pełne są mniej lub bardziej udanych prób zastosowania metod formalnych wypracowanych np. w termodynamice stanów dalekich do równowagi, do opisu układów mikrobiologicznych, skomplikowanych procesów ewolucji gatunków — ba, nawet problemów socjologicznych. Nie brak też głosów, że metody te pozwolą nam w najbliższej przyszłości opisać zjawiska biologiczne, które nazywamy życiem. Szczególnie popularna jest, głównie wśród przedstawicieli nauk нефизycznych, tzw. teoria katastrof. Teoria ta zaproponowana na początku lat siedemdziesiątych przez wybitnego matematyka francuskiego René Thoma przyciąga wielu badaczy spoza fizyki swoim urokliwym doborem terminów naukowych (np. rozmaitości metaboliczne), no i oczywiście samą swą nazwą. W odróżnieniu od teorii struktur dysypatywnych Prigogine'a [1,3] czy też synergetyki

Hakena [2] (aby nie wspomnieć już o starej termodynamice Onsagera) teoria katastrof nie znalazła dotychczas ciekawych zastosowań do opisu zjawisk fizycznych i sytuacja obecna nie jest tu zbyt optymistyczna.

Powstawanie struktur uporządkowanych w przestrzeni i w czasie jest zjawiskiem powszechnym w przyrodzie. Poza biologią, chyba najbardziej fascynującymi są procesy tworzenia się struktur uporządkowanych towarzyszące zjawiskom przemian fazowych, np. krystalizacji. Wystarczy przyjrzeć się strukturze płatków śniegu albo kwiatom szronu tworzącym się na szybach. Charakterystyczną cechą tych procesów jest to, że powstająca struktura ma bardzo niewiele wspólnego z mikroskopową strukturą układu a samo powstawanie struktury i jej własności są determinowane przez jeden (czasami kilka) z parametrów czysto makroskopowych, np. w przypadku tworzenia się płatków śniegu przez przesycanie (przechłodzenie) pary wodnej. Taka makroskopowość pozwala nam na znaczne uproszczenie opisu przebiegających zjawisk. Zwykle wystarczy bowiem posługiwać się językiem zaczerpniętym z klasycznych działów fizyki, takich jak mechanika ośrodków ciągłych, termodynamika fenomenologiczna itp., czasami tylko uzupełniając ten opis dodatkowymi informacjami uwzględniającymi bardziej mikroskopową, ale daleką od atomistycznej strukturę układów. Nawet opisując bardzo skomplikowane struktury uporządkowane, powstające, np. w momencie przełączenia się szkieł amorficznych czy też przy opisie działania lasera, wystarczy posługiwać się taką teorią fenomenologiczną. [Autorom nie są znane interesujące fizycznie przykłady powstawania struktur uporządkowanych, do opisu których potrzeba by było rozpocząć od np. przybliżonego rozwiązania równania Schrödingera.]

Jak już wspominaliśmy, istnieje wiele propozycji teorii ogólnych opisujących powstawanie i własności struktur uporządkowanych. Jak zawsze w początkowej fazie powstawania nowej dyscypliny naukowej potrzebna jest gruntowna znajomość przebiegu prostych zjawisk fizycznych, taka, która umożliwiłaby teoretykom stworzenie odpowiednika „oscylatora harmonicznego” — modelu, na którym można by testować wszystkie proponowane formalizmy i ogólne teorie. W teorii przemian fazowych ciągłych, rolę takiego oscylatora harmonicznego odgrywa dwuwymiarowy model Isinga. Model ten może być albo traktowany jako matematyczna konstrukcja — ściśle rozwiązywalna i pozwalająca dlatego na porównywanie działań metod przybliżonych — albo jako graniczny przykład prawdziwych układów fizycznych. Historycznie biorąc, przez wiele lat model Isinga był takim matematycznym modelem, jednak dziś fizycy znają również wiele układów magnetycznych dobrze opisywanych właśnie dwuwymiarowymi modelami Isinga. W teorii struktur uporządkowanych sytuacja nie jest tak dobra. Wiele zaproponowanych modeli — kandydatów na oscylator harmoniczny lub model Isinga nie spełnia pokładanych w nich nadziei, są albo zbyt trywialne matematycznie, albo zbyt odległe od jakiegokolwiek realnej sytuacji fizycznej. Ostatnich kilka lat przyniosło wielki postęp w eksperymentalnym badaniu jednej z najbardziej klasycznych struktur uporządkowanych, struktury Bénarda towarzyszącej przejściu od dyfuzyjnego do konwekcyjnego stanu transportu ciepła w warstwie cieczy podgrzewanej od dołu. Klasyczne prace doświadczalne nad zjawiskiem Bénarda wykonane w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych zostały ostatnio uzupełnione całym cyklem doświadczeń wykorzystujących nowe techniki optyczne dostępne dzięki rozwojowi laserów i elektroniki pomiarowej. Równocześnie pojawiło się wiele prac teoretycznych

analizujących różne aspekty zjawiska Bénarda. W opinii naszej właśnie zjawisko Bénarda i powstająca w nim struktura uporządkowana to najpewniejszy dziś kandydat na oscylator harmoniczny teorii powstawania struktur uporządkowanych.

Innym dobrym kandydatem, z punktu widzenia treści fizycznej i przede wszystkim zastosowań praktycznych, jest powstawanie struktur periodycznych i tworzenie się dendrytów na postępującym froncie krystalizacji. Niestety, sytuacja doświadczalna nie jest tu tak dobra jak w efekcie Bénarda, oba te zjawiska są zresztą ze sobą związane. Sytuację teoretyczną w fizyce tworzenia się struktur uporządkowanych podczas krystalizacji omawia artykuł przeglądowy J. S. Langer [4].

Inne często cytowane modele i przykłady, np. pierścienie Liseganga, "serce rtęciowe" Lipmanna, reakcje autokatalityczne np. Żabotyńskiego itp. są znacznie mniej zbadane zarówno doświadczalnie, jak i teoretycznie.

Prawdopodobnie postęp zarówno w doświadczalnym, jak i teoretycznym badaniu zjawiska Bénarda zawdzięczamy temu, że zjawisko to ma wiele cech wspólnych ze zjawiskami przemian fazowych. Ta analogia pozwala na zastosowanie wielu naszych intuicji z fizyki przemian fazowych i w pewnym sensie jest to sytuacja unikalna w fizyce struktur uporządkowanych — okazuje się, że zjawisko Bénarda da się zanalizować stosując uogólnioną teorię Landaua przemian fazowych. Nie jest to zresztą konieczne i wybitne prace hydrodynamików, pracujących od lat nad zjawiskiem Bénarda, m. in. dla potrzeb geofizyki, obywają się doskonale bez tej analogii. Właśnie dzięki pracom hydrodynamików, np. Bussego, mamy takie bogactwo wyników teoretycznych, które możemy badać doświadczalnie.

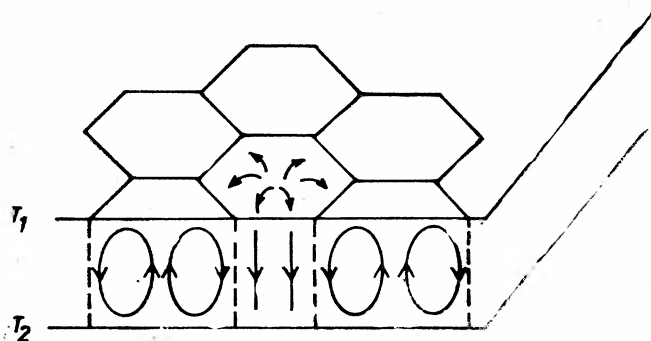
Zjawisko Bénarda można też badać korzystając z teorii struktur dysypatywnych. Taką analizę znajdzie Czytelnik w ze wszech miar na jego uwagę zasługującej monografii P. Glansdorffa i I. Prigogine'a [1].

Autorzy niniejszego artykułu uważają, że nim jednak przystąpi się do poznawania ogólnych teorii warto zapoznać się dogłębnie z fizyką zjawiska i jego konwencjonalnym opisem. Dlatego też zamiast artykułu ogólnego o powstawaniu struktur uporządkowanych i samoorganizacji postanowiliśmy napisać artykuł o zjawisku Bénarda.

2. Krótka historia problemu Bénarda

Zjawiska konwekcji w cieczach i gazach są bardzo powszechne w przyrodzie i były obserwowane od bardzo dawna. Pomimo tego, pierwsze kontrolowane doświadczenia laboratoryjne nad zjawiskiem powstawania ruchów konwekcyjnych i ich strukturą zostały przeprowadzone dopiero w 1900 roku przez francuskiego fizyka H. Bénarda [5]. W doświadczeniu Bénarda cienka warstwa płynu o grubości ok. 1 mm znajdowała się w naczyniu, którego dno stanowiła metalowa płytko o średnicy kilku centymetrów. Górna powierzchnia płynu znajdowała się w kontakcie z otaczającym powietrzem. Dno naczynia było podgrzewane i jego temperatura, która mogła być zmieniana, była wyższa niż temperatura górnej powierzchni płynu. Bénard obserwował zachowanie się płynu w zależności

od różnicy temperatur pomiędzy jego dolną i górną powierzchnią. Zaobserwował dwie różne fazy zachowania się cieczy. Jeśli różnica temperatur pomiędzy dolną i górną powierzchnią była dostatecznie mała, ciecz znajdowała się w spoczynku i nie występowały wewnątrz niej żadne makroskopowe przepływy masy. Po przekroczeniu pewnej, krytycznej, różnicy temperatur w płynie pojawiał się nagle stacjonarny, uporządkowany ruch konwekcyjny w postaci tzw. obecnie heksagonalnych komórek Bénarda. Heksagonalne komórki Bénarda wypełniały regularnie cały obszar zajmowany przez płyn, który wewnątrz każdej komórki poruszał się, wznosząc się w jej centrum i opadając na jej brzegach tak, jak to jest pokazane na rys. 1.



Rys. 1. Schematyczny obraz heksagonalnych komórek Bénarda

Piękne doświadczenia Bénarda stały się źródłem prac teoretycznych, które postawiły sobie za zadanie wyjaśnić, w oparciu o równania hydrodynamiki, zjawisko pojawienia się konwekcji komórkowej w warstwie płynu podgrzewanej od dołu. W roku 1916 Lord Rayleigh przeprowadził, korzystając z równań hydrodynamiki w przybliżeniu Boussinesq-Oberbecka, liniową analizę stabilności rozwiązywania tych równań, opisującego stan bez konwekcji dla nieograniczonej z boków warstwy cieczy podgrzewanej od dołu [6, 7, 8]. Podstawowym wynikiem liniowej analizy są następujące fakty:

1) Stabilność rozwiązywania równań hydrodynamiki opisującego stan płynu bez konwekcji rządzona jest tylko przez jeden, bezwymiarowy parametr, liczbę Rayleigha

$$Ra = \frac{\alpha g \Delta T d^3}{\kappa \nu},$$

gdzie: α — współczynnik rozszerzalności objętościowej płynu, g — przyspieszenie ziemskie, ΔT — różnica temperatur pomiędzy dolną a górną powierzchnią płynu, d — grubość warstwy, $\kappa \equiv \frac{\lambda}{\rho C_p}$ — współczynnik przewodnictwa termometrycznego, gdzie λ jest współczynnikiem przewodnictwa cieplnego, C_p — ciepłem właściwym płynu przy stałym ciśnieniu, a ρ — gęstością płynu, $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ — lepkość kinematyczna czyli iloraz lepkości objętościowej i gęstości płynu.

Liczba Rayleigha mierzy względną wartość dwóch efektów fizycznych, mających wpływ na stabilność stanu płynu bez konwekcji; sił wyporu (licznik w definicji liczby Rayleigha), które dążą do wywołania konwekcji i mają tym samym destabilizujący wpływ na stan płynu oraz procesów dysypacyjnych mających wpływ stabilizujący na stan równowagi (sił lepkości, które tłumią powstające ruchy makroskopowe płynu i przewodnictwa cieplnego zapewniającego transport ciepła bez udziału konwekcji).

Makroskopowy ruch konwekcyjny pojawia się wtedy, gdy na skutek lokalnej fluktuacji pola temperatury elementarna objętość płynu staje się lżejsza i pod wpływem sił wyporu unosi się do góry, a siły dysypatywne, tj. lepkość i przewodnictwo cieplne, nie są w stanie efektywnie wytłumić tego ruchu. Sytuacji takiej odpowiada pewna, krytyczna wartość liczby Rayleigha Ra_c .

2) Wartość krytycznej liczby Rayleigha zależy od warunków brzegowych nałożonych na powierzchnie warstwy. Gdy obie powierzchnie są swobodne, tzn. nie występują na nich siły styczne do powierzchni, wówczas $Ra_c = 657,5$. Przykładem powierzchni swobodnej jest powierzchnia rozgraniczenia dwóch różnych płynów. Gdy obie powierzchnie są sztywne, tzn. płyn przywiera do nich i nie może się po nich ślizgać $Ra_c = 1707,8$. Przykładem powierzchni sztywnej jest powierzchnia płynu w kontakcie z ciałem stałym. Gdy jedna powierzchnia jest swobodna, a druga sztywna wówczas $Ra_c = 1100,6$.

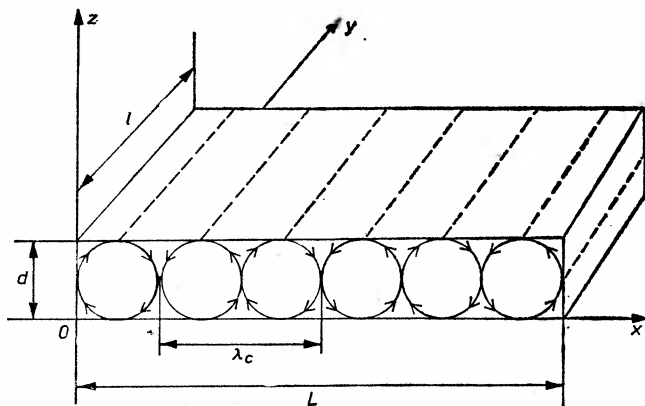
3) Struktura konwekcyjna, pojawiająca się dla $Ra = Ra_c$, ma charakter periodyczny w zmiennych horyzontalnych w płaszczyźnie warstwy, o okresie $\lambda_c = 2,016d$, gdzie d jest grubością warstwy.

Choć z liniowej teorii Rayleigha można określić warunki, w jakich pojawi się konwekcja, nie można w sposób jednoznaczny określić kształtu powstającej struktury konwekcyjnej ani wyznaczyć pól wielkości hydrodynamicznych takich jak prędkość, temperatura, ciśnienie. Argumenty symetrii pozwalają jedynie wnioskować, że podstawowa komórka konwekcyjna powinna mieć kształt, który pozwoli, przez stosowanie operacji translacji w płaszczyźnie horyzontalnej o wektor o długości λ_c , na całkowite wypełnienie obszaru zajmowanego przez płyn.

W świetle powyższych uwag jasne jest, że liniowa analiza stabilności Rayleigha nie wyjaśnia w pełni wyników eksperymentu Bénarda, w szczególności kształtu powstających komórek konwekcyjnych. Wykonane w latach pięćdziesiątych doświadczenia Blocka [9] i analiza teoretyczna Pearsona [10] pokazały, że w oryginalnym doświadczeniu Bénarda zasadniczą rolę odgrywały efekty związane z zależnością napięcia powierzchniowego od temperatury; są one odpowiedzialne za heksagonalny kształt komórek konwekcyjnych. Efekty te były całkowicie pominięte w teorii Rayleigha. W ten sposób analiza Rayleigha, choć inspirowana eksperymentami Bénarda, wyjaśniała zjawisko konwekcji, którego mechanizm był nieco inny, niż mechanizm obecny w doświadczeniach Bénarda, np. heksagonalne komórki konwekcyjne można by również obserwować pod nieobecność sił ciężenia.

Pytanie, jaki jest naprawdę kształt komórek konwekcyjnych i jakie są pola wielkości hydrodynamicznych, gdy efekty napięcia powierzchniowego są nieistotne tak, jak zakładał to Rayleigh, znajduje odpowiedź w doświadczeniach przeprowadzanych nad warstwą cieczy ograniczoną dwiema powierzchniami sztywnymi i w wynikach analizy nieliniowych równań hydrodynamiki. Doświadczenia Koschmiedera [11, 12, 13], Storka i Müllera

[14] oraz Bergé i Dubois [15] wskazują, że postać komórek konwekcyjnych zależy od kształtu naczynia, w którym umieszczona jest warstwa cieczy. W szczególności w doświadczeniu z naczyniem prostopadłościennym elementarna komórka konwekcyjna składa się z dwóch „rolek” wirujących w przeciwnych kierunkach. Oś rolek jest równoległa do krótszego boku naczynia tak, jak to pokazano na rys. 2.



Rys. 2. Schematyczny obraz struktury rolek konwekcyjnych w prostopadłościennym naczyniu, dla którego $d < l < L$

Korzystając z nieliniowych równań hydrodynamiki Schlüter, Lortz i Busse [16] znaleźli pola wielkości hydrodynamicznych dla nieskończonej warstwy cieczy w obszarze liczb Rayleigha nieco powyżej Ra_c i zbadali ich stabilność ze względu na małe zaburzenia. Wyniki ich analizy pokazują, że jedynym stabilnym rozwiązaniem nieliniowych równań hydrodynamiki jest to, które opisuje układ równoległych rolek. Podobnie Davis [17, 18] pokazał, że w naczyniu prostopadłościennym jedyną stabilną konfiguracją dopuszczalną przez równania hydrodynamiki, jest układ rolek równoległych do krótszego boku naczynia.

Porównanie z doświadczeniem przewidywań analizy zarówno zlinearyzowanych jak i nieliniowych równań hydrodynamiki, opisujących warstwę cieczy podgrzewaną od dołu, choć wykonane częściowo jeszcze przed latami siedemdziesiątymi (m. in. Koschmieder [11], Krishnamurti [19, 20]) mogło zostać wykonane w znacznie szerszym zakresie dopiero w latach siedemdziesiątych dzięki wprowadzeniu optycznych metod pomiaru prędkości hydrodynamicznej w płynach. Pomiary te wykonywane przez Bergé i Dubois [15, 21, 22], Ahlersa i Behringera [23], Golluba i współpracowników [24] nie tylko umożliwiły porównanie istniejących teorii z doświadczeniem ale także dostarczyły i ciągle dostarczają wielu nowych interesujących faktów doświadczalnych, z których wiele czeka wciąż na wyjaśnienie. Zebrany materiał doświadczalny, jak i istniejące analizy teoretyczne zjawiska Bénarda czynią zeń najlepiej poznane ze wszystkich zjawisk prowadzących do powstawania struktur uporządkowanych. W literaturze dostępne są nowe interesujące artykuły przeglądowe na temat zjawiska Bénarda, np. Normand, Pomeau, Velarde [25] i Busse [26]. Zjawisku Bénarda poświęcono dużo miejsca w monografiach Turnera [27], Josepha [28] i Gerszuniego i Żukowickiego [29].

3. Równania hydrodynamiki w przybliżeniu Boussinesq-Oberbecka i podstawowe pojęcia teorii stabilności

Z formalnego punktu widzenia zjawisko powstawania komórek Bénarda może być rozumiane jako proces, w którym stabilne dla $Ra < Ra_c$ rozwiązanie równań hydrodynamiki, opisujące stan płynu bez konwekcji, traci stabilność w punkcie $Ra = Ra_c$ i zostaje zastąpione nowym, stabilnym dla $Ra > Ra_c$ rozwiązaniem, opisującym stacjonarną konwekcję komórkową. W związku z powyższym obrazem, krótkiego omówienia wymagają stosowane w teorii zjawiska Bénarda równania i pojęcie stabilności.

Do opisu zjawisk konwekcji swobodnej używa się równań hydrodynamiki w przybliżeniu Boussinesq-Oberbecka. Idea tego przybliżenia polega na przyjęciu założenia, że efekty związane z niejednorodnościami gęstości wywołanymi różnicami temperatur w płynie są istotne tylko w wyrażeniach opisujących oddziaływanie pola gęstości z zewnętrznym polem sił, to bowiem oddziaływanie jest źródłem sił wyporu, dążących do wywołania konwekcji. W pozostałych członach równań hydrodynamiki uważa się gęstość płynu za wielkość stałą. Dodatkowo, jako równanie stanu płynu, przyjmuje się prosty, liniowy związek gęstości z temperaturą. W rezultacie otrzymuje się następujący układ równań:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1a)$$

$$\rho_0 \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla p + \rho(T) \mathbf{g} + \rho_0 \nu \nabla^2 \mathbf{v}, \quad (1b)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T = \kappa \nabla^2 T, \quad (1c)$$

$$\rho(T) = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0)]. \quad (1d)$$

Równanie (1a), w którym $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ jest polem prędkości hydrodynamicznej, jest równaniem ciągłości dla płynu nieściśliwego. Równanie (1b) jest równaniem Naviera-Stokesa. W równaniu tym ρ_0 jest gęstością płynu w pewnym wybranym punkcie, np. na dolnej powierzchni rozważanej warstwy cieczy, $p(\mathbf{r}, t)$ jest polem ciśnień, \mathbf{g} przyspieszeniem ziemskim, ν lepkością kinematyczną. Zgodnie z ideą przybliżenia, Boussinesq-Oberbecka w równaniu (1b) gęstość $\rho(T)$ w członie $\rho(T)\mathbf{g}$, jest różna od stałej i jest dana przez równ. (1a). Równanie (1c) jest równaniem przewodnictwa cieplnego, opisującego ewolucję pola temperatury $T(\mathbf{r}, t)$. Zdefiniowana w rozdziale 2 wielkość κ jest współczynnikiem przewodnictwa termometrycznego. Równanie stanu (1d) zawiera, przyjęty za stały, współczynnik rozszerzalności objętościowej płynu α . Dokładną dyskusję przybliżeń prowadzących do układu równań (1) można znaleźć u Mihaljana [30], Chandrasekhara [8] lub Trittona [31]. Problem Bénarda dla warstwy cieczy ograniczonej sztywnymi powierzchniami sprowadza się do badania rozwiązań układu równań (1) z następującymi warunkami brzegowymi

$$\begin{aligned} \mathbf{v} = 0 \text{ i } T = T_2 & \quad \text{dla } z = 0, \\ \mathbf{v} = 0 \text{ i } T = T_1 & \quad \text{dla } z = d, \end{aligned} \quad (2)$$

gdzie $T_2 > T_1$ i układ współrzędnych został tak wybrany, że oś z skierowana jest przeciwnie do kierunku pola grawitacyjnego, a warstwa cieczy ograniczona jest płaszczyznami

$z = 0$ i $z = d$. Łatwo sprawdzić, że układ (1) posiada następujące rozwiązanie, które opisuje stan spoczynku płynu, bez makroskopowych przepływów masy

$$\begin{aligned} v^{(0)} &= 0, \\ T^{(0)} &= T_2 - \frac{T_2 - T_1}{d} z \equiv T_2 - \beta z, \\ \varrho^{(0)} &= \varrho_0(1 + \alpha\beta z), \\ p^{(0)} &= p_0 - g\varrho_0(z + \frac{1}{2}\alpha\beta z^2). \end{aligned} \quad (3)$$

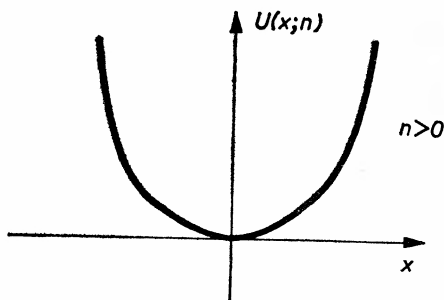
Rozwiązanie to istnieje dla wszystkich wartości różnicy $T_2 - T_1$, ale nie dla wszystkich jest ono stabilne. Okazuje się, że począwszy od pewnej wartości $T_2 - T_1$ (odpowiadającej krytycznej wartości liczby Rayleigha) pojawiają się inne stacjonarne rozwiązania układu równań (1). Rozwiązania te mają niezerowe pole prędkości $v^{(0)}$ — są to więc rozwiązania opisujące stan układu z konwekcją. Okazuje się również, że to właśnie te rozwiązania są stabilne dla liczby Rayleigha większej od Ra_c . Mamy tu więc do czynienia z sytuacją, którą matematycy nazwaliby bifurkacją rozwiązań układu równań (1).

Pojęcie stabilności i bifurkacji najłatwiej zilustrować posługując się prostym modelem z mechaniki. Rozważmy cząstkę umieszczoną w jednowymiarowym polu sił o potencjale

$$U(x; n) = x^4 + nx^2, \quad (4)$$

zależnym od parametru n .

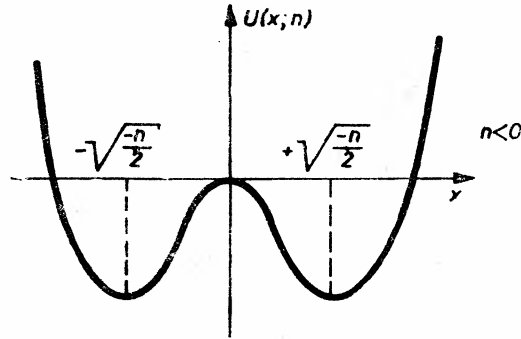
Dla $n \geq 0$ potencjał ten posiada jedyne minimum w punkcie $x_0 = 0$, będącym położeniem równowagi dla cząstki (rys. 3). Jeśli cząstka umieszczona początkowo w punkcie x_0 zo-



Rys. 3. Kształt potencjału $U(x; n) = x^4 + nx^2$ dla $n > 0$

stanie od niego nieco oddalona, to jej ruch może być dwojaki. Jeśli nie ma żadnych zjawisk tłumiących ruch, będzie ona wykonywała drgania wokół położenia równowagi o amplitudzie równej początkowemu wychyleniu. Jeśli występują zjawiska tłumiące ruch np. tarcie, drgania te zostaną wygaszone i po odpowiednio długim czasie cząstka znowu będzie spoczywała w punkcie x_0 . W pierwszym przypadku mówimy, że położenie równowagi x_0 jest stabilnym położeniem równowagi, w drugim, że jest położeniem asymptotycznie stabilnym.

Gdy parametr n przyjmuje wartość ujemną, zmienia się kształt potencjału (4). Posiada on teraz dwa minima i jedno lokalne maksimum (rys. 4).



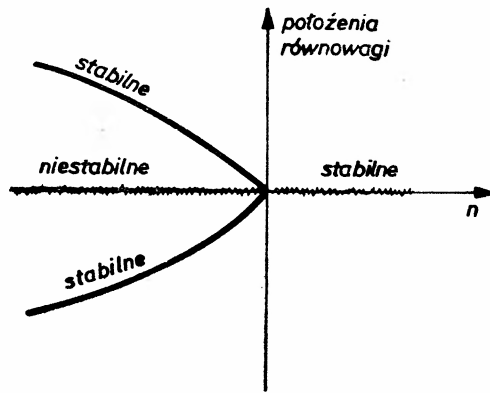
Rys. 4. Kształt potencjału $U(x; n) = x^4 + nx^2$ dla $n < 0$

Maksimum znajduje się w punkcie $x_0 = 0$, a minima w punktach $x_{1,2} = \pm\sqrt{\frac{-n}{2}}$. Podobnie jak w poprzednim przypadku ($n > 0$) punkty x_1 i x_2 są stabilnymi (lub asymptotycznie stabilnymi) położeniami równowagi. Punkt x_0 jest także położeniem równowagi ponieważ siła działająca na cząstkę w tym punkcie jest równa zero. Jednakże dowolnie małe wychylenie cząstki z tego punktu, będzie prowadziło, przynajmniej przez jakiś czas, do jej szybkiego oddalania się od x_0 . Taki punkt jest niestabilnym położeniem równowagi.

Badanie (liniowej) stabilności położen równowagi polega zatem na badaniu zachowania się układu (w naszym modelu cząstki) przy nieskończenie małym odchyleniu go od położenia równowagi. Narastanie tego odchylenia wskazuje, że położenie równowagi jest niestabilne. Przeciwnie, zanikanie lub przynajmniej nie zwiększanie się odchylenia wskazuje, że położenie równowagi jest asymptotycznie stabilne lub stabilne. Tego typu analiza oparta na badaniu nieskończenie małych zaburzeń dla niezbyt dużych czasów ma oczywiście charakter lokalny. Może się bowiem zdarzyć, że położenie równowagi stabilne w wyżej przedstawionym sensie nie będzie stabilne globalnie. Przykładowo, w naszym modelu punkt x_1 nie jest stabilny globalnie, bowiem cząstkę można, po dostarczeniu jej odpowiednio dużej energii, przerzucić do innego położenia równowagi x_2 , w którym może ona pozostawać dowolnie długo.

Zjawisko pojawiania się nowych, stabilnych położen równowagi przy zmianie parametru n to właśnie zjawisko bifurkacji rozwiązań równania $\partial U/\partial x = 0$. Przy zmianie pewnego parametru (w naszym przypadku n) — zwanego parametrem kontroli, bifurkacji lub podobnie, zamiast jednego rozwiązania równania $\partial U/\partial x = 0$ pojawiają się dwa (z dokładnością do symetrii), tj. poprzednie rozwiązanie — będące już niestabilnym i nowe stabilne rozwiązanie. Owe stabilne (do pewnej wartości parametru kontroli) rozwiązanie nazywa się często gałęzią termodynamiczną. Bifurkację można przejrzeć

opisać wykreślając zależność położenia równowagi, stabilnych i niestabilnych, od parametru n . W naszym przykładzie mamy do czynienia tylko z jedną bifurkacją dla krytycznej wartości parametru $n_c = 0$ (rys. 5).



Rys. 5. Zależność położenia równowagi od wartości parametru n . Linia falista odpowiada rozwiązaniu stabilnemu ($n > 0$) przechodzącemu w niestabilne ($n < 0$). Linie ciągłe odpowiadają dwu nowym rozwiązaniom stabilnym

4. Liniowa teoria stabilności hydrodynamicznej

Chcąc zbadać stabilność stacjonarnego rozwiązania (3) układu równań (1) należy, zgodnie z przedstawionymi poprzednio ideami, znaleźć reakcję układu na małe zaburzenia. Zaburzenia takie są zawsze obecne w płynie w postaci spontanicznych fluktuacji wielkości hydrodynamicznych. Wobec tego możemy stan układu opisany rozwiązaniem (3) z dodanymi fluktuacjami zapisać w postaci

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{v}^{(0)}(\mathbf{r}) + \delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t), \\ p &= p^{(0)}(\mathbf{r}) + \delta p(\mathbf{r}, t), \\ T &= T^{(0)}(\mathbf{r}) + \delta T(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (6)$$

gdzie zaburzenia oznaczaliśmy przez $\delta\mathbf{v}$, δp i δT .

Pełne pola hydrodynamiczne (6) powinny spełniać równania hydrodynamiki (1). Wstawiając (6) do równań (1) i, ze względu na założoną małość zaburzeń $\delta\mathbf{v}$, δp i δT , pozostawiając tylko wyrażenia liniowe w fluktuacjach, otrzymamy liniowe równania rządzące ewolucją zaburzeń. Ponieważ liniowość jest tutaj wynikiem założonej małości fluktuacji, równania te mogą być stosowane tylko w takim przedziale czasu, w którym założenie to jest prawdziwe.

W liniowej analizie stabilności podstawową rolę odgrywa pojęcie modów normalnych [8]. Dowolne zaburzenie $\delta\mathbf{v}$, δp , δT można zawsze przedstawić w postaci rozkładu na szereg (całkę) odpowiednio wybranych funkcji, tworzących zupełny układ ortonormalny. W szczególności w problemie Bénarda wygodnie jest wykorzystać rozkład Fouriera. Znając z doświadczenia własności symetrii benardowskiej struktury konwekcyjnej przypuszczamy,

że wygodnie będzie przedstawić dowolne zaburzenie $A(x, y, z, t) \equiv (\delta v, \delta p, \delta T)$ w postaci superpozycji zaburzeń periodycznych w płaszczyźnie Oxy

$$A(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y A_k(z, t) \exp [i(k_x x + k_y y)]. \quad (7)$$

Każda składowa $A_k(z, t) \exp [i(k_x x + k_y y)]$ powyższej całki fourierowskiej jest nazywana modem normalnym. Mod normalny scharakteryzowany jest wektorem falowym $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ i swą amplitudą $A_k(z, t)$. Ponieważ równania opisujące ewolucję zaburzeń $A(x, y, z, t)$ są liniowe, mody o różnych liczbach falowych \mathbf{k} nie sprzęgają się ze sobą. Wobec tego nasze równania na zaburzenia $A(x, y, z, t)$ można zastąpić szeregiem niezależnych układów równań, z których każdy będzie opisywał zachowanie się dokładnie jednego modu normalnego $A_k(z, t) \exp [i(k_x x + k_y y)]$ o wektorze falowym $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$.

Ponieważ równania ruchu dla modów A_k są pierwszego rzędu w czasie, a współczynniki w ich prawych stronach są niezależne od czasu, to można poszukiwać amplitud $A_k(z, t)$ w postaci:

$$A_k(z, t) = A_k(z) e^{p_k t}. \quad (8)$$

Zależna od wektora falowego \mathbf{k} częstość p_k jest w ogólności liczbą zespoloną

$$p_k = p_k^{(r)} + i p_k^{(i)}. \quad (9)$$

Stabilność modu o liczbie falowej \mathbf{k} zależy od znaku części rzeczywistej częstości p_k . Dla $p_k^{(r)} < 0$ rozważany mod jest tłumiony, dla $p_k^{(r)} > 0$ jego amplituda ulega wzmocnieniu. Przypadek graniczny $p_k^{(r)} = 0$ odpowiada tzw. stabilności marginalnej, kiedy to wytworzona fluktuacja ani nie narasta, ani nie zanika.

Ponieważ każde rzeczywiste zaburzenie w płynie powinno zawierać wszystkie składowe fourierowskie, celem zbadania stabilności rozwiązania równań hydrodynamiki ze względu na to zaburzenie, musimy zbadać zachowanie się każdego z modów normalnych oddzielnie. Jeśli dla wszystkich \mathbf{k} wielkość $p_k^{(r)}$ jest ujemna, wówczas nasze rozwiązanie jest stabilne ze względu na dowolne infinytezymalne zaburzenia. Jeśli natomiast dla choć jednej wartości \mathbf{k} wielkość $p_k^{(r)}$ jest dodatnia, wówczas nasze rozwiązanie jest niestabilne, a amplifikacji będzie ulegał mod odpowiadający właśnie tej wartości \mathbf{k} .

Przedstawione idee w przypadku problemu Bénarda prowadzą do następujących wyników. Rozważmy mody normalne postaci

$$\delta v = V(z) \exp [i(k_x x + k_y y) + p_k t], \quad (10a)$$

$$\delta p = P(z) \exp [i(k_x x + k_y y) + p_k t], \quad (10b)$$

$$\delta T = \theta(z) \exp [i(k_x x + k_y y) + p_k t], \quad (10c)$$

gdzie V, P, θ są funkcjami tylko zmiennej pionowej z i muszą być wyznaczone z naszych równań.

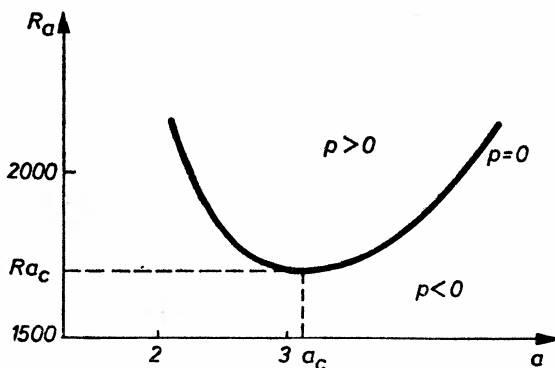
Zlinearyzowane równania hydrodynamiki, po podstawieniu do nich związków (10), zależą tylko od długości wektora falowego k

$$k = \sqrt{(k_x^2 + k_y^2)}, \quad (11)$$

a nie zależą od k_x i k_y z osobna, tj. od kierunku wektora \mathbf{k} w płaszczyźnie Oxy . Od kierunku tego nie zależy też częstość $p_k = p_k$. Dla każdego k część urojona częstości p_k jest równa zero

$$p_k^{(i)} = 0. \quad (12)$$

Wobec tego zaburzenia w płynie narastają bądź zanikają wykładniczo bez oscylacji. Częstość $p_k = p_k^{(r)}$ jest funkcją liczby Rayleigha Ra . Jeśli na płaszczyźnie zmiennych Ra i a , gdzie $a = kd$ jest bezwymiarową liczbą falową, zaznaczyć obszary, w których p_k jest odpowiednio ujemne, dodatnie i równe zero, otrzymamy następujący wykres (rys. 6).



Rys. 6. Krzywa stabilności marginalnej

Obszary stabilności i niestabilności oddzielone są od siebie krzywą stabilności marginalnej, na której $p = 0$. Dla wartości $Ra < Ra_c = 1707,8$ częstość p jest ujemna dla dowolnej wartości k . Stan układu jest stabilny. Dla $Ra = Ra_c$ niestabilne stają się wszystkie mody o wektorach falowych, których długości wynoszą $a_c = 3,117$, co odpowiada $\lambda_c = 2,016 d$. Dotychczasowy stan równowagi układu staje się niestabilny. Niestabilność modów $a_c = 3,117$ interpretuje się w teorii liniowej jako obserwowany fakt doświadczalny pojawienia się uporządkowanej struktury konwekcyjnej z długością periodyczności $\lambda_c = 2,016 d$ [$\lambda_c = (2\pi/k_c)d$]. Struktura ta określona jest przez periodyczne, stacjonarne rozwiązanie liniowych równań hydrodynamiki charakteryzujące się długością falową $\lambda_c = 2,016 d$. Dla z -owej składowej pola prędkości v_z ogólne, stacjonarne rozwiązanie tego typu jest postaci [26]

$$v_z^{(1)} = \left[\sum_{n=-N}^N c_n \exp(ik_n r) \right] f(z, k_c), \quad n \neq 0, \quad (13)$$

gdzie k_n są dowolnie skierowanymi w płaszczyźnie Oxy wektorami o długości k_c

$$|\mathbf{k}_n| = k_c. \quad (14)$$

Wielkość $f(z, k_c)$ jest amplitudą ruchu konwekcyjnego i charakteryzuje jego intensywność.

Chcąc opisać obserwowane doświadczalnie symetryczne struktury konwekcyjne przyjmuje się założenie, że kąty pomiędzy kolejnymi wektorami \mathbf{k}_n są sobie równe i $\mathbf{k}_{-n} =$

$-k_n$. Współczynniki c_n są dowolnymi liczbami zespolonymi, spełniającymi warunek normalizacji

$$\sum_{n=-N}^N |c_n|^2 = 1 \quad (15)$$

wynikający z rzeczywistości wielkości $v_z^{(1)}$ związek

$$c_{-n} = c_n^*, \quad n = 1, \dots, N, \quad (16)$$

gdzie gwiazdka oznacza sprzężenie zespolone.

W zależności od liczby modów normalnych N , uwzględnionych w rozwiązaniu (13), opisuje ono różne struktury konwekcyjne. I tak dla $N = 1$ otrzymujemy układ równoległych rolek, dla $N = 3$ układ komórek heksagonalnych.

Należy podkreślić, że ponieważ w ramach przedstawionej teorii liniowej, ze względu na warunek (11), niestabilne stają się jednocześnie wszystkie mody o długości bezwymiarowego wektora falowego $a_c = 3,117$, nie jesteśmy w stanie, na gruncie tej teorii wyodrębnić z ogólnego rozwiązania (13) tego, które odpowiada rzeczywistej sytuacji fizycznej. Wynikająca z teorii liniowej degeneracja, dopuszczająca do konkurencji wszystkie mody normalne, których wektory falowe mają długość a_c jest częściowo usuwana w ramach teorii nieliniowej.

5. Nieliniowa teoria stabilności hydrodynamicznej

Degeneracja wprowadzana przez rozwiązanie (13) ma dwojaki charakter. Po pierwsze, rozwiązanie to dopuszcza dowolne kierunki wektorów k_n . Dowolność ta dla nieskończonej warstwy cieczy nie może być usunięta, bowiem w warstwie takiej fizycznie żaden kierunek nie jest wyróżniony (dla warstwy cieczy zamkniętej w naczyniu o regularnym kształcie degeneracja ta jest częściowo usuwana, bowiem w naczyniu takim mamy zazwyczaj tylko kilka wyróżnionych kierunków). Tego typu degenerację zmniejszamy częściowo, ograniczając się do rozwiązań typu (13), w których $k_{-n} = -k_n$ i kąty pomiędzy kolejnymi wektorami k_n są sobie równe. Taka metoda zmniejszenia degeneracji jest uzasadniona fizycznie, bowiem obserwowane struktury konwekcyjne spełniają dwa powyższe warunki. Drugi rodzaj degeneracji jest wprowadzany przez dowolność wyboru liczb c_n , byleby spełniały one warunki (15) i (16). Tego typu degeneracja jest usuwana przez użycie nieliniowych równań hydrodynamiki (1). Równania te rozwiązuje się metodą perturbacyjną wprowadzoną przez Gorkova [33] i wykorzystaną później z powodzeniem przez Schlütera, Lortza i Bussego [16]. W metodzie tej zakłada się, że pola hydrodynamiczne i liczba Rayleigha mogą być rozwinięte w szereg w bezwymiarowym parametrze ε , który charakteryzuje amplitudę konwekcji

$$v_z = \varepsilon(v_z^{(1)} + \varepsilon v_z^{(2)} + \dots), \quad (17)$$

$$Ra = Ra^{(1)} + \varepsilon Ra^{(2)} + \varepsilon^2 Ra^{(3)} + \dots, \quad (18)$$

gdzie $v_z^{(1)}$ dane jest związkiem (13) i $Ra^{(1)} = Ra_c$.

Rozwinięcie takie ma oczywiście sens tylko w pobliżu punktu krytycznego $Ra = Ra_c$. Warunki rozwiązalności równań w kolejnych rzędach rachunku zaburzeń prowadzą

do wniosku, że przy regularnym rozkładzie wektorów k_n liczby c_n powinny spełniać związek

$$|c_1|^2 = |c_2|^2 = \dots = |c_n|^2 = \frac{1}{2N}, \quad (19)$$

co w znacznym stopniu usuwa opisaną wyżej degenerację. Degeneracja ta może być jeszcze bardziej zmniejszona przez zbadanie stabilności różnych stacjonarnych rozwiązań, typu (13), nieliniowych równań hydrodynamiki. Podstawowym wynikiem tej analizy jest stwierdzenie, że tylko rozwiązania odpowiadające $N = 1$ w rozwinięciu (13) są stabilne ze względu na małe zaburzenia. Wobec tego w pobliżu $Ra = Ra_c$ jedyną stabilną strukturą konwekcyjną jest układ równoległych rolek. Ze względu na pierwszy typ degeneracji kierunku rolek w nieskończonej warstwie cieczy nie jesteśmy w stanie określić.

6. Teoria Landaua-Hopfa

Należy oczekiwać, że stopniowe zwiększanie różnicy temperatur pomiędzy dolną a górną powierzchnią płynu ponad krytyczną różnicę temperatur, będzie prowadziło do wzrostu intensywności ruchu konwekcyjnego. Określenie zależności pomiędzy intensywnością ruchu konwekcyjnego a odległością od progu niestabilności mierzona wartością bezwymiarowego parametru $\varepsilon = (Ra - Ra_c)/Ra_c$ jest przedmiotem fenomenologicznej teorii Landaua-Hopfa [34]. Intensywność konwekcji mierzona jest jej amplitudą A , tzn. maksymalną wartością prędkości hydrodynamicznej wewnątrz warstwy cieczy. W problemie Bénarda amplituda, w pobliżu $Ra = Ra_c$, dla krótkich czasów zachowuje się następująco patrz wzory (8), (9) i (12)

$$A \sim e^{pt} \quad (20)$$

Przy czym dla $Ra > Ra_c$, $p > 0$, a dla $Ra < Ra_c$, $p < 0$. Amplituda A spełnia zatem równanie

$$\frac{dA}{dt} = pA. \quad (21)$$

Równanie to jest słuszne dla krótkich czasów, kiedy sama amplituda A jest jeszcze mała. W ogólności możemy prawą stronę równania (21) potraktować jako pierwszy wyraz rozwinięcia w szereg potęg A i dla dłuższych czasów, czyli większych amplitud, używać równania

$$\frac{dA}{dt} = pA + aA^2 + bA^3 + \dots \quad (22)$$

Zmiana znaku amplitudy A prowadzi do odwrócenia kierunku wszystkich prędkości w płynie. Żąda my, aby odwrócenie to nie zmieniało kształtu struktury konwekcyjnej, zastępując tylko np. rolę kręcącą się w prawo przez rolę kręcącą się w lewo. Aby tak było, równanie (22) musi być niezmiennicze ze względu na zmianę znaku amplitudy A .

Po prawej stronie równania (22) nie mogą więc pojawić się parzyste potęgi A . Z dokładnością do wyrazów w trzeciego rzędu otrzymujemy z (22) następujące równanie

$$\frac{dA}{dt} = pA + bA^3, \quad (23)$$

gdzie współczynnik b jest z żadaną dokładnością niezależny od liczby Rayleigha Ra . Równanie (23) ma następujące rozwiązanie

$$\frac{1}{A^2} = \frac{b}{p} + Ce^{-2pt}, \quad (24)$$

gdzie C jest stałą. Z równania tego od razu widać, że b musi być stałą ujemną. Dla dużych czasów otrzymujemy ($Ra > Ra_c$)

$$A \sim \sqrt{-p}. \quad (25)$$

Ponieważ częstość p jest funkcją liczby Rayleigha, w pobliżu $Ra = Ra_c$ możemy rozwinąć ją w szereg i pozostawić tylko wyrazy najniższego rzędu w potęgach $Ra - Ra_c$

$$p(Ra) = p(Ra_c) + \sim(Ra - Ra_c). \quad (26)$$

Ponieważ $p(Ra_c) = 0$, otrzymujemy ostatecznie dla małych odległości od punktu $Ra = Ra_c$ następującą zależność

$$A \sim \varepsilon^{1/2}, \quad (27)$$

gdzie $\varepsilon = (Ra - Ra_c)/Ra_c$. Rezultat (27) jest wynikiem teorii Landaua-Hopfa.

Przedstawiona powyżej wersja teorii Landaua-Hopfa została uogólniona w pracy grupy Bergé [35] na przypadek, w którym amplituda A może zależeć od zmiennych horyzontalnych $A(x, y)$.

Teoria Landaua-Hopfa powstała jako próba opisu pierwszych stadiów rozwoju turbulencji w płynach. Z formalnego punktu widzenia jest ona szczególnym przypadkiem tzw. zależnej od czasu teorii Ginzburga-Landaua znanej z teorii przemian fazowych. Fakt ten pozwala na posługiwanie się w opisie zjawiska Bénarda wielu formalnymi analogiami z przemianami fazowymi. Analogie te nie są zresztą tylko formalne.

Zacznijmy od zauważenia, że równanie (23) możemy przepisać w postaci

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{\partial U(A)}{\partial A}, \quad (28)$$

gdzie „potencjał” $U(A)$ ma postać

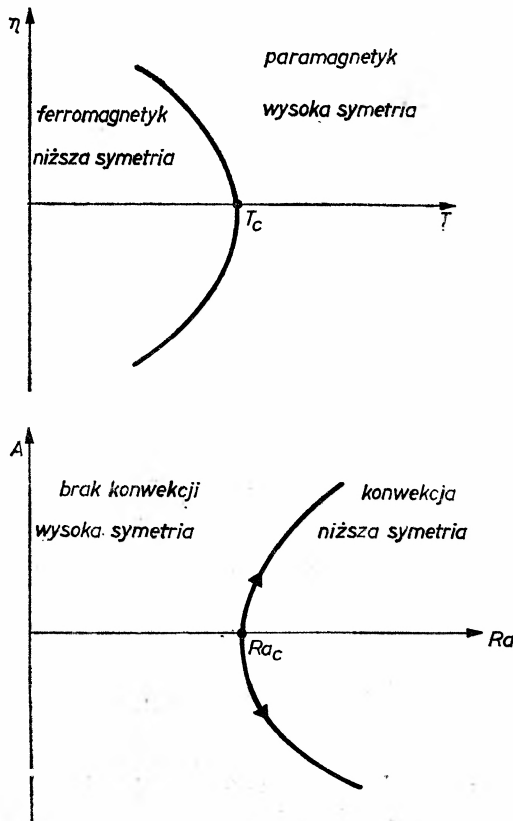
$$U(A) = -\frac{1}{2}pA^2 + \frac{1}{4}|b|A^4. \quad (29)$$

W równaniu (28) z łatwością rozpoznajemy szczególny przypadek naszego modelu mechanicznego omawianego w § 3. W istocie potencjał (29) jest identyczny z pokazanym na rys. 3 i 4 od powiednio dla $p < 0$ i $p > 0$. Analiza rozwiązań stacjonarnych równania (28) sprowadza się więc do dyskusji zachowania ekstremów potencjału podanej w § 3. Jedyne stacjonarne rozwiązanie dla $p < 0$ (tj. $\varepsilon < 0$) to $A = 0$, jest to rozwiązanie opisujące

brak konwekcji. Układ posiada wtedy wysoką symetrię. Dla $p > 0$ (tj. $\varepsilon > 0$) dwa nowe ekstrema potencjału opisują powstałą strukturę uporządkowaną — układ rolek, i układ ma już niższą symetrię niż poprzednio. Tak więc niestabilność pojawiająca się w punkcie bifurkacji rozwiązań stacjonarnych równania (28) odpowiada przejściu układu od stanu o wyższej do niższej symetrii. Innymi słowy, dla pewnej — krytycznej — wartości parametru kontroli następuje spontaniczne złamanie symetrii w układzie. Sytuacja jest tu bardzo podobna do tego co dzieje się np. w pobliżu punktu krytycznego przemiany fazowej np. paramagnetyk–ferromagnetyk. Jak wiemy przemianę taką można opisać znając zachowanie się potencjału termodynamicznego układu jako funkcji parametru uporządkowania η przy różnych wartościach temperatury. Wg takiej teorii, pochodzącej oryginalnie od Landaua i będącej uogólnieniem idei pola molekularnego Weissa czy też idei van der Waalsa, potencjał ma postać

$$\varphi(\eta) = -r\eta^2 + u_4\eta^4. \quad (30)$$

gdzie $u_4 > 0$, a r jest liniową funkcją różnicy wartości parametru kontroli — temperatury — od jej wartości krytycznej T_c , $r \sim (T_c - T)$. Dla $T > T_c$ jedynym stanem równowagi, ekstre-



Rys. 7. Porównanie diagramów bifurkacyjnych dla przejścia fazowego para-ferromagnetyk i dla zjawiska Bénarda.

malizującym φ jest $\eta = 0$. Dla $T < T_c$ pojawiają się dwa (znowu związane przez symetrię odbiciową) rozwiązania o niezerowej wartości parametru uporządkowania η . (Dla przemiany para-ferromagnetyk parametr uporządkowania to magnetyzacja.) Analogia pomiędzy przemianą w $T = T_c$ a niestabilnością Bénarda jest tu oczywista. Ważny jest też fakt, że stany o skończonej wartości η odpowiadają stanom o niższej symetrii niż te o $\eta = 0$. Korzystając z (30) możemy wykreślić teraz diagram fazowy dla przemiany para-ferromagnetyk na płaszczyźnie magnetyzacja–temperatura (parametr uporządkowania–parametr kontroli). Rys. 7 zawiera taki diagram wraz z diagramem bifurkacyjnym dla stacjonarnych rozwiązań równania Landaua-Hopfa (28).

Można dalej posuwać się w analizie własności zjawiska Bénarda korzystając z analogii do przemian fazowych. I tak np. wiemy, że w pobliżu punktu krytycznego parametr uporządkowania zależy od $(T_c - T)$ jak $\eta \sim (T_c - T)^\beta$, gdzie β jest jednym z wykładników krytycznych¹.

Teoria Landaua przewiduje, że $\beta = 1/2$. Wynik ten jest też zgodny z otrzymaną zależnością A od $(Ra - Ra_c)$ (równanie (27)). Z teorii przemian fazowych wiemy jednak, że teoria Landaua na ogół błędnie podaje wartość wykładników krytycznych i że w szczególności dla trójwymiarowych układów wykładnik powinien być bliski $5/16$, a nie $1/2$. Za te odstępstwa od teorii Landaua (odstępstwa te są i łatwo mierzalne doświadczalnie) odpowiedzialne są fluktuacje parametru uporządkowania w pobliżu punktu krytycznego. O tym, jak blisko trzeba się zbliżyć do punktu krytycznego, aby zauważyć te odstępstwa od przewidywań teorii Landaua, mówi kryterium Ginzburga [37]. Stosując to kryterium do fluktuacji amplitudy A w pobliżu punktu bifurkacji Ra_c , stwierdzamy, że teoria Landaua opisuje prawidłowo zachowanie się amplitudy A aż do $\varepsilon \sim 10^{-7}$. Dopiero dla mniejszych ε można by było zaobserwować istotne efekty fluktuacji A . Zjawisko Bénarda jest więc jednym z nielicznych przykładów „przemiany fazowej” w trójwymiarowym układzie opisywanej przez klasyczne wykładniki krytyczne.

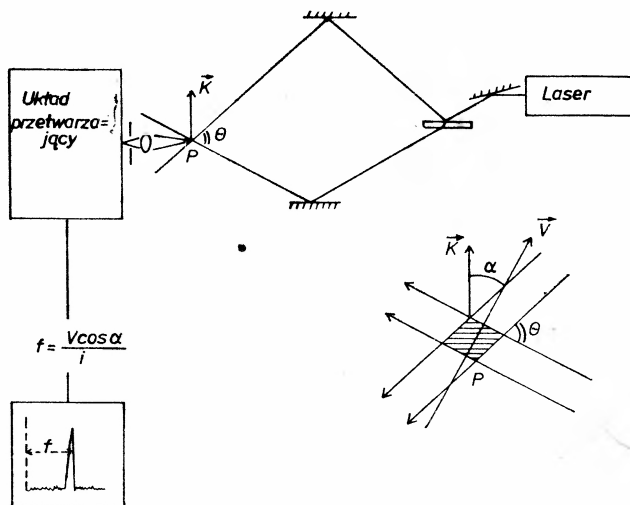
7. Wyniki doświadczalne

Przewidywania przedstawionych poprzednio teorii, opisujących efekt Bénarda, były i są weryfikowane eksperymentalnie. Szczególnie interesujące są tu eksperymenty grupy Bérge [15, 21, 22, 35, 36], których rezultaty omówimy poniżej. Ograniczymy się przy tym do wyników, opisujących zachowanie się płynu w niezbyt dużej odległości od progu niestabilności, mianowicie dla $0 < \varepsilon = (Ra - Ra_c)Ra_c \lesssim 3$. Jest to obszar wartości, w którym słuszne są omówione w poprzednich paragrafach teorie.

Płyn w doświadczeniach Bérge znajdował się pomiędzy dwiema grubymi płytkami miedzianymi odległymi o 1 cm od siebie. Ścianki boczne naczynia wykonane były z plexiglasu. Naczynie miało przekrój prostokątny o wymiarach 10×3 cm. Temperatura każdej z płytek miedzianych mogła być regulowana z dokładnością do 10^{-2} C. Zasada pomiaru prędkości hydrodynamicznej jest objaśniona na rys. 8.

Dwa promienie światła koherentnego, pochodzące z tego samego lasera, przecinają

¹ Wstęp do teorii Landaua przemian fazowych i współczesnych metod teorii tychże znaleźć może Czytelnik w książce [41], a także w artykule C. J. Thompsona, *Postępy Fizyki* 32, 241 (1981).



Rys. 8. Schemat układu eksperymentalnego używanego przez Bérge i współpracowników¹.

się w punkcie P wewnątrz cieczy. W obszarze przecięcia się promieni następuje interferencja, która prowadzi do utworzenia się płaszczyzn interferencyjnych prostopadłych do narysowanego wektora \mathbf{K} i odległych od siebie o $i = \lambda/2 \sin \frac{1}{2} \theta$, gdzie λ jest długością fali użytego lasera, a θ kątem pomiędzy promieniami. Jeśli przez obszar P porusza się cząstka prędkości V skierowanej pod kątem α do wektora \mathbf{K} , to przechodzi ona na przemian przez maksima i minima struktury interferencyjnej. Wobec tego natężenie światła rozpraszanego na cząstce zmienia się periodycznie z częstością $f = V \cos \alpha / i$. Jeśli przez obszar P porusza się wiele cząstek tak, jak ma to miejsce w rzeczywistym eksperymencie, rozpraszane przez nie światło jest modulowane z tą samą częstością $f = V \cos \alpha / i$, która może być zmierzona za pomocą odpowiedniego układu elektronicznego. Rolę cząstek rozpraszających światło pełnią zanieczyszczenia obecne w płynie. W ten sposób jesteśmy w stanie zmierzyć składową prędkość płynu $V \cos \alpha$ równoległą do wektora \mathbf{K} .

W doświadczeniach Bérge używany był olej silikonowy, którego własności fizyczne są zebrane w tabeli 1.

W doświadczeniach przeprowadzonych przez Bérge i współpracowników uzyskano następujące wyniki.

1) Przy zwiększeniu różnicy temperatur pomiędzy dolną a górną powierzchnią płynu

Tabela 1

Własności fizyczne oleju silikonowego

T (°C)	ρ (g cm ⁻³)	ν (cm ² s ⁻¹)	α (°C ⁻¹)	λ (cal cm ⁻¹ °C ⁻¹ s ⁻¹)	C_p (cal g)	κ (cm ² s ⁻¹)
25	0,960	1,056				(1,14 ± 0,02) 10 ⁻³
35	0,952	0,875	0,96 10 ⁻³	(3,7 ± 0,1) 10 ⁻⁴	0,337 ± 0,002	(1,15 ± 0,02) 10 ⁻³

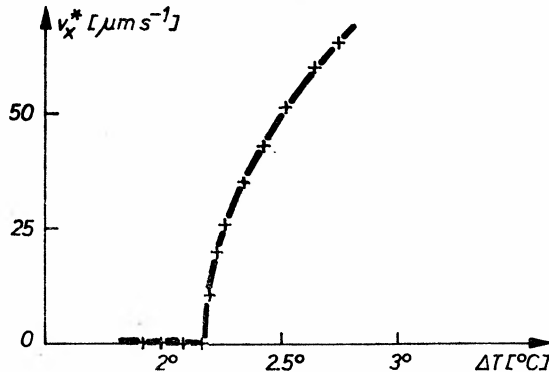
w pewnym momencie, po przekroczeniu krytycznej różnicy temperatur ΔT_c , w płynie pojawia się ruch konwekcyjny o strukturze rolek równoległych do krótszego boku naczynia. Ruch ten, dla ustalonej różnicy temperatur, jest stacjonarny. Wynik ten potwierdza analizę teoretyczną Schültera, Lortza Bussego [16] i Davisa [17], [18]. Struktura rolek jest dwuwymiarowa w tym sensie, że $v_y = 0$ i składowe prędkości hydrodynamicznej v_x i v_z nie zależą od zmiennej y (patrz rys. 2).

2) Pomiary prędkości płynu dostarczają dobrej metody znalezienia krytycznej liczby Rayleigha Ra_c , ponieważ dla krytycznej różnicy temperatur ΔT_c , pochodna

$$\left. \frac{dv}{d(\Delta T)} \right|_{\Delta T = \Delta T_c} = \infty.$$

Na rys. 9 pokazano zależność amplitudy x -owej składowej prędkości (tzn. maksimum funkcji $v_x(x, z)$ ze względu na x i z) od różnicy temperatur. Wyznaczona w ten sposób wartość krytycznej liczby Rayleigha wynosi

$$Ra_c = 1600 \pm 110. \quad (31)$$



Rys. 9. Zależność amplitudy prędkości konwekcyjnej od różnicy temperatur pomiędzy płytami miedzianymi

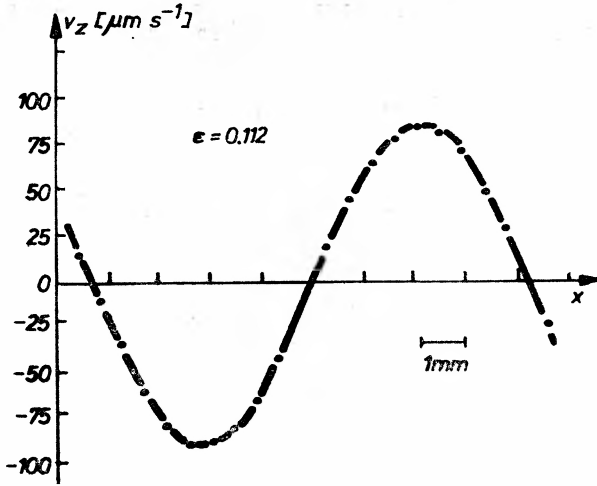
Główną przyczyną tego około 7% błędu są niedokładności, jakimi obarczone są pomiary stałych fizycznych płynu. Rezultat (31) zgadza się z przewidywaniami liniowej teorii stabilności (porównaj § 2).

3) Zmiany składowych prędkości v_x i v_z w funkcji x . Pomiary v_z wykonywane były w połowie odległości pomiędzy powierzchniami płynu, gdzie jest osiągane maksimum v_z ze względu na z . Wykres funkcji $v_z(x, \frac{d}{2})$ dla $\varepsilon = 0,122$ jest cosinusoidą (rys. 10)

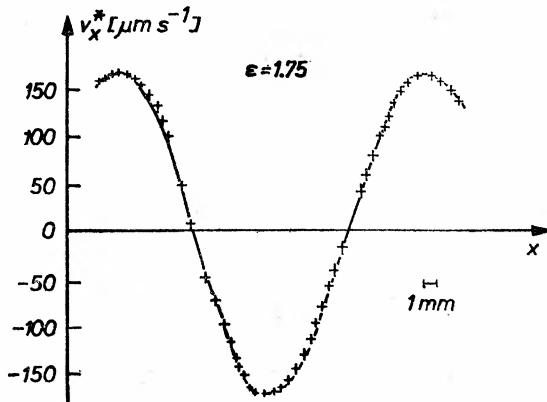
$$v_z(x) = v_z^* \cos \frac{2\pi x}{\lambda_c}, \quad (32)$$

o amplitudzie v_z^* i okresie $\lambda_c \approx 2d$. Podobnie wykreślona zależność v_x od x , dla $\varepsilon = 1,7$ jest sinusoidą o okresie λ_c (rys. 11).

$$v_x(x) = v_x^* \sin \frac{2\pi x}{\lambda_c}. \quad (33)$$



Rys. 10. Zależność amplitudy prędkości konwekcyjnej w kierunku osi z od współrzędnej horyzontalnej x .
Pomiary wykonywano dla grubości warstwy cieczy $d = 0,45$ cm

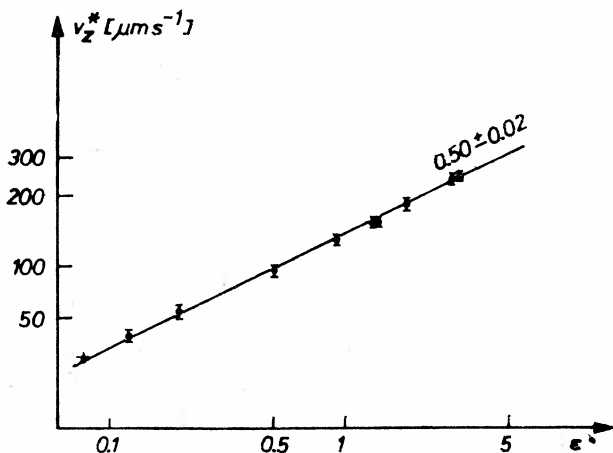


Rys. 11. Zależność amplitudy prędkości konwekcyjnej w kierunku osi x od współrzędnej horyzontalnej x .
Pomiary wykonywano dla grubości warstwy cieczy $d = 1$ cm

Pomiary x -owej składowej v_x pola prędkości wykonywane były dla $z = 0,22 d$, gdzie amplituda v_x^* osiąga wartość maksymalną. Sinusoidalna zależność v_x i v_z od zmiennej x jest pięknym potwierdzeniem teorii (rozwiązanie (13) dla $N = 1$). Z doświadczenia dodatkowo wynika, że obserwowana, charakterystyczna długość fali jest równa λ_c , długości fali modu normalnego, który traci stabilność w punkcie $Ra = Ra_c$. Ponieważ dla $Ra > Ra_c$, czyli $\varepsilon > 0$, zgodnie z teorią liniową (a także nieliniową) niestabilne powinny być także mody o długościach fali z otoczenia λ_c , opisany fakt doświadczalny obecności tylko jednego modu odpowiadającego jednej długości fali — λ_c , nie znajduje wytłumaczenia w opisanych teoriach. Do jego wyjaśnienia potrzebna jest bardziej skomplikowana analiza, która została podana przez Grahama [37] i opisuje proces niestabilności Bénarda poprzez odpowiednie równanie Fokkera-Plancka.

4) Wykonane pomiary zależności amplitud v_z^* i v_x^* od parametru ε potwierdzają w pełni przewidywania teorii Landaua-Hopfa. W przedziale $0,08 \leq \varepsilon \leq 3$ amplituda v_z^* zależy od ε w następujący sposób

$$v_z^* = (140 \pm 10) \varepsilon^{0,50 \pm 0,02} \mu\text{ms}^{-1}. \quad (34)$$

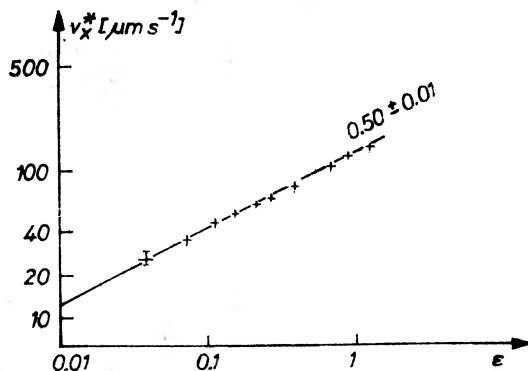


Rys. 12. Zależność amplitudy prędkości konwekcyjnej w kierunku osi z od $\varepsilon = (Ra - Ra_c)/Ra_c$. Na osiach użyto skal logarytmicznych

Wykres tej zależności przedstawiono na rys. 12. Na obu osiach użyto skali logarytmicznej.

W tym samym przedziale ε , amplitudę v_x^* można przedstawić podobnie

$$v_x^* = (132 \pm 14) \varepsilon^{0,50 \pm 0,01} \mu\text{ms}^{-1}.$$



Rys. 13. Zależność amplitudy prędkości konwekcyjnej w kierunku osi x od $\varepsilon = (Ra - Ra_c)/Ra_c$. Na osiach użyto skal logarytmicznych

Wykres tej zależności przedstawiono na rys. 13. Zgodność teorii Landaua-Hopfa z doświadczeniem jest zatem bardzo dobra. Przewidywane przez teorię odstępstwa od zależności (34) dla $\varepsilon < 10^{-7}$ leżą poza możliwością weryfikacji doświadczalnej. Porównanie

udoskonalonej teorii Landaua-Hopfa, uwzględniającej zależność amplitud od zmiennych horyzontalnych x i y , może być znaleziona w pracach [35, 36].

Przedstawione powyżej wyniki pozwalają stwierdzić, że w obszarze $0 \leq \varepsilon \leq 3$ praktycznie wszystkie fakty doświadczalne obserwowane w zjawisku Bénarda mogą być objaśnione z wysoką dokładnością w ramach istniejących teorii.

8. Konwekcja w obszarze $\varepsilon > 3$

Przedstawiliśmy te problemy pojawiające się w związku ze zjawiskiem Bénarda, które możemy obecnie uważać za dokładnie zbadane i zrozumiane. Odpowiadają one przedziałowi liczb Rayleigha określonymu nierównościami $0 \lesssim \varepsilon \lesssim 3$. Powstaje naturalne pytanie o zachowanie się warstwy płynu podgrzewanej od dołu dla wartości parametru $\varepsilon > 3$. Należy tu rozróżnić kilka obszarów ε .

1. Obszar $3 < \varepsilon \lesssim 10$ może być także opisany przy pomocy przedstawionych w niniejszym artykule teorii. Jedyną komplikacją wynika z faktu, że oprócz modów konwekcyjnych o długości fali λ_c (wzory (32) i (33)), pojawiają się dodatkowo dużo słabsze wyższe harmoniczne — mody o długościach fali $\frac{1}{2}\lambda_c$ i $\frac{1}{3}\lambda_c$ [21].

2. W obszarze wyższych liczb Rayleigha rolki stają się niestabilne i następuje przejście do stacjonarnej, trójwymiarowej struktury konwekcyjnej (Busse [26], Busse i Whitehead [38], Krishnamurti [20]). Według obliczeń numerycznych Bussego [39], struktura trójwymiarowa, dla płynów o dużych liczbach Prandtla $Pr = \nu/\kappa \approx 300$, pojawia się przy $Ra = 22600 \pm 100$.

3. Dalsze zwiększanie liczby Rayleigha, ponad $\varepsilon \approx 30$, prowadzi do konwekcji niestacjonarnej, której pierwsza faza scharakteryzowana jest pojawieniem się niewielkich obszarów w płynie, w którym następują oscylacje pól hydrodynamicznych (Bergé i Dubois [22], Ahlers i Behringer [23]). Natura tych oscylacji w chwili obecnej nie jest całkowicie jasna.

4. Dla jeszcze wyższych liczb Rayleigha, aż do $\varepsilon \approx 2000$, oscylacje stopniowo wypełniają cały obszar zajmowany przez płyn i ruch konwekcyjny wydaje się być całkowicie chaotyczny. Jednakże Bergé i Dubois [22] pokazali, że oscylacje pól hydrodynamicznych dla $\varepsilon \lesssim 2000$ mają tylko kilka dominujących różnych częstości.

5. Powyżej $\varepsilon \approx 2000$ następuje dalsza chaotyzacja ruchu konwekcyjnego, który charakteryzuje się teraz bardzo szerokim widmem dopuszczalnych częstości oscylacji pól hydrodynamicznych. Jest to obszar konwekcji turbulentnej.

Jednym z podstawowych obecnie zagadnień jest dokładne zbadanie obszaru przejścia do turbulencji (punkt 4), aby rozstrzygnąć czy przejście to następuje poprzez stopniowe pojawianie się coraz to nowych częstości oscylacji pól hydrodynamicznych (teoria Landaua-Hopfa [34]), czy też poprzez chaotyzację dynamiki układu, wynikającą z istnienia „dziwnych atraktorów” dla równań hydrodynamiki (teoria Ruella i Takensa [40]).

Należy oczekiwać, że najbliższe lata pozwolą na dokładniejsze zrozumienie tego, co się dzieje w zjawisku Bénarda w obszarach liczb Rayleigha opisanych w punktach 3—5, ponieważ problemy te są obecnie przedmiotem intensywnych prac prowadzonych przez wiele grup badawczych.

9. Zakończenie

Przedstawiony w poprzednich paragrafach przegląd zasadniczych własności zjawiska Bénarda nie jest kompletny. Pominęliśmy w nim wiele ciekawych zagadnień związanych z np.

- wpływem własności brzegów naczynia,
- wpływem własności swobodnej powierzchni,
- zjawiskiem Bénarda w mieszaninach podwójnych,
- zjawiskami Bénardo-podobnymi zachodzącymi w nieobecności sił ciężkości.

Sądzymy jednak, że Czytelnik został przekonany o tym, że zjawisko Bénarda — powstawanie przestrzennej struktury uporządkowanej — jest dobrze poznane zarówno pod względem teoretycznym, jak i doświadczalnym. Może więc być uważane za ów model Isinga teorii struktur uporządkowanych.

Sensowne granice objętościowe tego artykułu nie pozwalają na umieszczenie w nim choćby pobieżnego przeglądu możliwych zastosowań teorii zjawiska Bénarda. W fizyce atmosfery, a także w fizyce litosfery mamy wiele konkretnych przykładów realizowania się w przyrodzie sytuacji takich jak w efekcie Bénarda. Komórka Hadley'a znana z elementarnej dynamiki atmosfery jest niczym innym jak jedną zdeformowaną m. in. przez efekty obrotu ziemi rolką Bénarda. W fizyce litosfery zjawisko Bénarda i blisko z nim stowarzyszone zjawisko Taylora powstawanie uporządkowanej struktury w układzie koaksjalnie wirujących cylindrów, obszar pomiędzy którymi wypełniony jest cieczą lepką odgrywają istotną rolę w wyjaśnieniu własności dynamo odpowiedzialnego za ziemskie pole magnetyczne.

Przykładów takich można by mnożyć wiele, np. „słone paluszki” w oceanach itp. Czytelnika zainteresowanego takimi geofizycznymi zastosowaniami efektu Bénarda odsyłamy do literatury specjalistycznej, polecając przede wszystkim książkę Trittona [31].

Literatura

- [1] P. Glansdorff, I. Prigogine, *Thermodynamics of Structure, Stability and Fluctuations*, Wiley, Interscience, New York 1971.
- [2] H. Haken, *Synergetics*, Springer, New York 1977.
- [3] G. Nicolis, I. Prigogine, *Self-Organization in Non-equilibrium Systems*, Wiley, Interscience, New York.
- [4] J. S. Langer, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 1 (1980).
- [5] H. Bénard, *Rev. Gen. Sci. Pures Appl.* **11**, 1261 (1900).
- [6] Lord Rayleigh, *Philos. Mag.* **32**, 529 (1916).
- [7] B. Saltzman ed., *Theory of Thermal Convection*, Dover, New York 1962.
- [8] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Clarendon, Oxford 1961.
- [9] M. J. Block, *Nature* **178**, 650 (1956).
- [10] J. R. A. Pearson, *J. Fluid Mech.* **4**, 489 (1958).
- [11] E. L. Koschmieder, *Beitr. Phys. Atmos.* **39**, 1 (1966).
- [12] E. L. Koschmieder, *Adv. Chem. Phys.* **26**, 177 (1974).
- [13] E. L. Koschmieder, *Adv. Chem. Phys.* **32**, 109 (1975).
- [14] K. Stork, U. Müller, *J. Fluid Mech.* **54**, 599 (1972).
- [15] P. Bergé, *Fluctuations, Instabilities and Phase Transitions*, Plenum, New York 1975, str. 323.

- [16] A. Schlüter, D. Lortz, F. H. Busse, *J. Fluid Mech.* **23**, 129 (1965).
- [17] S. H. Davis, *J. Fluid Mech.* **30**, 465 (1967).
- [18] S. H. Davis, *J. Fluid Mech.* **32**, 619 (1968).
- [19] R. Krishnamurti, *J. Fluid Mech.* **33**, 457 (1968).
- [20] R. Krishnamurti, *J. Fluid Mech.* **42**, 295, 309 (1970).
- [21] M. Dubois, P. Bergé, *J. Fluid Mech.* **85**, 641 (1978).
- [22] P. Bergé, M. Dubois, *Optics Comm.* **19**, 129 (1976).
- [23] G. Ahlers, R. P. Behringer, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 712 (1978).
- [24] J. P. Gollup, S. L. Hulbert, G. M. Dolny, H. L. Swinney, *Photon Correlation Spectroscopy*, eds. H. F. Cummins, E. R. Pike, Plenum, New York 1977, str. 425.
- [25] Ch. Normand, Y. Pomeau, M. Velarde, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 581 (1977).
- [26] F. H. Busse, *Rep. Prog. Phys.* **41**, 1929 (1978).
- [27] J. S. Turner, *Buoyancy Effects in Fluids*, Cambridge University Press, Cambridge 1973.
- [28] D. D. Joseph, *Stability of Fluid Motions*, Springer-Verlag, Berlin 1976.
- [29] G. Z. Gershuni, E. M. Zhukovitskii, *Konvektivnaya ustojcivost nezhimaemoi zhidkosti*, Nauka, Moskva 1972.
- [30] J. A. Mihaljan, *Astrophys. J.* **136**, 1126 (1962).
- [31] D. J. Tritton, *Physical Fluid Dynamics*, Van Nostrand Reinhold, London 1977, str. 155.
- [32] L. S. Pontriagin, *Obiknovennie differencialnie uravnenia*, Nauka, Moskva 1974.
- [33] L. P. Gorkov, *Sov. Phys. -JETP* **6**, 311 (1957).
- [34] L. Landau, E. Lifszic, *Mechanika ośrodków ciągłych*, PWN, Warszawa 1958, str. 131.
- [35] J. Wesfreid, V. Pomeau, M. Dubois, C. Normand, P. Bergé, *J. Phys.* **39**, 725 (1978).
- [36] J. Wesfreid, P. Bergé, M. Dubois, *Phys. Rev.* **19A**, 1231 (1979).
- [37] R. Graham, *Phys. Rev.* **10A**, 1762 (1974).
- [38] F. Busse, J. A. Whitehead, *J. Fluid Mech.* **66**, 67 (1974).
- [39] F. Busse, *J. Fluid Mech.* **52**, 97 (1972).
- [40] D. Ruelle, F. Takens, *Commun. Math. Phys.* **20**, 167 (1971).
- [41] J. Klamut, K. Durczewski, J. Sznajd, *Wstęp do fizyki przejść fazowych*, Ossolineum, Wrocław 1979.

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

Józef Hurwic

Laboratoire de Diélectrochimie
 Université de Provence
 Marsylia, Francja

Willard F. Libby (1908—1980) na tle rozwoju radiochronologii**Willard F. Libby (1908—1980) and the Development of Radiochronology****1. Wstęp**

9 września 1980 r. zmarł w Los Angeles wskutek zawału płuc Willard Franck Libby — twórca radiowęglowej metody chronometrycznej. Smutny ten fakt jest okazją do przypomnienia działalności Uczzonego. Należyta ocena znaczenia opracowanej przez niego radiowęglowej, a następnie trytowej, metody ustalania wieku pewnych starych przedmiotów nie jest możliwa bez pobieżnego choćby przeglądu ogólnego radiochronologii.

Promieniotwórczość jest zjawiskiem samorzutnym przebiegającym w sposób regularny wraz z upływem czasu praktycznie niezależnie od jakichkolwiek czynników zewnętrznych. Regularność tę wyraża znany wzór wykładniczy

$$N_t = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (1.1)$$

gdzie N_0 przedstawia liczbę początkową (w chwili $t = 0$) jąder promieniotwórczych, λ jest stałą zaniku promieniotwórczego (związaną z okresem T połowicznego zaniku zależnością $\lambda = \ln 2/T$), N_t zaś stanowi liczbę jąder promieniotwórczych w chwili t . Założmy, że nuklid promieniotwórczy A przekształca się w nuklid trwały B . Jeżeli na początku nie było jąder B , ich liczba N_B w dowolnym czasie późniejszym równa się liczbie jąder A , które uległy przemianie

$$N_B = N_0 - N_t. \quad (1.2)$$

Korzystając z równania (1.1), otrzymujemy

$$N_B = N_0 [1 - \exp(-\lambda t)]. \quad (1.3)$$

W każdym z trzech naturalnych szeregów promieniotwórczych: urano-radowym, urano-aktynowym i torowym między pierwszym długożyciowym członem szeregu (A) i trwałym produktem końcowym (B) występują radionuklidy pośrednie. Stosując do każdego z nich wzór (1.1), można łatwo wykazać, że po dostatecznie długim czasie ustala się równowaga między wszystkimi członami promieniotwórczymi: liczby jąder poszczególnych radionuklidów w równowadze są proporcjonalne do ich okresów połowicznego zaniku. Rząd wielkości okresu połowicznego zaniku nuklidu A jest znacznie większy niż odpowiednie rzędy wielkości dla nuklidów pośrednich. Ich ilość mogą więc być w praktyce pominięte, a zatem wzór (1.3) można również tutaj zastosować. Dzieląc równanie (1.3) przez (1.1), otrzymujemy:

$$\frac{N_B}{N_t} = e^{\lambda t} - 1,$$

skąd

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{N_B}{N_t} + 1 \right). \quad (1.4)$$

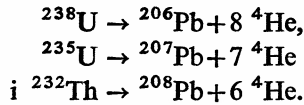
Wzór ten (w tej lub w nieco uproszczonej postaci) znajduje zastosowanie do ustalania bezwzględnej chronologii geologicznej, czyli geochronologii bezwzględnej. Terminu geochronologia po raz pierwszy użył w 1893 r. Amerykanin H. S. Williams. Geologia posługuje się również innymi metodami chronometrycznymi, w tym jednak artykule ograniczymy się, oczywiście, tylko do metod opartych na zaniku promieniotwórczym radionuklidów, bez zresztą wnikania w szczegóły techniczne. Metody radiometryczne pozwalają obliczać wiek bezwzględny (w latach) w odróżnieniu od tzw. metod stratygraficznych ustalających wiek względny, tj. jedynie względną kolejność czasową różnych wydarzeń geologicznych.

2. Zasady geochronologii radiometrycznej

Istnieje jeszcze na Ziemi kilkanaście radionuklidów pierwotnych, tj. włączonych w jej skład w czasie jej powstania. Ich okresy połowicznego zaniku są zawarte między $7 \cdot 10^8$ lat dla ^{235}U i $5 \cdot 10^{15}$ lat dla ^{142}Ce . Do celów geochronometrycznych można, rzecz jasna, korzystać w praktyce tylko z radionuklidów występujących względnie obficie w skałach. Drugim niezbędnym warunkiem jest, by ich okres połowicznego zaniku był dostatecznie krótki ($T < 10^{12}$ lat) w skali historii geologicznej Ziemi, aby zdążyły się wytworzyć dostatecznie duże ilości nuklidów pochodnych. Te dwa kryteria zmuszają do ograniczenia się do następujących radionuklidów: ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{40}K , ^{87}Rb i ^{187}Re .

Radioizotopy ^{238}U i ^{235}U wchodzą w skład około 60 minerałów, tor zaś (monoizotopowy, ^{232}Th) jest składnikiem prawie 20 minerałów [1]. Powyższe trzy radionuklidy rozpoczynają trzy naturalne szeregi promieniotwórcze. Ich produktami końcowymi

są izotopy trwale dwóch pierwiastków: helu (${}^4\text{He}$) i ołowiu (${}^{206}\text{Pb}$, ${}^{207}\text{Pb}$ i ${}^{208}\text{Pb}$) powstające według następujących schematów:



Każde z tych pierwiastków macierzystych może w sposób dwojaki służyć za podstawę datowania w zależności od tego, który z dwóch trwałych nuklidów końcowych weźmie się pod uwagę.

Rozpocznijmy od metody opartej na nagromadzeniu się ołowiu [1—3], zaproponowanej w 1907 r. przez radiochemika Boltwooda [4], według sugestii Rutherforda [5]. Boltwood nie rozróżniał, oczywiście, poszczególnych izotopów, których istnienie odkryto dopiero w r. 1913. Wiek minerału zawierającego uran lub tor można wyznaczyć według jednego z trzech następujących stosunków: ${}^{206}\text{Pb}/{}^{238}\text{U}$, ${}^{207}\text{Pb}/{}^{235}\text{U}$ lub ${}^{208}\text{Pb}/{}^{232}\text{Th}$, posługując się wzorem (1.4). Można tu jeszcze dorzucić czwarty stosunek, ${}^{207}\text{Pb}/{}^{206}\text{Pb}$, który również zależy od tego, w jakim czasie powstał badany minerał, gdyż szybkości zaniku ${}^{235}\text{U}$ i ${}^{238}\text{U}$ nie są jednakowe. Do wyznaczania zawartości uranu, toru lub ołowiu w próbce stosuje się różne metody chemii analitycznej, od 1930 r. zaś użycie spektrometru mas pozwala badać skład izotopowy uranu i ołowiu [6]. W sytuacji idealnej, gdy minerał w ciągu całej swej historii stanowił układ zamknięty, wszystkie cztery powyższe stosunki dają ten sam wiek. Najczęściej jednak otrzymuje się pewną rozbieżność wyników. Na podstawie zawartości izotopu nieradiogenicznego ${}^{204}\text{Pb}$ można wprowadzić poprawkę do wyniku oznaczenia. Szczegółową analizę różnych źródeł błędów w datowaniu skał metodą ołowiową podał w r. 1956 Wetherill [7], a później Ulrych i Reynolds [8] opracowali metodę, zwaną metodą izochron, pozwalającą wyeliminować błędy wynikające z ucieczki izotopu promieniotwórczego lub ucieczki izotopu radiogenicznego. Technika analityczna wymaga niezwyklej staranności. Gdy oznacza się śladowe ilości ołowiu, wystarczy obecność znikomej ilości czteroetylku ołowiu w spalinach samochodu przejeżdżającego w pobliżu aparatury pomiarowej, by zafałszować wyniki. Opisaną metodę stosuje się nie tylko w ścisłej geochronologii, lecz również do ustalania wieku meteorytów [9, 10].

Sytuacja jest zupełnie odmienna, gdy minerał ołowiowy, na przykład galena (PbS), nie zawiera pierwiastka macierzystego ołowiu, tj. ani uranu, ani toru, od których się wyodrębnił w przeszłości mniej lub bardziej odległej. Ilość pierwotnego izotopu nieradiogenicznego ${}^{204}\text{Pb}$ w skorupie ziemskiej nie ulega zmianom, podczas gdy ilości izotopów radiogenicznych ${}^{206}\text{Pb}$, ${}^{207}\text{Pb}$ i ${}^{208}\text{Pb}$ stale wzrastają. W rezultacie skład izotopowy ołowiu w galenie zależy od wieku minerału. Od momentu jego mineralizacji, tj. od chwili oddzielenia się od uranu i toru, jego skład nie ulega więcej zmianom. Im później to nastąpiło, tym więcej zawiera on radiogenicznych izotopów ołowiu. Poniższa tablica według danych Winogradowa [11] ilustruje tę zależność: minerały młodsze zawierają większe ilości radiogenicznych izotopów ołowiu.

Przez ekstrapolację można znaleźć czas, w którym ilość jednego z radiogenicznych izotopów ołowiu na Ziemi wynosiła zero. Obliczenie takie, wykonane przez Collinsa, Russela i Farquhara [12], prowadzi do wniosku, że izotop 207 nie istniał w ołowiu naturalnym w czasach poprzedzających naszą epokę o 3—3,5 mld lat. Zanik ${}^{235}\text{U}$, z którego

Skład izotopowy ołowiu w minerałach w zależności od jego wieku

Wiek minerału ołowiu w mln lat	Zawartość względna poszczególnych izotopów ołowiu			
	204	206	207	208
25—180	1	18,45	15,64	38,34
200—260	1	18,11	15,55	38,24
280—400	1	17,17	15,46	37,00
600—1200	1	16,48	15,39	36,00
1400—2000	1	15,36	15,25	34,77
> 2000	1	14,10	14,91	34,05

pochodzi ^{207}Pb , nie mógł więc trwać na Ziemi dłużej niż 3,5 mld lat. W ten sposób na tyle oceniono wiek naszej planety. Ocena, przeprowadzona w 1956 r. w California Institute of Technology przez Claire'a Pattersona ze współpracownikami [13], którzy korzystali z wyników pomiarów dotyczących meteorytów, daje wartość 4,55 mld lat z błędem nie przekraczającym 70 mln lat. Wynik ten potwierdził później Tatsumoto ze współpracownikami [14].

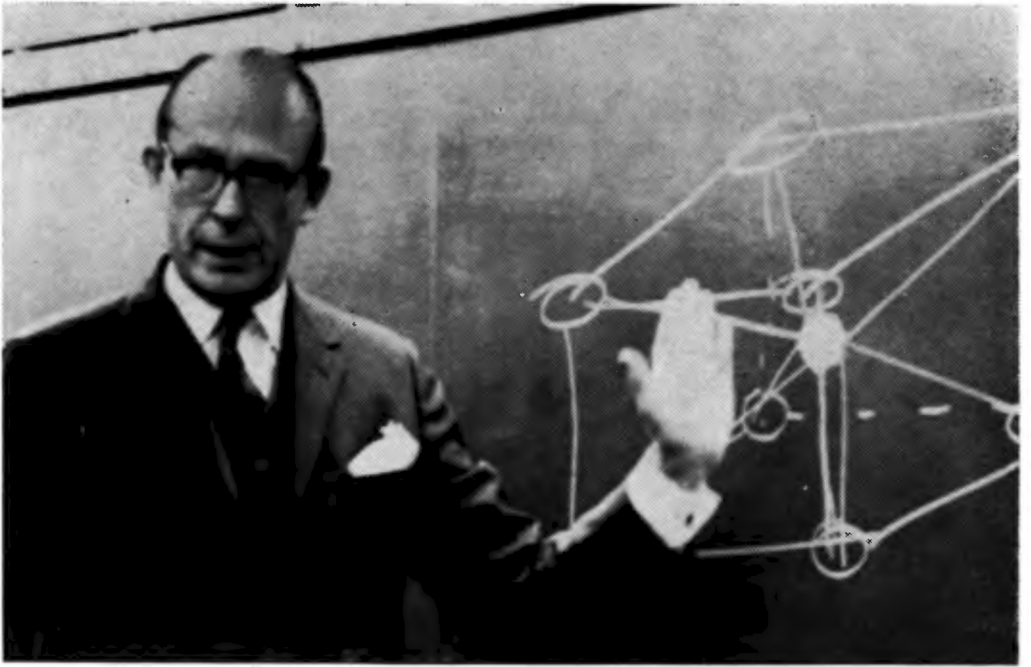
Na marginesie warto zauważyć, że to nie geolodzy zainicjowali badania wieku Ziemi, lecz fizycy — Hermann von Helmholtz (1821-1894), William Thomson (1824-1907), bardziej znany jako Lord Kelvin, i Ernest Rutherford (1871-1937), chemik Bertram Borden Boltwood (1870-1927) oraz astronomowie — Simon Newcomb (1835-1909) i George H. Darwin (1845-1912), syn Charlesa Darwina [5]. Początkowo geolodzy traktowali ich nawet jako intruzów w geologii i dopiero później sami zapożyczyli ich rewolucyjne fizyczne i chemiczne metody geochronometryczne.

Wkrótce po stwierdzeniu przez Ramsaya i Soddy'ego [15], że rad wytwarza hel, Rutherford, a następnie Boltwood [5] wskazali na możliwość datowania na podstawie stosunków. Pierwsze daty, uzyskane metodą helową, ogłosił w latach 1908—1910 Strutt [16], syn sławnego fizyka Lorda Rayleigha, który później po ojcu ten tytuł odziedziczył. W latach 1932—1936 Urry z dużą precyzją ustalił tą metodą wiek wielu skał [17].

Początkowo zawartość helu w próbce wyznaczano wolumetrycznie, obecnie zaś posługuje się niemal wyłącznie metodą rozcieńczenia izotopowego [18]. Polega ona na dodaniu do helu, wydobytego z próbki, znanej ilości ^3He i wyznaczeniu spektrometrem mas składu izotopowego otrzymanej mieszaniny.

Należy jednak zaznaczyć, że helowa metoda datowania obarczona jest jeszcze większym błędem niż ołowiowa. Wiek skał wyznaczony na podstawie zawartości helu jest przeważnie zbyt mały z powodu ucieczki pewnej ilości helu. Jeśli chodzi o meteoryty, to przeciwnie, znajduje się tą metodą wartości ich wieku nieco zawyżone, gdyż ciała te zawierają poza helem radiogenicznym również hel pochodzący z materii pierwotnej sprzed ich powstania, a ponadto hel wytworzony, podczas ich lotu, pod wpływem promieniowania kosmicznego.

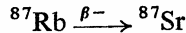
Badanie zawartości uranu i produktów jego przemiany znalazło zastosowanie również w paleontologii. W skład kości wchodzi bowiem w niewielkiej ilości uran. Jednym z nu-



W. F. Lawler

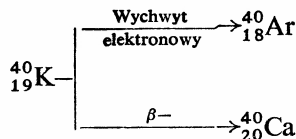
klidów powstających z ^{238}U jest długożyciowy izotop toru — ^{230}Th ($T = 75\,200$ lat), nazywany dawniej jonem (Ionium), zaś ^{235}U wytwarza m. in. długożyciowy nuklid ^{231}Pa ($T = 32\,500$ lat). Wiek szczątków kostnych może więc być obliczony na podstawie stosunków $^{230}\text{Th}/^{238}\text{U}$ lub $^{231}\text{Pa}/^{235}\text{U}$. Do wyznaczania tych stosunków korzystano dotąd ze spektrometrii α , wymagającej kłopotliwych operacji chemicznych, które przy tym niszczą badaną próbkę. Ostatnio dwaj pracownicy ośrodka badań słabej promieniotwórczości w Gif-sur-Yvette pod Paryżem, Yuji Yokoyama i Huu-Van Nguyen [19], zastosowali do tego celu metodą nie niszczącą opartą na bezpośrednim pomiarze natężenia promieniowania γ emitowanego przez poszczególne badane nuklidy. Wysyłają one promienie γ o małej, a przy tym zbliżonej energii (kilkadziesiąt keV). Należało więc użyć detektora bardzo czułego i o dużej zdolności rozdzielczej. Po licznych próbach wspomniani badacze stwierdzili, że warunki te spełnia detektor z germanu wysokiej czystości. Nuklid ^{238}U wykrywali oni na podstawie promieniowania γ wysyłanego przez bezpośredni produkt jego rozpadu α , ^{234}U . Ze stosunku $^{230}\text{Th}/^{238}\text{U}$ wyznaczyli, z wielkim wprawdzie błędem, wiek czaszki człowieka przedneandertalskiego Arago XXI, znalezionej w grocie Caune de l'Arago w miejscowości Tautavel we wschodnich Pirenejach przez grupę paleontologów pod kierownictwem Henry'ego de Lumley [20]. Stwierdzono w każdym razie, że wiek tej czaszki przekracza 300 000 lat. Opisana metoda, na razie mało dokładna, może służyć do przybliżonego datowania przedmiotów liczących od kilku tysięcy do 400 000 lat, a więc, poza obiektami paleontologicznymi, stalaktytów i stalagmitów.

Metoda rubidowo-strontowa, zaproponowana w 1937 r. przez Goldschmidta [21], korzysta z przemiany



i oblicza wiek skał na podstawie stosunku $^{87}\text{Rb}/^{87}\text{Sr}$. Metodę tę szeroko stosuje się w geologii [22]. Z jej pomocą ustalono, że pewne skały w zachodniej części Grenlandii w pobliżu Godthabu liczą około 3,8 mld lat, tzn. że są najstarsze ze znanych na Ziemi [23]. Wynik ten potwierdzono następnie metodami ołowiowymi [24].

Wielką rolę w geochronologii odgrywa radionuklid ^{40}K ze względu na dużą częstość występowania w skałach. Potas jest, pod względem udziału jego masy, siódmym pierwiastkiem wchodzącym w skład skorupy ziemskiej (średnia zawartość: 2,59%), przy czym izotop 40 jest w nim reprezentowany w 0,012% [25—27]. Dzięki pracom Gentnera i jego współpracowników metoda potasowo-argonowa weszła w latach pięćdziesiątych w powszechne użycie w geologii. ^{40}K ulega dwóm różnym współzawodniczącym ze sobą przemianom promieniotwórczym



Obie te przemiany dopiero stosunkowo niedawno zostały dokładnie zbadane, przez Suessa [28], a następnie przez Houtermansa, Haxela i Heintzego [29]. Na podstawie ilości wytworzonego radiogenicznego ^{40}Ca lub radiogenicznego ^{40}Ar można by wyznaczyć wiek

skał. Niestety, wapń nieradiogeniczny prawie zawsze towarzyszy w skałach potasowi i, co gorzej, ^{40}Ca jest najczęstszym izotopem tego pierwiastka. Wyznaczenie ilości radiogenicznego ^{40}Ca jest więc prawie niemożliwe. Totalnie w praktyce korzysta się jedynie z argonu pochodzenia promieniotwórczego. Obie stałe zaniku promieniotwórczego: λ_e charakteryzująca wychwyty elektronowy i λ_β dotycząca przemiany β^- występują, oczywiście, we wzorze wyrażającym wiek skały w zależności od liczb N_{Ar} i N_{K} jąder odpowiednio ^{40}Ar i ^{40}K . Wzór (1.1) przybiera postać

$$N_{\text{K}} = N_0 \exp[-(\lambda_e + \lambda_\beta)t], \quad (2.1)$$

wzór zaś (1.2) można podać w formie

$$N_{\text{Ar}} = N_0 \frac{\lambda_e}{\lambda_e + \lambda_\beta} - N_0 \exp[-(\lambda_e + \lambda_\beta)t]. \quad (2.2)$$

Podzieliwszy stronami równanie (2.2) przez (2.1), otrzymujemy

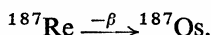
$$\frac{N_{\text{Ar}}}{N_{\text{K}}} = \frac{\lambda_e}{\lambda_e + \lambda_\beta} \cdot e^{(\lambda_e + \lambda_\beta)t} + 1.$$

Stąd

$$t = \frac{1}{\lambda_e + \lambda_\beta} \ln \left[\frac{\lambda_e + \lambda_\beta}{\lambda_e} \left(\frac{N_{\text{Ar}}}{N_{\text{K}}} + 1 \right) \right]. \quad (2.3)$$

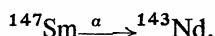
Z badanej próbki drogą chemiczną wydziela się potas i wyznacza się w nim, za pomocą spektrometru mas, zawartość ^{40}K , zawartość zaś argonu 40 ustala się najczęściej metodą rozcieńczenia izotopowego przez dodanie, np. argonu 38. W pomiarach należy uwzględnić poprawkę na nieradiogeniczny argon atmosferyczny.

Można jeszcze wymienić metodę renowo-osmową opartą na reakcji



Okres połowicznego zaniku ^{187}Re w tej reakcji oceniano do niedawna na 4.10^{12} lat [30], a więc powyżej granicy nuklidów nietrwałych geologicznie. Późniejsze jednak badania [31] obniżyły tę wartość do około 5.10^{10} lat, włączając ^{187}Re do radionuklidów przydatnych do datowania. Ren jednak występuje w przyrodzie względnie rzadko, koncentrując się głównie w molibdenitach. Do datowania tych minerałów ogranicza się więc w praktyce ta metoda.

Od kilku dopiero lat, ze względu na trudności analityczne w oddzielaniu pierwiastków ziem rzadkich, stosuje się również metodę samarowo-neodymową korzystającą z przemiany



Duże zasługi w zakresie geologicznej interpretacji wyników pomiarów geochronologii bezwzględnej za pomocą spektrometru mas miało międzynarodowe kolokwium na ten temat, które odbyło się w 1965 r. w Nancy [32]. Dzięki radiogeologii (termin stworzony w 1933 r. przez geochemika radzieckiego Władimira Wiernadskiego) znamy dziś z dużą

dokładnością wiek wielu skał. Wspomniane wyżej metody stratygraficzno-paleontologiczne są przydatne do ustalania chronologii wydarzeń geologicznych tylko w młodszych okresach: od kambru do czwartorzędu. W stosunku natomiast do prekambru, obejmującego dwie najstarsze ery w dziejach Ziemi — archaiczną i proterozoiczną, można korzystać jedynie z metod radiogeologicznych [33].

Gdy w 1969 r. astronauta amerykańscy N. Armstrong i E. Aldrin na statku „Apollo 11” wylądowali na Księżycu, gdzie pobrali próbki skalne, stało się możliwe datowanie gruntu księżycowego. Stosując metody U—Th—Pb, Rb—Sr i K—Ar, ustalono wiek skał księżycowych. Sprowadzone na Ziemię próbki liczą średnio 4,6 mld lat, tj. mniej więcej tyle, co meteoryty [34—37] i w grubym przybliżeniu najstarsze skały na Ziemi [10].

Z promieniotwórczości, jak wskazują opisane przykłady, korzysta się do ustalania chronologii bezwzględnej okresów bardzo odległych w historii Ziemi. Długo przypuszczano, że zjawiska tego nie da się zastosować do datowania przedmiotów i wydarzeń młodszych niż milion lat. W tej sytuacji wielką rewelacją stała się zaproponowana w 1947 r. przez chemika amerykańskiego Libby'ego metoda radiowęгла, szczególnie użyteczna w badaniach geologicznych dotyczących czwartorzędu, a także w innych dziedzinach, jak np. archeologia.

3. Droga badawcza W. F. Libby'ego

Urodził się 17 grudnia 1908 r. na farmie w Grand Valley w stanie Kolorado. Wykształcenie początkowe i średnie zdobył w szkołach w małej miejscowości kalifornijskiej pod Sebastopolem, po czym w 1927 r. wstąpił na University of California w Berkeley. Miał tam uzyskać dyplom inżyniera górnika, został jednak chemikiem. W 1931 r. otrzymał stopień Bachelor of Science. W 1933 r. przedstawił pracę doktorską o promieniotwórczości pierwiastków ziem rzadkich. Promieniotwórczość została już na stałe głównym tematem jego działalności badawczej. Początki jej przypadają na lata, kiedy skonstruowano pierwszy cyklotron, wyodrębniono ciężką wodę, odkryto neutron, wyjaśniono mechanizm przemiany promieniotwórczej β , otrzymano po raz pierwszy sztuczne nuklidy promieniotwórcze. Libby pierwszy w Stanach Zjednoczonych użył licznika Geigera-Müllera do badań promieniotwórczości i dostosował go do potrzeb chemii jądrowej. Aparat ten odegrał dzięki temu wydatną rolę w jego pracach.

W latach 1933—1945 Libby zajmował rozmaite stanowiska na uniwersytecie w Berkeley. Tutaj, badając przed wojną różne radionuklidy, szczególnie zainteresował się hipotezą W. Harkinsa i współpracowników o możliwości powstawania radiowęгла w powodowanej przez neutrony termiczne reakcji jądrowej [38]

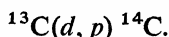


Ten izotop węгла powinien ulegać przemianie promieniotwórczej



Libby i jego doktorant Samuel Reuben postanowili wyzyskać hipotetyczną reakcję (3.1) do wytworzenia pewnej ilości radiowęгла. W tym celu poddali kilkadziesiąt kilogramów

NH_4NO_3 działaniu neutronów emitowanych przez odpowiednią tarczę w cyklotronie w Radiation Laboratory w Berkeley. Powstający radiowęgiel powinien ujawnić swą obecność wysyłanym promieniowaniem β . Mimo iż eksperyment przeprowadzono bez zarzutu, wynik był negatywny. Badacze ocenili bowiem okres połowicznego zaniku węgla jako zaledwie 3 miesiące zamiast, jak to dziś wiemy, 5730 lat. W rezultacie otrzymany radionuklid miał wielokrotnie słabszą aktywność niż oczekiwano i wskutek tego nie został w tych warunkach wykryty. Radiowęgiel odkryli dopiero podczas wojny, w 1942 r., tenże Samuel Reuben i Martin Kamen, ale jako produkt zupełnie innej reakcji jądrowej, mianowicie



Wcześniej jednak, bo w 1939 r., Serge Korff z uniwersytetu w Nowym Jorku [39], wysławszy w wysokie warstwy atmosfery balon z detektorami neutronów, stwierdził powstawanie tam wtórnych neutronów. Te zaś, mogąc reagować, wg równania (3.1), z jądrami azotu atmosferycznego, powinny wytwarzać promieniotwórczy węgiel, którego Libby poszukiwał od kilku lat.

Wybuch wojny przerwał jednak te poszukiwania. Libby został zaangażowany do prac nad bombą jądrową. Zajął się oddzielaniem izotopów uranu przez dyfuzję gazowego UF_6 .

Po wojnie, w 1945 r., Libby uzyskał nominację na profesora na uniwersytecie w Chicago, gdzie pozostał do r. 1959. Tam powrócił do badań nad radiowęglem. Dokładnie wyznaczył jego okres połowicznego zaniku, a następnie, w pracy ogłoszonej w 1946 r. [40], opisał mechanizm powstawania ^{14}C w atmosferze i jego dalsze losy.

Promienie kosmiczne, w zderzeniach z jądrami atomowymi, wyzwalają wtórne neutrony. Wytworzone cząstki, w zderzeniach z jądrami atomowymi, ulegają spowolnieniu. Spowolnione neutrony wychwytywane są w powietrzu przez jądra atomowe azotu, a zwłaszcza jego głównego izotopu ^{14}N , powodując dwie równoległe reakcje jądrowe. 99% zaabsorbowanych neutronów wytwarza w reakcji (3.1) ^{14}C i ^1H . Pozostały 1% neutronów reaguje odmiennie:



Powstający w pierwszej z tych reakcji promieniotwórczy węgiel utlenia się na promieniotwórczy $^{14}\text{CO}_2$, który zmieszany z zawartym w powietrzu niepromieniotwórczym $^{12}\text{CO}_2$ włącza się do biosfery oraz, wskutek ustawicznej wymiany z węglanami, wodorowęglanami i innymi związkami węgla rozpuszczonymi w wodzie morskiej, do hydrosfery.

Zakładając, że w przeszłości, a przynajmniej w ciągu ostatnich kilkudziesięciu tysięcy lat, szybkość produkcji ^{14}C w atmosferze była mniej więcej taka sama jak obecnie, stwierdzamy, iż na Ziemi zdążyło się nagromadzić dostatecznie dużo tego izotopu węgla, by ustaliła się równowaga między powstawaniem i zanikiem radiowęgla. W rezultacie materia żywa zawiera węgiel o stałym stosunku izotopowym $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$. Z chwilą śmierci ustaje metabolizm, a więc organizm przestaje pobierać z zewnątrz radiowęgiel zmieszany z węglem niepromieniotwórczym, podczas gdy zawarty w obumarłej materii radiowęgiel nie przestaje zanikać. W 1947 r. Libby zaproponował skorzystać z tego zjawiska do ustalania

wieku szczątków organicznych na podstawie promieniotwórczości zawartego w nich radiowęgla [41]. W opracowanej przez Libby'ego metodzie badany węgiel przeprowadza się w czysty węgiel stały, np. przez spalenie na CO_2 i jego redukcję metalicznym magnezem i wprowadza do licznika Geigera-Müllera specjalnej konstrukcji. Aktywność właściwa I_t preparatu promieniotwórczego w chwili t jest proporcjonalna do liczby N_t jąder promieniotwórczych, podanej przez wzór (1.1). A więc:

$$I_t = I_0 \exp(-\lambda t).$$

Wprowadziwszy do tego wzoru wartość aktywności właściwej $I_0 = 15,3$ aktów przemiany $\cdot \text{g}^{-1}$ (całego węgla) $\cdot \text{min}^{-1}$, odpowiadającej dacie zero, tj. dla materii żywej, i wartość 5730 lat okresu połowicznego zaniku, otrzymujemy wzór

$$I_t = 15,3e^{-\frac{0,693}{5730} t},$$

który pozwala na podstawie zmierzonej wartości I_t obliczyć poszukiwany wiek w latach.

W 1949 r. Libby ze współpracownikami ogłosił pierwszą listę uzyskanych tą drogą dat [42]. Porównanie wyników datowania za pomocą ^{14}C pewnych bardzo starych przedmiotów z drewna, skóry itp. z ich wiekiem znanym historykom i archeologom, a zwłaszcza egiptologom, jeśli chodzi o mumie i niektóre papirusy, potwierdziło w zasadzie poprawność metody Libby'ego. Opisał on ją szczegółowo w swej podstawowej monografii, wydanej w 1952 r., poprawionej i uzupełnionej w 1955 r., a następnie kilkakrotnie przedrukowanej [43]. W 1960 r. metoda ta, która znalazła cenne zastosowania w rozlicznych dziedzinach nauki, przyniosła jej twórcy nagrodę Nobla w zakresie chemii.

W ostatnim ćwierćwieczu wydatnie ulepszono metodę Libby'ego przez opracowanie nowych sposobów wyznaczania zawartości ^{14}C : zastosowano liczniki proporcjonalne, do których badany węgiel wprowadza się w postaci związków gazowych, scyntylatory ciekłe, a ostatnio spektroskop mas.

Mieczysław F. Pazdur [44] opisał szczegółowo techniki pomiarowe stosowane w chronometrii radiowęglowej oraz omówił dokładność i wiarygodność dat radiowęglowych z podaniem źródeł błędów. Tutaj ograniczymy się do wskazania, że około r. 1900 stężenie $^{14}\text{CO}_2$ w powietrzu zaczęło się zmniejszać wskutek dużego wzrostu ilości CO_2 niepromieniotwórczego, wytwarzanego w spalaniu przemysłowym. W szczególności spaliny samochodowe nie zawierają praktycznie ^{14}C , gdyż wiek ropy naftowej, z której pochodzi paliwo w silnikach, jest zbyt wielki w porównaniu z okresem połowicznego zaniku radiowęgla, by się ten nuklid tam jeszcze zachował. Z drugiej jednak strony, począwszy od r. 1956, obserwuje się znaczny wzrost zawartości ^{14}C w atmosferze spowodowany przez neutrony wyzwalamy w próbach broni jądowej. Jest to rzadki wypadek, gdy działalność człowieka zmienia w przyrodzie stężenie nuklidu naturalnego.

Warto przypomnieć, że w Polsce prace chronometryczne metodą radiowęglową już w 1948 r. zainicjował zmarły niedawno Włodzimierz Mościcki¹. Rozpoczął je w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego, a następnie kontynuował ze współ-

¹ Por. artykuł A. Zastawnego *Włodzimierz Mościcki (1911—1977)*, *Postępy Fizyki* **29**, 643 (1978).

pracownikami na Politechnice Gdańskiej i później na Politechnice Śląskiej. Stosował on licznik Geigera-Müllera wypełniony mieszaniną CO_2 i CS_2 [45].

Przy wyznaczaniu wieku poniżej 20 000 lat błąd radiowęglowego oznaczenia daty nie przekracza jednego stulecia. Dla przedmiotów starszych błąd jest większy. Przedmioty liczące ponad 40 000 lat nie zawierają dosyć ^{14}C , by jego ilość mogła być wyznaczona na podstawie emitowanego przezeń promieniowania. Jest to więc praktyczna granica datowania tą metodą. Nowe techniki pomiarowe umożliwią prawdopodobnie przesunięcie tej granicy do 100 000 lat.

Opisana wyżej radiowęglowa metoda datowania korzysta z reakcji (3.1). Libby wyszukał do datowania również ubocznie przebiegającą reakcję (3.3). Powstający w niej tryt ulega przemianie



Zasady metody trytowej jest taka sama jak metody radiowęglowej, znajduje jednak zastosowanie do zupełnie innego zakresu czasu, gdyż okres połowicznego zaniku trytu wynosi zaledwie 12,46 roku. Radionuklid ten, powstający w górnych warstwach atmosfery, miesza się z innymi izotopami wodoru, dając trzy rodzaje cząsteczek: T_2 , HT i DT obok cząsteczek wodoru nie zawierających trytu. W niższych warstwach atmosfery wódór cząsteczkowy utlenia się na wodę. W postaci T_2O , THO i TDO w opadach atmosferycznych tryt dostaje się do powierzchniowych warstw hydrosfery. 1 atom T przypada tam na 10^{18} atomów ^1H . Libby zastosował metodę trytową do datowań geofizycznych [46]. Znajduje ona również zastosowanie do celów życia praktycznego, np. do ustalania wieku wina. Zamknięte w zbiorniku nie pobiera, po wyprodukowaniu, nowego trytu, podczas gdy znajdujący się już w nim tryt ulega zanikowi. Pomiar jego promieniotwórczości pozwala więc ustalić datę produkcji. Próby z bronią termonuklearną wprowadzają jednak dodatkowe ilości trytu do atmosfery. Według, np., oceny Begemanna i Libby'ego [47], wybuch termonuklearny w dniu 1 marca 1954 r. dostarczył $2 \cdot 10^9$ atomów trytu na cm^2 powierzchni Ziemi na półkuli północnej. W rezultacie stężenie tego radionuklidu w powierzchniowych warstwach Atlantyku i Pacyfiku uległo podwojeniu. Jest to jeszcze jeden przykład wpływu działalności człowieka na stężenie nuklidu naturalnego w przyrodzie. Ten czasowy wzrost stężenia trytu umożliwił, nawiasem mówiąc, pewne badania krążenia wody w naturze. Mierząc spadek zawartości trytu w opadach atmosferycznych, stwierdzano, że cząsteczka pary wodnej przebywa w atmosferze średnio 35 do 40 dni.

*

Badania produkcji w przyrodzie radiowęgla i trytu wiodą następnie Libby'ego do innych zagadnień chemii atmosfer planetarnych i w ogóle kosmochemii. Od 1959 r. jest dyrektorem Instytutu Geofizyki i Fizyki Planetarnej na Uniwersytecie Kalifornijskim w Los Angeles, współpracując również z innymi uniwersytetami amerykańskimi. Interesował się m. in. chemią plazmy. Pomijamy w tym artykule inne dziedziny jego zaintereso-

wań badawczych, jak: chemia atomów gorących, wymiana izotopowa czy kataliza heterogeniczna.

W latach 1954—1959 był jednym z pięciu członków Komisji Energii Atomowej Stanów Zjednoczonych Ameryki. Należał do licznych akademii nauk, miał doktoraty honorowe wielu uniwersytetów oraz, nie licząc nagrody Nobla, wyróżniono go najbardziej zaszczytnymi odznaczeniami.

Literatura

- [1] A. Polański, *Geochemia izotopów*, Wydawnictwo Geologiczne, Warszawa 1961.
- [2] K. Rankama, *Progress in Isotope Geology*, Interscience Publishers, New York — London 1963.
- [3] E. J. Hamilton, *Applied Geochronology*, Academic Press, London 1965.
- [4] B. B. Boltwood, *Am. J. Sci.* **23**, 77 (1907).
- [5] L. Badash, *Proc. Am. Philos. Soc.* **112**, 157 (1968).
- [6] A. O. Nier, *Phys. Rev.* **55**, 153 (1939).
- [7] G. W. Wetherill, *Trans. Am. Geophys. Union* **37**, 320 (1956).
- [8] T. J. Ulrich, P. H. Reynolds, *J. Geophys. Res.* **71**, 3089 (1966).
- [9] H. Faul, *Ages of Rocks, Planets and Stars*, McGraw-Hill Book Company, New York 1966.
- [10] J. M. Zinkiewicz, *Postępy Astronautyki* **9**, nr 2, 31 (1976).
- [11] A. P. Winogradow, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geol.* nr 3, 3 (1954).
- [12] C. B. Collins, R. D. Russel, R. M. Farquhar, *Can. J. Phys.* **31**, 402 (1953).
- [13] C. Patterson, *Geochim. Cosmochim. Acta* **10**, 230 (1956).
- [14] M. Tatsumoto, R. J. Knight, C. J. Allegre, *Science* **180**, 1279 (1973).
- [15] W. Ramsay, F. Soddy, *Nature* **68**, 354 (1903).
- [16] R. J. Strutt, *Proc. Roy. Soc.* **A81**, 227 (1908); **A83**, 96 (1909); **A84**, 194 (1910).
- [17] W. D. Urry, *Bull. Geol. Soc. Am.* **47**, 1217 (1936).
- [18] P. E. Damon, D. Green, Investigation of the Helium Age Dating Method by Stable Isotope Dilution Technique, in: *Radioactive Dating*, MAEA, Wien 1963, s. 55.
- [19] Y. Yokoyama, H.—V. Nguyen, *C. R. Acad. Sci. Paris* **292**, Série III, 741 (1981).
- [20] H. de Lumley, M. A. de Lumley, *ibid.* **272**, Série D, 1739 (1971).
- [21] V. M. Goldschmitt, *J. Chem. Soc.* 655 (1937).
- [22] J. M. Zinkiewicz, *Przegl. geologiczny* **5**, 251 (1973).
- [23] S. Moorbath, R. K. O'Nions, R. J. Pankhurst, N. H. Gale, V. R. McGregor, *Nature Phys. Sci.* **240**, 78 (1972).
- [24] H. Baadsgaard, *Earth Planet. Sci. Lett.* **19**, 22 (1973).
- [25] W. Gentner, K. Goebel, R. Präg, *Geochim. Cosmochim. Acta* **5**, 124 (1954).
- [26] W. Gentner, W. Kley, *ibid.* **12**, 323 (1957).
- [27] W. Gentner, W. Kley, *ibid.* **14**, 98 (1958).
- [28] H. Suess, *Phys. Rev.* **73**, 1209 (1948).
- [29] F. Houtermans, O. Haxel, J. Heintze, *Z. Phys.* **128**, 657 (1950).
- [30] S. N. Naldrett, W. F. Libby, *Phys. Rev.* **73**, 487 (1948).
- [31] W. Herr, H. Hinterberger, H. Voshage, *ibid.* **95**, 1691 (1954).
- [32] *Colloques Internationaux du CNRS*, N° 151, Éditions du CNRS. Paris 1966.
- [33] R. Furon, *Introduction à l'histoire de la Terre*, Vuibert, Paris 1970.
- [34] H. Wanke, *Umschau* **70**, 138 (1970).
- [35] T. Silver, *Science* **167**, 468 (1970).
- [36] W. Campston, P. A. Arriens, M. J. Vernon, B. W. Chappell, *ibid.* **167**, 474 (1970).
- [37] P. Eberhardt, J. Geiss, H. Graf, N. Grögler, U. Krähenbuhl, H. Schwaller, J. Schwarzmüller, *J. Statler*, *ibid.* **167**, 558 (1970).
- [38] W. F. Libby, E. A. Long, *Phys. Rev.* **52**, 592 (1937)

- [39] S. A. Korff, W. E. Danforth, *ibid.* **55**, 980 (1939).
- [40] W. F. Libby, *ibid.* **69**, 671 (1946).
- [41] A. V. Grosse, W. F. Libby, *Science* **106**, 88 (1947).
- [42] W. F. Libby, E. C. Anderson, J. R. Arnold, *ibid.* **109**, 227 (1947).
- [43] W. F. Libby, *Radiocarbon Dating*, Second edition, Sixth impression, The University of Chicago Press, Chicago — London 1969.
- [44] M. F. Pazdur, *Postępy Fizyki* **31**, 321 (1980).
- [45] W. Mościcki, *Acta Phys. Pol.* **12**, 238 (1953).
- [46] W. F. Libby, *J. Geophys. Res.* **66**, 3767 (1961).
- [47] F. Begemann, W. F. Libby, *Geochim. Cosmochim. Acta* **12**, 277 (1957).

N O W O Ś C I N A U K O W E

Krzysztof Ernst

Institut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Śnieg laserowy

Laser Snow

Abstract: The effect of particles formation in a gas system induced by laser radiation is described. Some interesting features of the kinetics of the formation process are reported.

1. Wstęp

Wiadomo od dawna, że światło ma istotny wpływ na przebieg wielu reakcji chemicznych. Może ono powodować wzrost szybkości reakcji, może również stanowić czynnik niezbędny dla jej zajścia. Sama zresztą przyroda dostarcza nam tutaj pięknego przykładu w postaci zjawiska fotosyntezy wywołanego światłem słonecznym.

Badania nad reakcjami chemicznymi indukowanymi przez światło, prowadzone przez chemików jak i fizyków, rozwinęły się bardzo intensywnie w ostatnim okresie wraz z rozwojem technik laserowych [1,—4]. Korzyści wynikające z zastosowania laserów wiążą się przede wszystkim z takimi cechami charakteryzującymi światło laserowe, jak wąska linia spektralna, możliwość strojenia oraz duże natężenie wiązki. Selektywne wzbudzenie oraz wybór żądanej długości fali w szerokim zakresie spektralnym pozwalają na przygotowanie atomów lub cząsteczek w ściśle określonym stanie, podczas gdy duża moc wzbudzenia zapewnia uzyskanie wysokiej ich koncentracji. Ponadto, laser w połączeniu z odpowiednio dobranymi innymi narzędziami detekcji może być wykorzystany do identyfikacji stanów kwantowych, w jakich znajdują się produkty reakcji chemicznych.

Własności chemiczne wzbudzonego atomu lub cząsteczki mogą różnić się zasadniczo od ich własności w stanie podstawowym. Powoduje to na przykład, że cząsteczka wykazująca brak aktywności chemicznej w stanie podstawowym staje się aktywna po zaabsorbowaniu kwantu światła o odpowiedniej energii. Wzbudzenie atomu lub cząsteczki może też prowadzić do innych procesów, które nie zachodzą w nieobecności promieniowania.

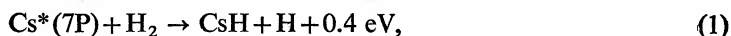
Jednym z interesujących, a jednocześnie bardzo efektywnych przejawów reakcji chemicznych indukowanych światłem laserowym jest właśnie śnieg laserowy. Nazwa efektu zaproponowana została w 1976 r. przez Hoppera na Międzynarodowej Konferencji Elektroniki Kwantowej w Amsterdamie, gdzie pod takim właśnie tytułem przedstawił on wyniki doświadczenia wykonanego w Columbia University [5]. Wygląda ono w uproszczeniu następująco. Komórka zawierająca pary cezu oraz wodór i hel oświetlona zostaje jedną z linii lasera argonowego. Światło laserowe indukuje reakcję fotochemiczną, w następstwie której w komórce powstają cząstki o wymiarach rzędu $1\mu\text{m}$. W wyniku silnego rozproszenia padającej wiązki na powstałych cząstkach pojawia się silny sygnał widoczny wyraźnie gołym okiem. Fakt grawitacyjnego opadania cząstek sprawia wrażenie padającego w komórce śniegu, co właśnie wyjaśnia zaproponowaną dla efektu nazwę. Obserwacja przez mikroskop, a nawet przez lupę pozwala na stwierdzenie ziarnistej struktury w postaci rozbłysków pochodzących od pojedynczych cząstek.

Istnieje wiele interesujących aspektów zarówno chemicznych, jak i fizycznych, związanych z powstaniem śniegu laserowego. Kilku wybranym spośród nich poświęcony jest niniejszy artykuł.

2. Procesy prowadzące do powstawania cząstek śniegu

Śnieg laserowy obserwowano dotychczas w kilku układach gazów lub ich mieszanin stosując różne typy laserów i różne długości fali światła wzbudzającego. Informacje dotyczące warunków wytwarzania, a także własności cząstek (skład chemiczny, rozmiary) zebrane są w tabeli. Jak wynika z zamieszczonych w niej danych, długość fali linii laserowej zmieniała się do nadfioletu przez obszar widzialny do podczerwieni, zaś typowe rozmiary cząstek były rzędu mikrometra.

Prześledźmy mechanizm powstawania cząstek na przykładzie mieszaniny $\text{Cs} + \text{H}_2$. Wybór tego właśnie układu podyktowany jest faktem, że w wybranym przypadku mechanizm ten jest zarówno stosunkowo prosty, jak również dość charakterystyczny dla omawianych procesów. Długość fali linii wzbudzającej przy pracy z laserem barwnikowym [7] dostrojona jest do przejścia między stanem podstawowym 6S oraz stanem wzbudzonym 7P atomu cezu. Przy wzbudzeniu laserem argonowym [5] emitującym linie nieco przesunięte w stosunku do tego przejścia, stan 7P obsadzony zostaje dzięki dodaniu helu pod znacznym ciśnieniem, a tym samym rozszerzeniu linii absorpcyjnej. Między wzbudzonymi atomami cezu a cząsteczkami wodoru zachodzi reakcja



w którym jednym z produktów są cząsteczki CsH. Wzajemne zderzenia między tymi cząsteczkami mogą prowadzić zarówno do ich rozpadu jak również do tworzenia dimerów $(\text{CsH})_2$ polimeryzujących następnie w małe kryształy CsH. Te właśnie kryształy są końcowym produktem czyli obserwowanym śniegiem. Nie znika on natychmiast po przerwaniu wzbudzenia, a sygnał pochodzący z rozproszonej na cząstkach wiązki światła obserwować można jeszcze nawet przez kilka minut. Po takim więcej czasie cały śnieg opada na dno komórki, gdzie pozostaje w formie białego osadu. Prowadzenie obserwacji

Gaz	Długość fali linii wzbudzającej, laser	Skład chemiczny	Rozmiary	Literatura
Cs + H ₂ + He	4545 Å, 4579 Å laser argonowy	(CsH) _n	1 μ	[5]
Cs + D ₂	6011 Å laser barwnikowy	(CsD) _n	4 μ	[6]
Cs + H ₂	4555 Å, 4593 Å laser barwnikowy	(CsH) _n	—	[7]
NO ₂ + SO ₂	4880 Å laser argonowy	?	—	[8]
SF ₆ + H ₂	9.6 μm, 10.6 μm laser CO ₂	(S) _n	1—3 μm	[9]
CS ₂	3371 Å laser azotowy	(S) _n + (CS) _n		[10]
	3507 Å, 3564 Å laser kryptonowy		0.8 μm	[11]
UF ₆ + H ₂	10.6 μm laser CO ₂	(UF ₅) _n	—	[12]
UF ₆	3650—4250 Å laser barwnikowy	(UF ₅) _n	0.6 μm	[13]

śniegu bez jednoczesnej jego produkcji wymaga oczywiście użycia innej, nierezonansowej długości fali wiązki laserowej.

W opisanym wyżej przypadku, podobnie jak w większości pozostałych przedstawionych w tabelce, warunkiem koniecznym dla powstania cząstek aerozolu (śniegu) jest istnienie wzbudzonych atomów lub cząsteczek. Tym samym linia laserowa użyta do wzbudzenia musi pokrywać się z określoną linią absorpcyjną danego gazu lub pary. W tych wszystkich przypadkach mamy więc do czynienia z efektem rezonansowym, a powstawanie cząstek obserwuje się zazwyczaj przy niewielkich (nawet rzędu kilku miliwatów) mocach lasera.

Śnieg laserowy może jednak powstawać również w wyniku nierezonansowego oddziaływania światła z cząsteczkami gazu dzięki tzw. efektowi LIDB (laser induced dielectric breakdown) [14]. Indukowane laserem przebicie w gazie powodowane bardzo dużym natężeniem pola elektrycznego w impulsie laserowym może prowadzić do dysocjacji cząsteczek gazu. Taki właśnie efekt obserwowany był w SF₆ [9] przy użyciu impulsowego lasera CO₂. Przebicie w gazie prowadzi do dysocjacji typu



a następnie do dalszych reakcji, w wyniku których powstaje produkt końcowy w postaci aglomeratów siarki. Przebicie w gazie, a tym samym towarzysząca mu dysocjacja zachodzi jednakże tylko dla bardzo dużych gęstości mocy. Uzyskanie efektu tworzenia cząstek wymagało ogniskowania wiązki.

Analiza procesu z punktu widzenia zachodzących reakcji chemicznych, a także składu powstających cząstek aerozolu utrudniona jest przez fakt, że wytworzona ilość końcowego

produktu otrzymanego w postaci osadu na ściankach komórki jest zazwyczaj bardzo niewielka. Toteż najczęściej informacje o stronie chemicznej zjawiska otrzymywane są metodami spektroskopowymi [5] lub też przy pomocy analizy masowej [10]. I tak przykładowo, wracając do omawianej wyżej reakcji cezu i wodoru, obecność CsH w komórce stwierdzona została na podstawie widma fluorescencji, w którym obserwowano linie charakterystyczne dla tej właśnie cząsteczki.

Nie dla wszystkich przypadków istnieje pełne potwierdzenie proponowanego łańcucha reakcji chemicznych prowadzącego do powstania śniegu, aczkolwiek przytaczane modele znajdują na ogół dobre uzasadnienie. Wyjątek stanowią tu cząstki powstające w mieszaninie NO_2 i SO_2 [8] oświetlonej linią 4880\AA lasera argonowego. Ich skład chemiczny nie jest jak dotąd znany.

3. Warunki progowe

Badania kinematyki procesu powstawania cząstek śniegu wykazały, że w niektórych przypadkach powstają one jedynie powyżej progowej wartości ciśnienia gazu. Efekt ten został szczegółowo zbadany dla przypadku śniegu laserowego indukowanego w parach dwusiarczku węgla [10, 11]. Okazało się, że progowa wartość ciśnienia (p_0) zależy od mocy wiązki laserowej (I) oraz od geometrii wzbudzenia, a w szczególności od przekroju wiązki laserowej (S_0) i przekroju komórki (S).

Aby wyjaśnić obserwowany efekt, rozważmy układ złożony z komórki cylindrycznej zawierającej pary CS_2 pod ustalonym ciśnieniem oraz wiązki lasera przechodzącej przez komórkę wzdłuż jej osi. Istnienie progu badanego zjawiska wskazuje na fakt, że produkcja śniegu wymaga istnienia pewnej minimalnej koncentracji (n_0) cząsteczek będących produktem zachodzącej reakcji chemicznej. Cząsteczki te wytwarzane w obszarze przechodzącej wiązki światła mogą na skutek zderzeń między sobą prowadzić do powstawania cząstek śniegu lub też migrować do ścianek komórki, na których ulegają dezaktywacji. Całkowita koncentracja cząsteczek (n) w tym obszarze zależy od szybkości ich produkcji proporcjonalnej do mocy wzbudzenia (I) i ciśnienia gazu (p) oraz od szybkości dyfuzji i konwekcji powodujących ich odpływ z obszaru produkcji. Udział każdego z tych procesów zależy od warunków doświadczenia czyli od wartości parametrów I , p , S_0 i S .

Przeanalizujmy najpierw kinetykę procesu przy założeniu, że dominującym procesem odpowiedzialnym za straty jest dyfuzja. Ubytek cząsteczek będących końcowym produktem reakcji chemicznej z obszaru objętego wiązką światła jest wtedy odwrotnie proporcjonalny do ciśnienia gazu. Równanie opisujące zmianę koncentracji n w tym obszarze będzie zatem miało postać

$$\frac{dn}{dt} = K_1 I p - K_2 n \frac{1}{p}, \quad (3)$$

gdzie K_1 i K_2 są pewnymi stałymi.

W warunkach ustalonych $\left(\frac{dn}{dt} = 0\right)$ odpowiadających minimalnej, koniecznej do pow-

stania śniegu, koncentracji n_0 spełniona jest zatem zależność

$$p_0^2 I = \text{const.} \quad (4)$$

określająca progową wartość ciśnienia gazu p_0 .

Przejdźmy teraz do drugiego skrajnego przypadku, kiedy ubytek cząsteczek z obszaru ich produkcji jest tylko wynikiem konwekcji. W obszarze tym absorpcja promieniowania prowadzi do grzania gazu, a w konsekwencji do wytworzenia się gradientu temperatury i związanego z nim gradientu gęstości w komórce. Pojawia się więc siła wyporu działająca na ogrzany gaz powodująca unoszenie cząsteczek, które traczone są w ten sposób jako materiał dla produkcji śniegu. Szybkość konwekcji (v_k) jest proporcjonalna do wytworzonego gradientu gęstości ($\Delta\rho$), który zależy od gradientu temperatury ΔT oraz od gęstości (ρ), a tym samym ciśnienia (p) gazu

$$v_k \sim \Delta\rho \sim \Delta T \rho \sim \Delta T p. \quad (5)$$

Z kolei ΔT jest proporcjonalne do całkowitej absorpcji (A) promieniowania przez gaz, którą dla niedużego współczynnika absorpcji (α) wyrazić można zależnością

$$A \sim \alpha p I. \quad (6)$$

Prędkość konwekcji jest zatem proporcjonalna do mocy wzbudzenia oraz do kwadratu ciśnienia gazu. Równanie opisujące zmiany koncentracji przy uwzględnieniu jedynie strat konwekcyjnych ma teraz postać

$$\frac{dn}{dt} = K_1 I p - K_3 n I p^2. \quad (7)$$

W warunkach ustalonych odpowiadających progowej koncentracji n_0 mamy zatem

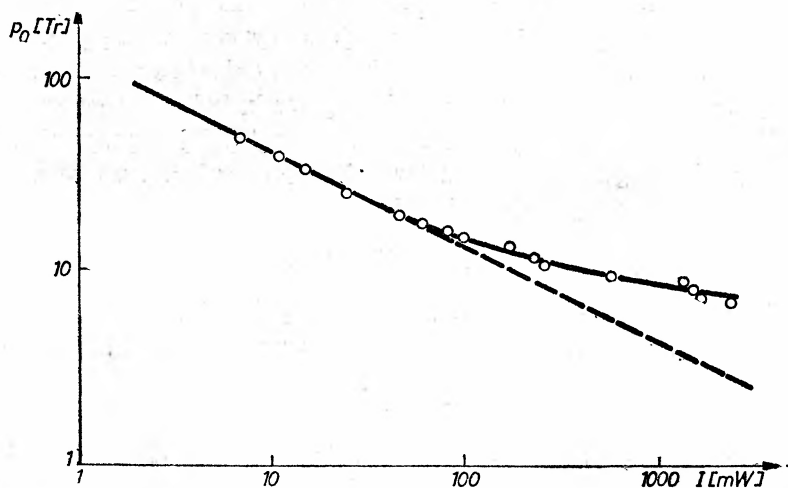
$$p_0 = \text{const.} \quad (8)$$

Powyższe, uproszczone zresztą, rozważania potwierdzone zostały przez wyniki doświadczalne, które przedstawione są na rys. 1. Naniesione na nim zostały (w skali logarytmiczno-logarytmicznej) wyznaczone wartości ciśnienia progowego w funkcji mocy lasera kryptonowego. Dla niewielkich mocy (obszar dyfuzyjny) punkty układają się wzdłuż prostej (linia przerywana) o nachyleniu -0.5 . Taki właśnie przebieg wynika z ustalonej zależności opisanej równaniem (4). Wraz ze wzrostem mocy punkty doświadczalne odchylają się coraz bardziej od prostej dążąc w obszarze dużych mocy (obszar konwekcyjny) do stałej wartości ciśnienia progowego zgodnie z równaniem (8).

Wpływ konwekcji gazu na zachodzące w komórce procesy można zresztą w prosty sposób zaobserwować śledząc ruch wytworzonych cząstek śniegu. Dobranie odpowiedniej mocy lasera może spowodować, że cząstki w obszarze wiązki pozostaną nieruchome. Dzieje się tak wtedy, kiedy prędkość opadania śniegu względem gazu jest równa prędkości ruchu gazu do góry. Jeśli teraz zmniejszymy natężenie wiązki lub ją wyłączymy, śnieg zaczyna opadać, jeśli natomiast zwiększymy, zaczyna unosić się ku górze.

Teoretyczna analiza warunków powstawania śniegu laserowego w ośrodku gazowym podana została przez Omnèsa [15]. Zastosował on proste rozważania termodynamiczne

dla układu znajdującego się poza stanem równowagi wychodząc z założenia, że zgodnie z II zasadą termodynamiki stan końcowy układu odpowiadać musi minimum potencjału Gibbsa. Obliczenia swoje przeprowadził dla mieszaniny cez-wodór traktując cały układ zamknięty w komórce jako dwa podukłady: pierwszy — zawierający gaz w obszarze wiązki laserowej oraz drugi — obejmujący resztę komórki i traktowany jako termo-



Rys. 1. Wyznaczona doświadczalnie zależność ciśnienia progowego od mocy lasera kryptonowego (linia ciągła) oraz zależność teoretyczna otrzymana przy założeniu, że jedynym źródłem strat cząstek z obszaru produkcji jest dyfuzja (linia przerywana)

stat. W tak zdefiniowanym układzie obliczona została najpierw wartość potencjału Gibbsa G_A dla podukładu pierwszego przy założeniu, że zawiera on jedynie pary CsH w nieobecności fazy stałej (śniegu), a następnie porównana z wartością G_B otrzymaną dla warunków, w których wytwarza się faza krystaliczna. Warunek powstania śniegu wymaga zatem spełnienia nierówności $G_A > G_B$. Dla typowej temperatury doświadczenia 400°C otrzymano w obecności promieniowania następujące wartości: $G_A = -33$ kJ/mol i $G_B = -80$ kJ/mol. A zatem w takich warunkach śnieg powinien powstawać, co właśnie stwierdzone zostało doświadczalnie. W nieobecności promieniowania otrzymano natomiast $G_A = -203$ kJ/mol, co odpowiada istnieniu jedynie fazy gazowej. Z powyższych rozważań wynika więc, że w rozpatrywanym układzie promieniowanie jest czynnikiem niezbędnym dla powstania śniegu. Przeprowadzona przez Omnèsa analiza termodynamiczna możliwa jest oczywiście tylko dla takich przypadków, kiedy znane są wszystkie szczegóły odnośnie zachodzących w układzie reakcji chemicznych.

4. Oscylacje

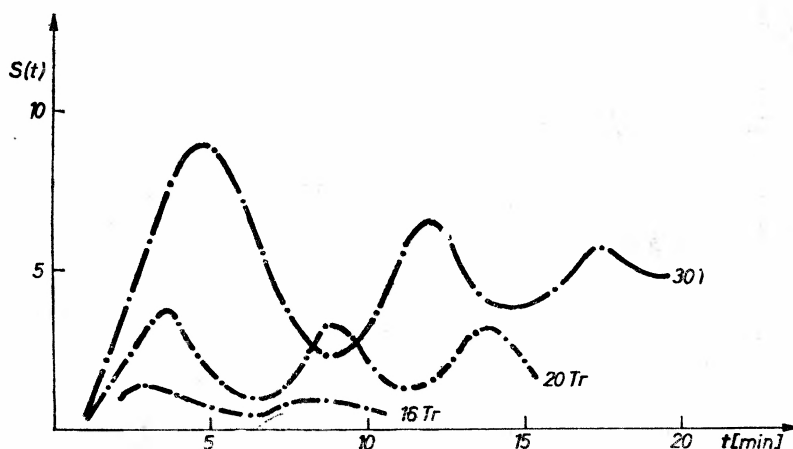
Fakt, że światło laserowe ulega silnemu rozproszeniu na zawieszonych w gazie cząstkach aerozolu, pozwala nie tylko na wykrywanie obecności tych cząstek, ale także na śledzenie procesu ich powstawania. W przypadku, kiedy wzbudzająca linia laserowa

leży w niewidocznym dla oka obszarze podczerwieni lub nadfioletu, stosuje się dodatkowo inny laser (najczęściej, ze względu na wygodę, He—Ne) jako źródło wiązki monitorującej umożliwiającej obserwację wizualną. Laser He—Ne emitujący linię 6328 Å pozwala w zasadzie na obserwację w świetle rozproszonym cząstek nie mniejszych niż 60 Å [9]

Stosując prosty układ doświadczalny składający się z komórki zawierającej gaz, dwóch wiązek światła laserowego (wzbudzającej i monitorującej) skierowanych wzdłuż osi komórki oraz elementu fotoczułego mierzącego natężenie światła rozproszonego można śledzić ewolucję czasową procesu. Ze względu na fakt, że powstanie cząstek śniegu wymaga pewnej minimalnej koncentracji produktów reakcji chemicznej, a także z uwagi na to, że zaobserwowanie cząstek jest możliwe dopiero począwszy od pewnych rozmiarów krytycznych uwarunkowanych długością fali, sygnał rozproszeniowy pojawia się z pewnym opóźnieniem w stosunku do momentu rozpoczęcia oświetlenia komórki. Czas ten, jak można się spodziewać, zależy zarówno od ciśnienia gazu i mocy lasera, jak również od geometrii wzbudzenia. Pomiar zależności tych opóźnień czasowych od różnych parametrów doświadczenia mogą być bardzo przydatne do weryfikacji przyjętych modeli łańcuchów reakcji chemicznych prowadzących do powstania śniegu [8, 11].

Śledzenie ewolucji czasowej sygnału rozproszonego doprowadziło do odkrycia równie frapującego co zaskakującego efektu związanego z kinetyką procesu powstawania śniegu. Zapis takiej ewolucji czasowej sygnału przedstawiony jest na rys. 2 dla trzech różnych ciśnień pary CS_2 . Oscylacyjny charakter otrzymanych przebiegów był wynikiem zupełnie nieoczekiwanym, podjęto więc próby prowadzące do jego wyjaśnienia [10, 16]. Położenia i wysokości obserwowanych maksimów zależą od ciśnienia gazu oraz geometrii doświadczenia, natomiast ogólne właściwości rejestrowanych krzywych są jednakowe, niezależnie od tego czy wiązka monitorująca pochodzi z lasera He—Ne czy też ze źródła światła białego.

Aby wyjaśnić obserwowane oscylacje, można posłużyć się następującym modelem jakościowym zjawiska. Wzrost rozmiarów cząstek w wyniku efektów kondensacji i koagulacji prowadzi również do wzrostu sygnału rozproszonego. Z drugiej jednak strony,



Rys. 2. Ewolucja czasowa sygnału rozproszonego na cząstkach śniegu dla różnych ciśnień CS_2 . Natężenie sygnału wyrażone jest w jednostkach względnych

w miarę zwiększania swoich rozmiarów, a tym samym i masy, cząstki te zaczynają opadać coraz szybciej i wypadać z obszaru produkcji. Ubytek cząstek i to tych zasadniczych dla wielkości sygnału, bo największych, powoduje, że natężenie światła rozproszonego maleje. Kiedy duże cząstki zwolniły po sobie miejsce w rozpatrywanym obszarze, może rozpocząć się ponownie proces narastania nowych cząstek prowadzący do wzrostu sygnału i rozpoczęcia kolejnego cyklu (oscylacji). Należy zwrócić tu uwagę na bardzo istotny dla powyższego modelu fakt, że w obszarze, w którym cząstki zostały już wytworzone cząsteczki powstające jako produkt reakcji chemicznej „przyklejają się” do tych już istniejących i nie zachodzi proces nukleacji cząstek nowych.

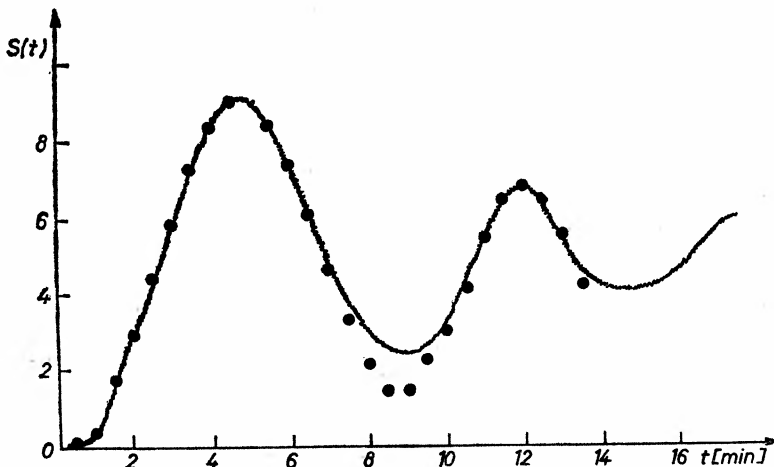
Podany został model ilościowy opisanego zjawiska, przy czym jest on ograniczony do jednego tylko cyklu oscylacji [10]. Wyrażenie na ewolucję czasową rozproszonego na cząstkach sygnału otrzymano opierając się na następujących założeniach:

1. Ubytek cząstek z obszaru produkcji jest proporcjonalny do prędkości ich opadania.
2. Promień cząstki (w uproszczeniu kulki) rośnie liniowo w czasie. (Jest to równoważne założeniu, że szybkość przyrostu objętości kulki jest proporcjonalna do jej powierzchni).
3. Natężenie sygnału światła rozproszonego na cząstkach aerozolu jest proporcjonalne do całkowitej ich powierzchni [17].

Dla tak przyjętego modelu oraz po dopasowaniu pewnych stałych do parametrów charakteryzujących krzywe doświadczalne, wyrażenie opisujące zmiany czasowe sygnału rozproszonego ma następującą postać

$$S(t) = S_m \left(\frac{t}{t_m} \right)^2 \exp \left\{ \frac{2}{3} \left[1 - \left(\frac{t}{t_m} \right)^3 \right] \right\}, \quad (9)$$

gdzie S_m odpowiada maksymalnej wartości sygnału, a t_m czasowi po jakim maksimum to zostało osiągnięte. Przebieg opisany powyższą zależnością po zsumowaniu efektów odpowiadających dwum cyklom oscylacji przedstawiony jest na rys. 3 w postaci punktów



Rys. 3. Zarejestrowana doświadczalnie krzywa oscylacji czasowych sygnału rozproszonego oraz punkty wyrażające zależność teoretyczną opisaną równaniem (9)

naniesionych obok krzywej zarejestrowanej doświadczalnie. Zgodność przyjętego modelu z doświadczeniem jest bardzo dobra, z wyjątkiem obszaru w pobliżu minimum. Aby wyjaśnić tę rozbieżność, wystarczy zauważyć, że w modelu teoretycznym wszystkie cząstki pod koniec cyklu zostają usunięte z obszaru produkcji i dopiero wtedy zaczynają powstawać i rosnąć nowe. Nie jest to oczywiście spełnione w doświadczeniu.

Z przedstawionego wyżej modelu oscylacji wynika, że powinno się również obserwować oscylacje czasowe rozmiarów cząstek, a także ściśle z nimi związane zmiany w ich rozkładzie przestrzennym. Badania takie zostały wykonane [10, 16], a otrzymane wyniki potwierdziły słuszność przyjętego modelu.

Oscylacyjny charakter sygnału rozproszonego obserwowano również w pracy [18], a zaproponowana przez autorów interpretacja jakościowa jest bardzo zbliżona do przedstawionej powyżej. Nieco inaczej natomiast tłumaczy Tam [5] oscylacje występujące w mieszaninie Cs + D₂. Różnią się one jednak, i to dość zasadniczo, od tutaj opisanych znacznie krótszym okresem (rzędu 1 s).

5. Propozycje zastosowań

Jak widać z podanych wyżej przykładów, badania efektu śniegu laserowego mogą, w zależności od ich ukierunkowania, dostarczyć różnego rodzaju informacji tak o stronie chemicznej jak i fizycznej obserwowanego zjawiska. Warto również zwrócić uwagę na ewentualne zastosowanie lub wykorzystania opisanego efektu. Jak sugerują autorzy prac [5] i [6] jednym z takich zastosowań, w odniesieniu do badanych przez nich lub podobnych układów, może być laserowa separacja izotopów [19, 20]. Ze względu na rezonansowy charakter efektu można wzbudzić do określonego stanu atomy jednego tylko izotopu. Procesy zachodzące w następstwie indukowanej światłem reakcji będą prowadziły wtedy do powstania w układzie jedynie cząstek o określonej zawartości izotopowej. Oddzielenie ich od reszty układu może nastąpić na przykład na drodze elektrycznej, bowiem, jak wykazały przeprowadzone pomiary, cząstki te obdarzone są ładunkiem elektrycznym równym ok. $10^4 e$. Uzyskanie cząstek śniegu zawierających jeden tylko izotop wymaga jednakże, aby szerokość zarówno linii wzbudzającej jak i linii absorpcyjnej była mniejsza od przesunięcia izotopowego. Zagadnienie laserowej separacji izotopów jest szczególnie interesujące w aspekcie wzbogacania uranu naturalnego w ²³⁵U. Produkcja śniegu zawierającego uran [13] może przynieść tu obiecujące rozwiązania.

Można oczekiwać, że śnieg laserowy znajdzie również zastosowanie w dalszym rozwijaniu i udoskonalaniu, szeroko stosowanych już dzisiaj, laserowych metod wykrywania i identyfikacji aerozoli atmosferycznych [21]. Jesteśmy bowiem w stanie wytworzyć w warunkach laboratoryjnych aerozol, którego parametry zmieniać możemy w sposób kontrolowany symulując różne sytuacje z punktu widzenia rozmiarów i koncentracji cząstek. Daje to z kolei możliwość weryfikacji różnych, często dość skomplikowanych, modeli opisujących rozpraszanie światła na cząstkach aerozolu.

Wreszcie, standardowy układ stosowany do produkcji śniegu laserowego stwarza możliwość badania ruchów konwekcyjnych w gazie będących następstwem wytwarzanego gradientu temperatury i gęstości. Typowa konfiguracja eksperymentalna dla tego typu

badan̄ polega na wytworzeniu r̄óżnicy temperatur mīędzy dwiema równoległymi płytkami ograniczającymi zamkniętą przestrzeń, w której znajduje się gaz. Obserwowane w takim układzie efekty (np. wiry Benarda [22]) są od dawna orzeczmiotem wielu interesujących badan̄. Geometria cylindryczna z grzaniem (dzīęki absorpcji promieniowania) przyosiowym obszarem centralnym stanowiącym jednocześnie część badanego układu gazowego, stwarza nowe i ciekawe możliwości eksperymentalne. Ponadto wytworzony w komórce śnieg pozwala na bardzo wygodną wizualizację obserwowanych efektów.

Literatura

- [1] J. T. Knudtson, E. M. Eyring, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **24**, 255 (1974).
- [2] N. G. Basov, A. N. Orayevsky, w *Chemical and Biochemical Applications of Lasers*, ed. C. B. Moore, Academic Press, New York 1974.
- [3] A. N. Orayevsky, A. V. Pankratov, w materiałach konferencji *Laser Spectroscopy*, ed. S. Haroche Springer-Verlag, Megeve 1975.
- [4] D. Nesbiitt, S. Leone, *J. Chem. Phys.* **72**, 1722 (1980).
- [5] A. Tam, G. Moe, W. Happer, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1630 (1975).
- [6] A. Tam, W. Happer, D. Siano, *Chem. Phys. Lett.* **49**, 320 (1977).
- [7] J. Picque, J. Vergès, R. Vetter, *J. Phys. Lett.* **41**, L305 (1980).
- [8] K. Iwamoto, N. Presser, J. Ross, *J. Chem. Phys.* **68**, 663 (1978).
- [9] S. Lin, A. Ronn, *Chem. Phys. Lett.* **56**, 414 (1978).
- [10] K. Ernst, J. Hoffman, *Chem. Phys. Lett.*, **68**, 40 (1979).
- [11] N. Beverini, K. Ernst, M. Inguscio, F. Strumia, *Appl. Phys.* **B26**, 57 (1981).
- [12] A. Ronn, B. Earl, *Chem. Phys. Lett.* **45**, 556 (1977).
- [13] E. Borsella, F. Catoni, G. Freddi, *J. Chem. Phys.* **73**, 316 (1980).
- [14] A. Ronn, *Chem. Phys. Lett.* **42**, 202 (1976).
- [15] R. Omnès, *J. Phys. Lett.* **41**, L63 (1980).
- [16] K. Ernst, J. Hoffman, *Chem. Phys. Lett.* **75**, 388 (1980).
- [17] H. van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles*, Wiley, New York, 1957.
- [18] E. Borsella, F. Catoni, G. Freddi, raport Comitato Nazionale Energia Nucleare nr RT/FI (79) 23.
- [19] *Laser Spectroscopy of Atoms and Molecules* ed. H. Walther, Springer Verlag, 1976.
- [20] *Laser Photochemistry — Physics of Quantum Electronics*, vol. 4, ed. S. Jacobs, Adison Wesley 1976.
- [21] S. K. Friedlander, *Smoke, Dust and Haze*, J. Willey, New York 1977.
- [22] J. Domaradzki, L. Turski, *Postępy Fizyki* **32**, 569 (1981).

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

Międzynarodowa szkoła fizyki matematycznej

W dniach 17.II-26.II.1981 r. odbyła się w Schladming, Styria — Austria międzynarodowa szkoła fizyki matematycznej Recent Developments on Mathematical Physics. Warto zauważyć, że jest to już dwudziesta szkoła tego typu. Zorganizowana została przez Uniwersytet w Grazu jako Uniwersytecki Tydzień Fizyki Jądrowej (Internationale Universitätswochen für Kernphysik). Ponieważ była to jubileuszowa (dwudziesta) szkoła, przypomnijmy, że ideę organizowania tego typu spotkań zainicjował znakomity austriacki fizyk profesor Paul Urban. Pierwszy uniwersytecki tydzień fizyki jądrowej (dziewiętnaście lat temu) był poświęcony mezonom wektorowym. Od tego czasu tematyka szkoły ewoluowała w kierunku fizyki matematycznej i od dłuższego czasu poświęcona jest m. in. problemom teorii cząstek elementarnych, matematycznej teorii rozpraszania, polom Yanga-Millsa i właściwościom analitycznym macierzy S . W tym roku szkoła poświęcona była geometrycznym podejściom do teorii z cechowaniem i teorii rozpraszania.

A oto przegląd cykli wykładów przedstawionych w czasie szkoły. W. Thirring (Wiedeń) wygłosił cykl referatów poświęconych klasycznej teorii rozpraszania. M. E. Mayer (Irvine, Kalifornia) mówił o naruszaniu symetrii w teoriach z cechowaniem. A. Trautman (Warszawa) przedstawił geometryczną teorię pól z cechowaniem. P. A. Martin (Lozanna) mówił o kwantowej teorii zderzeń. L. O. Raiffeartaigh przedstawił ostatnie wyniki dotyczące ścisłych rozwiązań dla monopolu magnetycznych w teoriach z nieabelowym cechowaniem dla grupy $SU(2)$. V. Enss (Bochum, RFN) mówił o geometrycznych metodach w teorii zderzeń. A. Martin (Genewa) przedstawił wyniki oszacowań pełnych przekrojów czynnych w rozpraszaniu potencjalnym. J. Bross (CEN-Saclay) mówił o kwantowej teorii rozpraszania. K. Chadan (Orsay) zapoznał uczestników z metodą odwrotną w zastosowaniu do szukania ścisłych rozwiązań nieliniowych równań różniczkowych. S. P. Merkuriew (Leningrad) mówił o trzyciałowym rozpraszaniu kulombowskim. D. Jagolnitzer (CEN — Saclay) przedstawił analityczne własności macierzy S . Jak widać z tego przeglądu, program wykładów szkoły był bardzo bogaty i szeroki.

Na szczególną uwagę zasługują wykłady A. Trautmana i M. E. Mayera. Tyczyły one geometrycznej teorii cechowania i spontanicznego naruszania symetrii cechowania. W ostatnich latach wzrosło zainteresowanie polami Yanga-Millsa i spontanicznym naruszaniem symetrii. Jest to związane z sukcesami modelu Weinberga-Salama. Model ten opisuje oddziaływania elektromagnetyczne i słabe jako teorię pola Yanga-Millsa z grupą cechowania $SU(2)_L \times U(1)$ wraz ze spontanicznym naruszaniem symetrii. Pewne przewidywania tego modelu, tj. istnienie neutralnych prądów słabych zostało potwierdzone przez doświadczenie i to przyniosło nagrodę Nobla w 1979 r. Wenbergowi, A. Salamowi i S. L. Glashowowi. Z drugiej strony pola Yanga-Millsa z grupą cechowania $SU(3)_C$ są podstawą nowej teorii silnych oddziaływań — kwantowej chromodynamiki (QCD). Pola Yanga-Millsa dostarczyły nam wygodnego narzędzia do opisu oddziaływań fundamentalnych (oprócz grawitacji). Równocześnie pojawiły się nadzieje na stworzenie jednolitej teorii oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych przy pomocy pola Yanga-Millsa z grupami cechowania $SU(5)$, $SO(8)$, E_6 , E_7 itp. Grupy te zawierają jako podgrupy grupę kolorową $SU(3)_C$ opisującą silne oddziaływania i grupę $SU(2)_L \times U(1)$ opisującą oddziaływania elektroslabe. Odpowiednio dobrane pola Higgsa naruszają spontanicznie symetrię, np. $SU(5)$ (jest to minimalna grupa zawierająca $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_C$ do $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_C$). Inne pola Higgsa znane z modelu Weinberga-Salama naruszają $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_C$ do $U_{el}(1) \times SU(3)_C$ (tylko fotony i gluony są bezmasowe). Pozostałe $U_{el}(1)$ jest grupą cechowania oddziaływań elektromagnetycznych. Widzimy więc, że oddziaływania słabe,

elektromagnetyczne i silne, są opisywane przy pomocy jednego języka — pól Yanga-Millsa i pól Higgsa. Jak okazuje się, jest to język geometryczny. Pola Yanga-Millsa są bowiem koneksjami na wiązkach głównych z odpowiednimi grupami strukturalnymi. Grupy te są grupami cechowania. Używanie języka geometrycznego zamiast tradycyjnego wydaje się z wielu względów wygodniejsze. Między innymi, jak wiadomo, w języku czteropotencjałów dla pól Yanga-Millsa dość niewygodnie formuluje się kwantową teorię tych pól. Wynika to z skomplikowanych własności transformacyjnych tych pól w przypadku nieabelowym. W języku geometrycznym dysponujemy zamiast czteropotencjału koneksją, która ma znacznie wygodniejsze własności transformacyjne. Oczywiście przy pomocy cięcia (odpowiada to wyborowi cechowania) możemy otrzymać czteropotencjały w każdym możliwym cechowaniu. Można by powiedzieć, że koneksja zawiera w sobie potencjalnie wszystkie możliwe cechowania. Na gruncie klasycznej teorii pola oba sformułowania są oczywiście równoważne. Wydaje się, że język geometryczny byłby wygodniejszy w kwantowej teorii. Przypomnijmy, że dwa sformułowania szczególnej teorii względności bez przestrzeni Minkowskiego i z przestrzenią Minkowskiego są równoważne. Trudno jednak sobie wyobrazić stworzenie ogólnej teorii względności bez bazy w postaci przestrzeni Minkowskiego. Po prostu pewne sformułowania są wygodniejsze do uogólniania. Wykłady prof. Trautmana były właśnie poświęcone geometrycznemu sformułowaniu teorii cechowania. W tym sformułowaniu od razu np. widać, dlaczego monopol t'Hoofta otrzymany w teorii z cechowaniem dla grupy $SU(2)$ ma takie interesujące własności. Po prostu rozwiązanie to związane jest z podwiązką nietrywialną (z grupą strukturalną $U(1) \subset SU(2)$) trywialnej wiązki z grupą $SU(2)$. Trautman mówił również o rozwiązaniach ścisłych dla pól Yanga-Millsa opisujących pole promieniowania.

Wykład M. E. Mayera był bardzo mocno związany z wykładem Trautmana. Poruszał on w geometrycznym języku drugą stronę teorii typu Weinberga-Salama, mianowicie sektor pól Higgsa i spontaniczne naruszanie symetrii. Jak wiadomo, panuje dość szeroko przyjęte przekonanie, że pola Higgsa są złem koniecznym. One to bowiem nadają (poprzez mechanizm Higgsa) masę bozonom pośrednim w modelu Weinberga-Salama i lepto-kwarkom w wielkich teoriach unifikacyjnych (*Grand Unified Theories*). Wielu fizyków uważa, że wprowadzenie pól Higgsa, a w szczególności dość nieintuicyjnego samooddziaływania tych pól dwukwadratowy potencjał samooddziaływania, aczkolwiek konieczne, jest nieeleganckie i nie może się równać z bardzo eleganckim językiem pól Yanga-Millsa. Wyrażane są opinie, że część związana z polami Higgsa jest „dopisana rękami” do lagranżjanu pól Yanga-Millsa. Jak okazuje się, jest to pogląd niesłuszny. Pola Higgsa otrzymuje się w sposób niezwykle naturalny (łącznie z dwukwadratowym samooddziaływaniem prowadzącym do spontanicznego naruszenia symetrii). Mianowicie pola Higgsa okazują się polami Yanga-Millsa, jeżeli rozszerzymy wymiar czasoprzestrzeni i grupę cechowania. Dodatkowo wymiary czasoprzestrzenne są oczywiście nieobserwowalne i podobnie jak w teorii typu Kleina-Kaluzy, zależność od nich znika poprzez przyjęcie odpowiednich symetrii. Dla przykładu, sektor bozonowy modelu Weinberga-Salama można otrzymać biorąc sześciowymiarową czasoprzestrzeń i grupę $G(2)$ zamiast czterowymiarowej przestrzeni Minkowskiego i grupy $SU(2)_L \times U(1)$. Otrzymujemy wtedy (M. S. Manton) jeszcze wartość kąta Weinberga-Salama zgodną z doświadczeniem. Wydaje się, że tego typu podejścia wyjaśniają nam hierarchie oddziaływań i przyczynią się do stworzenia jednolitej teorii pola.

Równoległe z wykładami odbywały się seminaria, na których uczestnicy szkoły przedstawiali wyniki własnych prac. Były one poświęcone ścisłym rozwiązaniom dla równań pól Yanga-Millsa z nieabelowym cechowaniem, teorii pól cechowania na siatce, przejściom fazowym w kwantowej chromodynamice i kwantowej elektrodynamice, różnym podejściom do jednolitej teorii pola i in. Na szczególną uwagę zasługuje referat J. W. Moffata (Toronto) na temat uogólnionej teorii grawitacji i jej związków z supersymetrią oraz pewnych fenomenologicznych modeli w teorii cząstek elementarnych.

Moffat zakłada w swojej teorii, że tensor metryczny czasoprzestrzeni jest macierzą hermitowską, równocześnie przyjmuje on, że koneksja jest metryczna, ale niekoniecznie riemannowska. Równania teorii otrzymuje on z zasady Hilberta, podobnie jak w ogólnej teorii względności. Interesującą rzeczą jest wyprowadzenie uogólnionego rozwiązania Schwarzschilda. Rozwiązanie to dopuszcza odpychanie na małych odległościach, a więc antygravitację.

Podczas szkoły, polscy uczestnicy wygłosili dwa referaty. Profesor J. Rayski (Kraków) mówił na temat przejść fazowych w kwantowej elektrodynamice, a autor niniejszej notatki przedstawił teorię Kleina-

Kaluzy ze skróceniem. Ogółem było około 100 uczestników. Grupa polska w Schladming była dość liczna: 3 osoby z Warszawy, 1 z Wrocławia i 3 z Krakowa. Warto też zwrócić uwagę na scenę, w jakiej odbywała się szkoła. Schladming jest piękną miejscowością w Alpach Wschodnich i panują tam świetne warunki narciarskie. Dlatego też zajęcia odbywały się rano i wieczorem, aby miłośnicy nart mogli skorzystać z dobrej pogody.

Organizatorzy zadbali o imprezy towarzyszące. Urządzili wyścigi narciarskie (w trzech kategoriach), zawody w kregle i tzw. tobogganing.

Materiały Szkoły mają ukazać się w najbliższym numerze Supplementu do *Acta Physica Austriaca*, tak jak co roku. W sumie, szkoła była interesująca.

Marek W. Kalinowski

Instytut Filozofii i Socjologii PAN
Warszawa

IV Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu Dolnym

W dniach 24—31 maja 1981 r. odbyło się w Domu Pracy Twórczej Architekta w Kazimierzu Dolnym IV Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych, zorganizowane przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego i Instytut Badań Jądrowych przy współpracy Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. W Sympozjum wzięło udział 42 osoby z zagranicy (z CERN-u, Francji, NRD, RFN, Szwajcarii, USA, Węgier, Wielkiej Brytanii i Włoch) i 56 osób z ośrodków krajowych (z Białegostoku, Gdańska, Krakowa, Łodzi i Warszawy). Łącznie przedstawiono 46 referatów, w tym 10 wygłosili uczestnicy polscy. Referaty zostaną opublikowane przez Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego.

Pierwsze trzy dni Sympozjum były poświęcone głównie oddziaływaniom silnym, zwłaszcza procesom twardym i zastosowaniom chromodynamiki kwantowej. Dyskusja uwzględniała również procesy miękkie i oddziaływania z jądrami. Ostatnie dwa dni były poświęcone problemom teorii z cechowaniem, w tym wielkiej unifikacji, wybranym zagadnieniom oddziaływań słabych oraz dyskusji dynamicznego i spontanicznego naruszenia symetrii.

Kilka problemów i wyników omawianych na Sympozjum zasługuje na specjalną uwagę. Powoli ale systematycznie napływają informacje o gluonach. Ostatnio uzyskane w CERN-ie wyniki przy głęboko nieelastycznym rozpraszaniu neutronów na nukleonach pozwoliły otrzymać rozkład pędu gluonów dla kilku wartości przekazu pędu Q^2 . W obszarze $Q^2 \approx (10-20)\text{GeV}^2$ rozkład ten jest wyraźnie bardziej miękki od rozkładu pędu kwarków, zgodnie z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej. Oczywiście najbardziej interesująca jest zależność rozkładu pędu gluonów od Q^2 , ale dane nie są jeszcze wystarczająco precyzyjne dla uzyskania wiarygodnej informacji na ten temat.

Przedstawione także były nowe wyniki dotyczące jetów partonowych w zderzeniu proton-proton z produkcją dużych pędów poprzecznych. Wydaje się, że w zderzeniach w ISR-ze uzyskano pierwsze wskazówki na istnienie dwóch jakościowo różnych typów jetów, które prawdopodobnie należy interpretować jako jety kwarkowe i gluonowe. Oczywiście wyniki te muszą być dalej weryfikowane. Trzeba jednak podkreślić, że własności gluonów są kluczowe dla sprawdzenia poprawności chromodynamiki kwantowej.

Nowe perspektywy pojawiają się w związku z uruchomieniem w CERN-ie wiązek przeciwbieżnych protonów i antyprotonów, które pozwolą na zderzenia przy energii 540 GeV w układzie środka masy. Plan badań przy użyciu tego nowego akceleratora był szczegółowo przedstawiony w czasie Sympozjum. Pozwoli on oczywiście na zupełnie nowe jakościowo testy teorii oddziaływań silnych (w stosunku do ISR-u energia wzrasta o czynnik 10), ale najbliższe badania koncentrować się będą wokół poszukiwania bozonów pośredniczących W i Z , to znaczy przenoszących oddziaływania słabe. Teoria Weinberga-Salama przewi-

duże istnienie bozonów W i Z o ściśle określonych masach i odkrycie tych cząstek oraz znajomość ich mas ma fundamentalne znaczenie dla całej współczesnej fizyki cząstek elementarnych (opartej na teoriach pola z cechowaniem).

Pozostając przy fenomenologii wymienimy jeszcze dość szczegółowe przeglądy trwających lub przygotowywanych eksperymentów dotyczących oscylacji neutrin oraz czasu życia protonu. Oba te zagadnienia należą do problemów, których badanie eksperymentalne leży w zakresie obecnych możliwości doświadczalnych z jednej strony, a z drugiej strony są one podstawowe dla koncepcji teoretycznych wychodzących poza chromodynamikę kwantową i teorię Weinberga-Salama, takich jak wielkie unifikacje czy problem substruktury kwarków i leptonów. W czasie Sympozjum podano, że nie ma na razie żadnych danych wskazujących na oscylację neutrin, natomiast istnieją 3 przypadki (eksperyment Instytutu Tata w Bombaju i Uniwersytetu w Osace), które z dużym prawdopodobieństwem są przypadkami rozpadu protonu. Przy takiej interpretacji tych przypadków, otrzymuje się czas życia protonu ok. $3,5 \cdot 10^{30}$ lat, to znaczy tuż powyżej dolnej granicy $2 \cdot 10^{30}$ lat, znanej z poprzednich eksperymentów Reinesa, i w zgodności z przewidywaniami opartymi na modelach unifikujących, takich jak np. $SU(5)$.

Na zakończenie omawiania wyników doświadczalnych warto jeszcze wrócić do problemów klasycznych. Chodzi tu o własności hiperonów, które są ostatnio intensywnie badane w Laboratorium Fermiego (FNAL). Istnienie wiązek hiperonowych pozwala na uzupełnienie oczywistej luki w naszej wiedzy o barionach (interesujące wielkości, to np. momenty magnetyczne, własności rozpadów słabych, itd.).

Jak już wspomnieliśmy, na Sympozjum przedstawiono także wiele referatów ściśle teoretycznych. Odzwierciedlały one najbardziej intensywnie prowadzone na świecie badania i tematycznie wyróżnić można dwie szerokie grupy problemów. Pierwsza dotyczyła efektów nieperturbacyjnych w chromodynamice kwantowej i problemu uwięzienia kwarków. Często stosowaną techniką badań jest tu teoria pola na sieci. Druga grupa to problemy związane z dynamicznym naruszeniem symetrii cechowania, ewentualną substrukturą kwarków i leptonów oraz generacją masy fermionów. Nie jest to właściwie miejsce na szerszy przegląd poruszanych zagadnień, ale warto podkreślić, że są to niezwykle interesujące problemy o podstawowym znaczeniu dla dalszego poznania praw rządzących strukturą materii. Mamy nadzieję, że będzie w przyszłości okazja do szerszego przedstawienia tych awangardowych badań na łamach *Postępów Fizyki*.

Stefan Pokorski

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

R E C E N Z J E

Odpowiedź na recenzję podręcznika *Elektrodynamika klasyczna* R. S. Ingardena i A. Jamiółkowskiego

W zeszytcie 5 tomu 31 *Postępów Fizyki* ukazała się recenzja naszego podręcznika elektrodynamiki klasycznej opracowana przez prof. K. Zalewskiego. Ponieważ nie otrzymaliśmy od Redakcji *Postępów Fizyki* kopii recenzji¹ przed ukazaniem się jej w druku, zatem pragniemy obecnie, z pewnym opóźnieniem, ustosunkować się do uwag w niej zawartych. Chcemy podkreślić, że akcję *Postępów Fizyki* publikowania wnikliwych, krytycznych recenzji, a nie tzw. grzecznościowych, uważamy za bardzo słuszną. Wydaje nam się jednak, że w tym przypadku Recenzent wskazuje nam także błędy, których nie popełniliśmy.

Ucieszyło nas, że przytoczona przez nas argumentacja o celowości użycia formalizmu form różniczkowych w elektrodynamice okazała się dla Recenzenta przekonywająca. Już jednak następny akapit, w którym Recenzent uznaje umieszczenie w książce specjalnego rozdziału poświęconego formom różniczkowym za zbędne, budzi nasz sprzeciw. O ile bowiem wiadomo, w większości naszych uniwersytetów „nie starcza czasu” na przedstawienie tego formalizmu podczas wykładów analizy matematycznej. Jeszcze większy sprzeciw musi budzić następujący fakt. Oto pisząc, że stosowane przez nas argumentacje są niepełne i niejasne, Recenzent przytacza fragment ze str. 29 naszego podręcznika w postaci „Operacja d jest całkowicie, niezależna od wyboru układu współrzędnych. Można to w pewnym stopniu udowodnić...”, gdy tymczasem w rzeczywistości fragment ten brzmi: „Operacja d jest całkowicie niezależna od wyboru układu współrzędnych. Można to w pewnym stopniu stwierdzić na podstawie własności tej operacji wynikających z (5.1)...”. Według nas różnica jest bardzo istotna, użyliśmy bowiem słowa „stwierdzić” w sensie — zobaczyć, zauważyć, a nie udowodnić. Czyżby Recenzent nie widział różnicy pomiędzy słowami „stwierdzić” oraz „udowodnić”? Wydaje nam się, że cytować należy zawsze dosłownie.

Z podobną sytuacją spotykamy się, gdy Recenzent usiłuje wykazać, że na stronie 240 naszego podręcznika podajemy fałszywe twierdzenie, iż dwie liczby wystarczą do określenia stanu polaryzacyjnego fali elektromagnetycznej. Oczywiście, że dla opisu polaryzacji fali dowolnej nie wystarczą dwa parametry. We wskazanym fragmencie jest jednak mowa o szczególnym typie fali elektromagnetycznej (polu promieniowania), o ustalonym n i ustalonych wartościach E^{rad} i H^{rad} (str. 240, 4 wiersz od dołu). Ustalenie wartości modułów wektorów E^{rad} i H^{rad} oznacza, że spośród trzech parametrów niezbędnych do opisu polaryzacji dowolnej fali elektromagnetycznej, tylko dwa pozostają niezależne. Wystarczyło zatem obok cytowanego przez Recenzenta zdania, zacytować jeszcze jedno zdanie znajdujące się o dwa wiersze wyżej, aby stało się jasne, że w omawianym fragmencie tekstu nie ma żadnego błędu (opis zaś stanu polaryzacji fali dowolnej omawiany jest na str. 254). Komentując rzekomo fałszywe twierdzenie, Recenzent pisze o szkodliwości umieszczania pseudodowodów i ma z pewnością rację. Rodzi się jednak pytanie: czy z pseudodowodem mamy do czynienia w recenzowanej książce?

Przytoczone wyżej fakty nie oznaczają jednak, że omawiana recenzja jest dla nas bezużyteczna. Uwagi dotyczące wyboru materiału oraz metod jego prezentacji zawsze są kontrowersyjne, bowiem punkty widzenia różnych autorów są różne. Pozwolą one nam jednak (podczas ewentualnego przygotowywania nowego wydania) na takie opracowanie pewnych fragmentów tekstu, by nie budziły one w przyszłości wątpliwości. Mamy tu na myśli np. fragment dotyczący związku między wzorem Lorentza oraz równaniami Maxwella. W rozważaniach na str. 134 podręcznika naszą intencją było ukazanie wewnętrznej spójności teorii Max-

¹ Odpis taki wysyłamy w przypadku recenzji wyraźnie negatywnej, a nie krytykującej tylko niektóre sprawy szczegółowe książki (przyp. Red.).

wella, lecz Recenzent odniósł wrażenie, iż usiłujemy wyprowadzić wzór Lorentza przeprowadzając transformację Lorentza czystego pola elektrycznego. W rzeczywistości, na str. 61 (a więc dużo wcześniej) wprowadzając wzór Lorentza piszemy: „Wzór ten w istotny sposób uzupełnia równania Maxwella...”, co oczywiście oznacza, że z nich nie wynika! Widzimy jednak, że odnośny fragment str. 134 powinniśmy przeredagować, aby nie powstawały wątpliwości tego typu.

Pewne proponowane nam rozszerzenia, a mianowicie rozbudowanie teorii dyfrakcji, interferencji oraz teorii skalarnej światła, zostaną przedstawione w osobnym podręczniku poświęconym optyce.

Pragniemy podziękować Recenzentowi za zwrócenie nam uwagi, że w zadaniu 4 na str. 156 powinno być $c^2 B^2 \geq E^2$, a nie $c^2 E^2 \geq B^2$. Natomiast obstajemy przy pisowni d'Alembert, a nie d'Alambert.

Na zakończenie chcemy podkreślić, że podręcznik nasz adresowany jest do studentów, którzy wysłuchali już wykładów fizyki ogólnej, zetknęli się zatem z równaniami Maxwella i tradycyjnym ujęciem elektrodynamiki. Uważamy więc, że np. powtórna dyskusja różnych układów jednostek jest w tego typu podręczniku zbędna. Nie staraliśmy się także przedstawić „całości” materiału z elektrodynamiki, uważamy bowiem, że po pierwsze jest to niemożliwe, a po drugie, że sugerowało by to czytelnikowi ograniczenie się do jednego podręcznika. Wydaje nam się, że studiowanie polega na poznawaniu wielu ujęć tego samego zagadnienia. Jednemu z możliwych sformułowań elektrodynamiki, w naszym przekonaniu najnaturalniejszymu, poświęcona jest właśnie nasza książka.

R. S. Ingarden, A. Jamiołkowski

Instytut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń

K. N. Muchin: Doświadczalna fizyka jądrowa. 2. Fizyka cząstek elementarnych. Tłumaczył z języka rosyjskiego Antoni Dymus, WNT 1978, str. 390, cena zł 70.—

Recenzowana książka stanowi drugą część podręcznika, przeznaczonego — zgodnie z intencją Autora — dla studentów starszych lat fizyki oraz inżynierów i fizyków pracujących w dziedzinie zastosowań fizyki jądrowej. Podręcznik ten jest rozszerzeniem poprzedniej wersji wydanej w orginale w 1965 r. p.t. *Wstęp do fizyki jądrowej*.

Ukazanie się przekładu tego podręcznika na naszym rynku księgarskim jest niewątpliwie ważnym i pożytecznym wydarzeniem, częściowo zmniejszającym dotkliwy brak opracowań w języku polskim z dziedziny fizyki cząstek elementarnych na poziomie pośrednim między książką popularnonaukową a monografią przeznaczoną dla specjalistów.

Omawiana (druga) część podręcznika, obejmująca prawie 400 stron, składa się z dwóch obszernych rozdziałów, z których pierwszy jest poświęcony zagadnieniom oddziaływania nukleon-nukleon i własnościom sił jądrowych, zaś drugi — stanowiący ok. 3/4 objętości książki — cząstkom elementarnym i rezonansom.

W pierwszym rozdziale Autor ograniczył się do omówienia niektórych aspektów oddziaływań nukleon-nukleon, nie uwzględniając np. problemów związanych z produkcją cząstek w zderzeniach nukleonów. Pozbawia to czytelników informacji o bogatym materiale doświadczalnym i licznych modelach teoretycznych, dotyczących nieelastycznych zderzeń nukleon-nukleon, w wyniku których produkowane są nowe cząstki. Główny nacisk położono natomiast na omówienie rozproszenia nukleonów na nukleonach oraz własności sił działających między nukleonami.

W obszernym (prawie 300 stron) drugim rozdziale, podzielonym na kilkanaście podrozdziałów (z dalszym, przejrzystym podziałem na paragrafy) Autor omawia własności mionów, pionów, neutrin, mezonów K i hiperonów, cząstek nietrwałych (rezonansów), strukturę nukleonów oraz modele teoretyczne podejmujące próby klasyfikacji cząstek elementarnych.

Ze względu na bardzo szybki rozwój omawianej w książce problematyki zadanie Autora było niełatwe, a treść książki z góry skazana na znaczną dezaktualizację w chwili jej dotarcia do rąk czytelników. Od

czasu napisania podręcznika zostały odkryte nowe cząstki, ustalono istnienie i rolę nowych liczb kwantowych, oraz osiągnięty został istotny postęp na drodze unifikacji teoretycznego opisu oddziaływań. Nie jest — oczywiście — winą Autora ani Redakcji polskiego przekładu, że ogromny zasób wiedzy o doświadczalnych i teoretycznych osiągnięciach ostatnich lat nie znalazł się w podręczniku. Szkoda jednak, że w polskim wydaniu w chwili oddawania go do druku (a może nawet na etapie pracy korektorskiej) nie dodano choćby krótkiego posłowania, w którym podkreślono by znacznie silniej niż czyni to Autor w tekście, że w ciągu kilku ostatnich lat pojawiły się nowe, istotne elementy wiedzy o cząstkach elementarnych i oddziaływaniach między nimi przy wysokich energiach. Osiągnięcia te można by wymienić chociaż z nazwy. Takie uzupełnienie stanowiłoby dla czytelników sygnał, świadczący o niezwykle dynamicznym rozwoju omawianej w książce dziedziny fizyki.

Poniżej podaję kilka uwag krytycznych, dotyczących treści, zakresu i układu książki.

1. Nawiązując do wspomnianej wyżej, nieuchronnej dezaktualizacji wielu danych i informacji można ubolewać, że Autor nie podał daty (z dokładnością do roku), dla której materiał zamieszczony w książce był w pełni aktualny. Szkoda też, że w zakończeniu książki Autor nie wymienił najważniejszych i najbardziej intensywnie rozwijanych kierunków badań. Pozwoliłoby to Czytelnikowi na bardziej wyraźne zdanie sobie sprawy z faktu, że dziedzina, stanowiąca przedmiot omawianego podręcznika, nie stanowi jeszcze zamkniętej całości.

2. Niezrozumiałe dla recenzenta jest zupełne pominięcie zagadnień, związanych z reakcjami jądrowymi przy wysokich energiach, w których produkowane są nowe cząstki. Istnieje bogaty materiał doświadczalny oraz liczne modele teoretyczne, dotyczące tych procesów.

3. Układ rozdz. 2, poświęconego cząstkom elementarnym nie jest chyba najszcześniejszy. Prezentacja omawianych zagadnień stanowi w znacznej mierze odbicie historii odkryć w tej dziedzinie. Wydaje się, że bardziej właściwe byłoby zamieszczenie jednego, niezbyt długiego, rozdziału, prezentującego szkic historii badania cząstek elementarnych, a następnie — w kolejnych rozdziałach — omówienie poszczególnych zagadnień zgodnie ze współczesnym stanem wiedzy. W obecnym układzie podręcznika np. własności neutrin omawiane są najpierw (rozdz. 2. 2. 4.) w wersji starszej, t.j. bez odróżniania neutrin i antyneutrin oraz neutrin elektronowych i mionowych, a następnie (rozdz. 2.9.) podano aktualny stan wiedzy o tych cząstkach; w międzyczasie w partiach tekstu, w których wspomina się o neutrinach — sygnalizowane jest występowanie czterech rodzajów tych cząstek.

4. Zagadnienie metod eksperymentalnych, stosowanych w fizyce cząstek elementarnych i fizyce wysokich energii potraktowano w książce dosyć niejednolicie. Szczegóły niektórych eksperymentów są podawane „po drodze”, przy okazji omawiania ich wyników i interpretacji. Można by to uznać za przejaw przyjętej przez Autora koncepcji podręcznika, gdyby nie fakt że np. technice emulsji jądrowych poświęcony jest osobny, stosunkowo obszerny rozdział (rozdz. 2. 4.), a następnie, o kilkadziesiąt stron dalej zamieszczono rozdział (2.6.1.) zatytułowany „Nowe (*sic!*-E.S.) metody detekcji cząstek. Komora emulsyjna i komora pęcherzykowa”; rozdział ten stanowi jakby wstęp do mawiania własności mezonów K i hiperonów. Czytelnik odnosi zatem wrażenie, że technika emulsji jądrowych wciąż jeszcze stanowi najważniejszą i najszerzej stosowaną metodą eksperymentalną w badaniach cząstek elementarnych, podczas gdy — nie negując historycznej roli tej techniki — należy stwierdzić, że zastosowanie metody emulsji jądrowych we współczesnych badaniach ogranicza się do dość wąskiego kręgu specjalnych zagadnień. Omówienie zasad i zastosowań niektórych obecnie stosowanych technik eksperymentalnych czytelnik może znaleźć dopiero przy uważnej lekturze całości podręcznika. Znacznie lepsze — jak się wydaje — byłoby poświęcenie jednego osobnego rozdziału na omówienie różnych metod doświadczalnych, a następnie — w razie potrzeby — powoływanie się na ten rozdział, ewentualnie uzupełnione informacją o specyfice danego eksperymentu.

5. Pewne zastrzeżenia budzi niezbyt konsekwentny system powoływania się na autorów odkryć i ośrodki naukowe, w których odpowiednie eksperymenty były realizowane. W niektórych miejscach podawane są te dane, w innych — wspomina się tylko bezosobowo, że coś „stwierdzono” czy „wykryto”. Szkoda że Autor nie zdecydował się na podanie odnośników do ważniejszych oryginalnych lub przeglądowych opracowań, poświęconych konkretnym, omawianym w podręczniku zagadnieniom. Załączony wykaz

literatury stanowi raczej spis zalecanej przez Autora lektury uzupełniającej. Razi także zupełny brak powoływania się na prace, z których czerpano dane zamieszczone w tablicach, a zwłaszcza na rysunkach.

Mimo przedstawionych wyżej uwag krytycznych oceniam w całości książkę Muchina jako dobrą. Podręcznik ten niezłe — jak sądzę — spełnia rolę wprowadzenia w zagadnienia fizyki sił jądrowych i fizyki cząstek elementarnych oraz umożliwia zapoznanie się z historią odkryć i stanem wiedzy z lat 70 w tym dziale fizyki.

Sposób przedstawiania problemów oraz podawany przez Autora tok rozumowania są na ogół jasne i logiczne. Nie stosując zbyt złożonego aparatu matematycznego Autor nie unika strony teoretycznej omawianych w podręczniku zagadnień, utrzymując określony poziom zakładanego przygotowania czytelnika, w przybliżeniu odpowiadający poziomowi studentów starszych lat fizyki na uniwersytetach w Polsce.

Przekład polski jest na ogół poprawny i nie budzi większych zastrzeżeń (wybrane przykłady usterek, dostrzeżonych w polskim wydaniu podręcznika Muchina, podaję poniżej). Tłumaczowi udało się zachować w polskim przekładzie zwięzły i jasny styl oryginału. Wprowadził on kilka dodatkowych przypisów. Szkoda jednak, że wśród tych uzupełnień nie znalazł się przypis, dotyczący używanego w oryginale niewłaściwego terminu: „mezon π ”. Termin ten jest przestarzały, a ponadto mylący, bowiem cząstki μ nie są mezonami, lecz leptonami. Nieprawdziwy jest natomiast przypis, wprowadzony przez Tłumacza (str. 25), w którym podano informację o przeciwbieżnych wiązkach mezonów π . Dziwi też wprowadzenie do tekstu dwóch niewielkich wstawek (str. 77-ostatni ustęp oraz 101⁸, tzn. w trzecim wierszu od góry na str. 101) bez podania ich autorstwa.

Tłumacz nie ustrzegł się pewnych niezręczności w sformułowaniach oraz błędów, które zapewne wkraśli się do tekstu w procesie jego składania i umknęły uwadze przy korekcie; wybrane¹ ich przykłady podaję poniżej:

„tuz” — zamiast „as”, „komory emulsyjne” — zamiast „bloki emulsji jądrowych”, „głębokie niesprężyste rozpraszanie” — zamiast „rozpraszanie głęboko niesprężyste”, „ekwiwalentne” — zamiast „równoważne”, Glazer (nazwisko) — zamiast Glaser.

Spośród kilkunastu błędów drukarskich, utrudniających prawidłowe zrozumienie tekstu, wymienię następujące przykłady:

s. 62, przypis: $\Delta p = F, \tau = 2\varrho e^2/qv$ — zamiast $\Delta p = F \cdot \tau = 2\varrho e^2/q^2v$,

s. 80, wzór 1.6.2.: „... = $\frac{1}{1 + \frac{mc^2}{T^2}}$ — zamiast „... = $\frac{1}{1 + \frac{4mc^2}{T}}$ ”,

s. 91₁₁: „końcowych” — zamiast „pozostałych”,

s. 122₆: „linii wychodzących” — zamiast „linii wchodzących”,

s. 163₁₂: „pęd ... nukleonów” — zamiast „pęd układu ... nukleonów”,

s. 247, przyp.: „tablicy liczb.” — zamiast „tablicy liczb przypadkowych”,

s. 270, wzór 2.8.7.: Σ^+ — zamiast $\tilde{\Sigma}^+$,

s. 270¹²: „w rezultacie jej anihilacji” — zamiast „w rezultacie anihilacji antyneutronu”.

Mimo tych usterek, uważam, że polski przekład książki Muchina można w całości ocenić jako dobry.

Obowiązek recenzenta nakazał mi skupić się przede wszystkim na dostrzeżonych błędach i wadach podręcznika i jego przekładu. Pragnę jednak aby Czytelnik recenzji nie odniósł wrażenia przewagi uwag krytycznych nad pozytywnymi. Wydanie podręcznika Muchina w polskim przekładzie należy w sumie uznać za przedsięwzięcie udane i pożyteczne dla polskich odbiorców.

Ewa Skrzypczak

Institut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

¹ Pełną listę dostrzeżonych przez Recenzenta błędów przesyłamy Wydawnictwu i Tłumaczowi (przyp. Red.).

K R O N I K A

Komitet Fizyki PAN

W skład Komitetu Fizyki PAN na okres kadencji 1981/83 weszli:

1) członkowie PAN reprezentujący nauki fizyczne

2) fizycy wybrani przez Rady Wydziałów wyższych uczelni lub przez Rady Naukowe placówek PAN i instytutów resortowych.

Skład osobowy Komitetu Fizyki PAN

członkowie PAN: profesorowie Andrzej Białas, Iwo Białynicki-Birula, Wiesław Czyż, Andrzej Hrynkiewicz, Jerzy Janik, Jerzy Kołodziejczak, Marian Kryszewski, Wojciech Królikowski, Jan Łopuszański, Bogusława Jeżowska-Trzebiatowska, Marian Mięśowicz, Bohdan Paszkowski (Wydział IV), Arkadiusz Piekara, Jerzy Pniewski, Jan Rzewuski, Leonard Sosnowski, Ryszard Sosnowski, Bogdan Staliński, Jan Stankowski, Zdzisław Szymański, Andrzej Trautman, Włodzimierz Trzebiatowski, Józef Werle, Andrzej Wróblewski; *delegaci wyższych uczelni*: profesorowie Grzegorz Białkowski (Uniw. Warszawski), August Chełkowski (Uniw. Śląski, Katowice), Jerzy Czerwonko (Politechnika Wrocławska), Edmund Igras (WAT, Warszawa), Franciszek Kaczmarek (Uniw. Poznański), Jerzy Mycielski (Uniw. Warszawski), Andrzej Oleś (AGH, Kraków), Bronisław Rozenfeld (Uniw. Wrocławski), Adam Strzałkowski (Uniwersytet Jagielloński), Mieczysław Subotowicz (UMCS, Lublin), Andrzej Sukiennicki (Politechnika Warszawska), Leszek Wojtczak (Uniw.

Łódzki), Lutosław Wolniewicz (UMK, Toruń); *delegaci placówek PAN*: prof. Julian Auleytner (IF PAN), prof. J. Klamut (INTiBS, Wrocław), doc. Adam Kujawski (IF PAN), prof. Tadeusz Skaliński (IF PAN), prof. Maciej Suffczyński (IF PAN), doc. Henryk Szymczak (IF PAN); *delegaci instytutów resortowych*: profesorowie Zbigniew Bochnacki (IFJ, Kraków), Kazimierz Grotowski (IFJ, Kraków), Adam Sobiczewski (IBJ, Warszawa), Jerzy Wdowczyk (IBJ, Łódź), doc. Janusz Wilczyński (IBJ, Świerk); *prezes PTF*: prof. Zdzisław Wilhelmi.

Na pierwszym posiedzeniu Komitetu w dniu 25 czerwca 1981 wybrani zostali w tajnym głosowaniu przewodniczący oraz członkowie Prezydium w składzie:

przewodniczący — Jerzy Kołodziejczak, sekretarz — Julian Auleytner, członkowie — August Chełkowski, Andrzej Hrynkiewicz, Marian Mięśowicz, Jerzy Pniewski, Leonard Sosnowski, Andrzej Trautman, Józef Werle.

Skład Komitetu Fizyki PAN będzie prawdopodobnie jeszcze powiększony.

Trautman członkiem Czechosłowackiej Akademii Nauk

Andrzej Trautman, profesor Uniwersytetu Warszawskiego i członek Polskiej Akademii Nauk, został wybrany przez Czechosłowacką Akademię Nauk na jej członka zagranicznego.

Salam członkiem Papieskiej Akademii Nauk

Papież Jan Paweł II powołał 12 nowych członków Papieskiej Akademii Nauk (obecnie liczy ona 70 członków). Spośród fizyków został powołany Abdus Salam.

Słowo Powszechne No 100 (1981)

Ginzburg członkiem Narodowej Akademii Nauk

Amerykańska Akademia Nauk wybrała na swego członka zagranicznego V. L. Ginzburga (Instytut Lebediewa, Moskwa).

Science 212, No 4496 (1981)

Rola Fundacji Nobla

U. S. von Euler z Karolinska Institutet w Sztokholmie przedstawia w artykule „Fundacja Nobla i jej rola w nowoczesnej nauce” w zeszycie 6 (1981) *Die Naturwissenschaften* historię powstania Fundacji Nobla i Komitetów Noblowskich przyznających Nagrody Nobla oraz nowe zakresy działań Fundacji, jak np. Sympozja Noblowskie. Sympozja te są organizowane z funduszu ofiarowanego w 1968 r. przez Bank Szwecji z okazji trzechstulecia jego istnienia (Bank ten jest też fundatorem Nagrody Nobla z ekonomii). Sympozja stanowią okazję spotkań ekspertów w atmosferze swobodnej, sprzyjającej owocnym dyskusjom. Odbyło się już około 50 takich Sympozjów ze wszystkich pięciu dziedzin objętych Nagrodami Nobla.

Fundacja finansuje Instytuty Noblowskie oraz utrzymuje willę w San Remo, w której zmarł Alfred Nobel. Jest ona zarówno muzeum noblowskim, jak i miejscem kameralnych zebrań czy konferencji.

Książę Lennart Bernadotte, wnuk króla Gustava V, organizuje od kilkadziesiąt lat w Lindau nad Jeziorem Bodeńskim tzw. Dni Noblowskie. Spotykają się tam poprzedni laureaci Nagród Nobla kolejno z różnych dziedzin z młodymi naukowcami i studentami.

Nagrody Nobla mają niewątpliwie wielki prestiż w świecie naukowym, ale zdarzało się, że sami laureaci miewali kłopoty. Pierwszy taki przypadek zdarzył się w 1939 r., gdy laureatami zostało trzech Niemców: R. Kuhn i A. Butenandt z chemii

i G. Domagk z medycyny — władze hitlerowskie zmusiły ich do zrzeczenia się nagród. Był to rodzaj zemsty za przyznanie poprzednio nagrody pokojowej Carlowi von Ossietzky'emu, wybitnemu niemieckiemu działaczowi pokojowemu, więzionemu w obozie koncentracyjnym.

Finanse noblowskie są doskonale administrowane i wartość nagród wzrosła dwukrotnie od 1970 r. do 1979 r.

Naturwissenschaften 68, No (1981)

B. W.

150 rocznica urodzin J. C. Maxwella

Dnia 13 czerwca 1831 r. w domu nr 14 przy India Street w Edynburgu przyszedł na świat syn Johna Clerka Maxwella i jego żony Frances Cay jako drugie i ostatnie ich dziecko: James Clerk Maxwell.

Warto przeczytać rozprawę Jamesa Clerka Maxwella *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field* przedstawioną Królewskiemu Towarzystwu w Londynie dnia 8 grudnia 1864 r. i wydaną w 155 tomie *Philosophical Transactions* w 1865 r. Równania elektrodynamiki napisał tam Maxwell we współrzędnych kartezyjskich w takiej postaci, w której wprost widać ich współzmienniczość względem czterowymiarowych transformacji szczególnej teorii względności.

Maciej Suffczyński

50 rocznica śmierci A. A. Michelsona

Albert Abraham Michelson urodził się 19 grudnia 1852 r. w Strzelnie w Wielkopolsce, zmarł 9 maja 1931 r. w Pasadenie w Kalifornii.

Michelson w 1881 r. skonstruował interferometr optyczny i przy jego użyciu rozpoczął w 1887 r. wraz z W. Edwardem Morleyem doświadczenia nad wyznaczeniem prędkości światła. Stwierdzona w wyniku doświadczenia Michelsona-Morleya niezależność prędkości światła od prędkości układu inercyjnego doprowadziła H. A. Lorentza i G. F. Fitzgeralda do wzorów transformacji mającej podstawowe znaczenie w rozwoju szczególnej teorii względności. Interferometr Michelsona umożliwił mu następnie wykonywanie bardzo zaawansowanych pomiarów prędkości światła i długości fali widm optycznych atomów. Za te prace

III Szkoła EPR w Poznaniu

spektrometryczne otrzymał w 1907 r. nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki.

Albert Einstein, który styczeń i luty 1931 r. spędzał w Pasadenie, spotykał się tam z Michelsonem. Za najpiękniejsze doświadczenie Michelsona uważał Einstein doświadczenie wykonane wspólnie z Galem wykazujące przy użyciu interferometru optycznego wirowy ruch Ziemi. Einstein pytał Michelsona, dlaczego tyle trudu poświęcił dokładności wyznaczenia tej stałej przyrody — prędkości światła — otrzymał odpowiedź: „Weil es mir Spass macht” (bo mnie to bawi).

Po śmierci Michelsona, 17 lipca 1931 r., na posiedzeniu Towarzystwa Fizycznego w Berlinie Einstein wygłosił wspomnienie o swym przyjacielu, zanotowane w *Zeitschrift angew. Chemie* 41, 685 (1931). Czytamy tam o Michelsonie: „Er hat die Wissenschaft als Künstler und Sportsmann betrieben, der sich in konstruktive Ideen verliebte und sie mit Zähigkeit und Feinheit der Erfindungsgabe experimentell zu verwirklichen wusste” (uprzął naukę jak artysta i sportsmen, który zagłębiał się w konstruktywne idee i z uporem oraz subtelnnością wynalazczej zdolności rotrafił je doświadczalnie urzeczywistnić).

Maciej Suffczyński

150 lat od odkrycia indukcji elektromagnetycznej

W bieżącym roku mija 150 lat od odkrycia przez Faradaya zjawiska indukcji elektromagnetycznej. Wkrótce po wielkim odkryciu Oersteda, już w 1822 roku, Faraday zanotował w swoim notatniku: „Convert magnetism into electricity”. Wysiłki, aby urzeczywistnić tę ideę, podejmował w ciągu dziewięciu lat i zapisywał w swym *Diary*. W sierpniu 1831 roku nawinął na pierścień z miękkiego żelaza dwie cewki izolowanych drutów. Dnia 27 sierpnia zauważył, że gdy zamyka obwód jednej cewki, w drugiej przepływa krótkotrwały prąd dający drgnienie igły galwanometru. Faraday wykonał następnie wiele zmodyfikowanych wersji doświadczenia. Zrozumiał, że istotna dla powstania siły elektromotorycznej jest zmiana w czasie strumienia indukcji magnetycznej.

Pierwsza rozprawa donosząca o dokonany odkryciu została przedłożona Królewskiemu Towarzystwu w Londynie w listopadzie 1831 roku.

Maciej Suffczyński

Kontynuując tradycję Szkół EPR Elektronowego rezonansu paramagnetycznego, odbywających się w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, zorganizowano w dniach od 29 czerwca do 2 lipca 1981 r. po raz trzeci Szkołę poświęconą tym razem tematowi „Radiospektroskopia w chemii”. Imprezie patronowało Polskie Towarzystwo Chemiczne. Inicjatywa wznowienia tych Szkół po kilkuletniej przerwie wyszła od Pani doc. Janiny Janikowej, wiceprezesa PTCh. Spowodowane to było dużym zainteresowaniem tematyką Szkół EPR wśród młodych chemików zarówno w latach poprzednich, jak i obecnie. Poprzednie dwie Szkoły odbyły się w latach 1971 i 1974 (patrz *Postępy Fizyki* 23, 89 (1972); 25, 214 (1974)). Materiały I i II Szkół EPR zostały wydane drukiem w tomie *Radiospektroskopia Ciała Stałego* pod red. J. Stankowskiego, PWN Warszawa 1975 (nakład prawie wyczerpany).

Ze względów organizacyjnych, na III Szkole EPR liczbę uczestników ograniczono do 33 osób, wśród których było 2 docentów, 15 doktorów i 16 magistrów (liczba ta nie obejmuje wykładowców, osób prowadzących ćwiczenia oraz uczestników będących pracownikami lub doktorantami IFM PAN w Poznaniu).

Zajęcia całodniowe obejmowały wykłady i ćwiczenia. Ogółem wygłoszono 9 wykładów i przeprowadzono 7 ćwiczeń. Oprócz zagadnień elektronowego rezonansu paramagnetycznego (EPR) wprowadzono po raz pierwszy tematykę impulsowych metod w jądrowym rezonansie magnetycznym (NMR), jądrowego rezonansu kwadrupolowego (NQR) oraz mikrofalowej spektroskopii absorpcyjnej w gazach.

Wykłady nawiązywały do najnowszych wyników badań w danej tematyce i były uzupełnione interesującymi ćwiczeniami obejmującymi zajęcia praktyczne przy spektrometrach oraz obliczenia parametrów widm. Podczas ćwiczeń poświęconych rejestracji i analizie komputerowej widm EPR przedstawiono sposoby zakładania zbiorów eksperymentalnych i omówiono (niestety z uwagi na awarię komputera tylko omówiono) programy służące do przetwarzania tych zbiorów, uzyskiwania parametrów widma EPR, m. in. przez dopasowanie lub symulację widm.

Mimo że program zajęć był bardzo bogaty (zapewniono uczestnikom całodzienne wyżywienie na miejscu), w czasie trwania Szkoły — jak

to zgodnie podkreślali uczestnicy — panowała wspólna atmosfera, która przyczyniła się do owocnej wymiany informacji podczas spontanicznie zorganizowanych dyskusji oraz do nawiązania osobistych kontaktów naukowych.

Andrzej B. Więckowski

Raport o stanie atomistyki

W numerze lipcowym *Rezonansu IBJ* Tomasz Radoszewski przedstawiła główne tezy zawarte w raporcie o stanie atomistyki — tak Autor nazywa opracowanie „Analiza stanu i wnioski dotyczące organizacji i systemu funkcjonowania atomistyki”. Raport został opracowany przez zespół pod przewodnictwem dyrektora IBJ prof. Jerzego Minczewskiego, powołany przez byłego ministra byłego Ministerstwa Energetyki i Energii Atomowej. Jak wiadomo, energetyka jądrowa nie jest włączona w zakres działania obecnego Ministerstwa Górnictwa i Energetyki. Autor artykułu jest zdania, że raport, mimo że opracowany przez nieistniejący zespół nieistniejącego ministerstwa, powinien zainteresować wszystkich atomistów i dlatego obszernie relacjonuje ten pięcioczęściowy dokument. Może tu wyjaśnienie dla czytelników *Postępów Fizyki*: atomistami Autor nazywa fizyków i chemików jądrowych, energetyków jądrowych i radiobiologów.

Część pierwsza raportu zawiera charakterystykę atomistyki jako międzydyscyplinarnej dziedziny nauki i techniki, obejmującej badania podstawowe z fizyki i chemii jądrowej i radiobiologii. Pozytywnie oceniano działalność Pełnomocnika Rządu ds. Wykorzystania Energii Jądrowej (1956—1973), a następnie Urzędu Energii Atomowej (1973—1976). Zlikwidowanie tego Urzędu w 1976 r. i podporządkowanie podległych mu placówek Ministerstwu Energetyki i Energii Atomowej odbiło się niekorzystnie na rozwoju atomistyki.

W części drugiej przedstawiono aktualny stan organizacyjny wszystkich działów atomistyki i problemy związane z badaniami podstawowymi. Wartość aparatury naukowo-badawczej oceniono na 25% jej wartości początkowej!

W części trzeciej omówiono współpracę międzynarodową. Stwierdzono: „...dzięki stałemu wykorzystaniu zagranicznych urzędów badawczych udaje się utrzymać wysoki poziom atomistyki

w Polsce pomimo drastycznych braków we własnej bazie aparaturowej”.

Te trzy części raportu stanowią jakby wstęp do części czwartej i piątej, w których przedstawiono uzasadnienie powołania samodzielnego organu administracji państwowej kierującego całokształtem atomistyki oraz dwa wnioski adresowane do Sejmu i Rządu. Pierwszy z nich to powołanie Komitetu ds. Atomistyki, drugi — reaktywowanie działalności Państwowej Rady ds. Wykorzystania Energii Atomowej.

Raport spotkał się z krytyką specjalistów, co niewątpliwie jest objawem zdrowym, gdyż tylko drogą swobodnej dyskusji można ustalić właściwe kierunki rozwoju.

W dniu 23 czerwca 1981 obradowała w tej sprawie Sejmowa Komisja Nauki i Postępu Technicznego. Sprawy atomistyki referował poseł prof. Jan Jankowski, koreferaty wygłosili prof. Marian Mięśowicz i prof. Jerzy Minczewski. Po pięciogodzinnej debacie Komisja stwierdziła potrzebę powołania centralnego organu administracji państwowej — Komitetu ds. Atomistyki — skupiającego i nadzorującego następujące jednostki: Instytut Badań Jądrowych (Świerk, Warszawa), Instytut Fizyki Jądrowej (Kraków), Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej, Zjednoczone Zakłady Urządzeń Jądrowych — POLON, były Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej. Uznano, że międzyresortowe Instytuty Fizyki i Techniki Jądrowej AGH i Techniki Radiacyjnej Politechniki Łódzkiej podlegałyby nadal swoim uczelniom będąc związane porozumieniami z Komitetem ds. Atomistyki.

Prof. Włodzimierz Kołos, sekretarz Wydziału III PAN, zgłosił w imieniu kierownictwa Polskiej Akademii Nauk propozycję włączenia atomistyki do PAN i zapewnienia przedstawicielowi atomistyki rangi zastępcy Sekretarza Naukowego PAN.

B. W.

Rezonans [B] Nr 12 i 13/14 (1981)

Nowe szaty cesarza

Frank von Hippel z Uniwersytetu w Princeton ogłosił w lipcowym zeszycie *Physics Today* interesujący artykuł „Nowe szaty cesarza” na temat zasięgania opinii uczonych i ośrodków naukowych. Według autora recenzje prac zgłaszanych do publikacji w czasopiśmie są na ogół obiektywne i niezależne. Natomiast na opinie

w kwestiach dotyczących decyzji, mających szersze znaczenie gospodarcze i społeczne, działając naciski, które sprawiają, że wyrażane opinie mają przede wszystkim na celu uzasadnienie decyzji już wcześniej podjętych: („... w naszej instytucji tym dobrze się powodzi, którzy czekają, aż ich przełożeni wyrażą swój pogląd i wtedy starają się znaleźć dalsze argumenty na poparcie tego poglądu”).

Frank von Hippel obszernie dyskutuje poruszane przez siebie zagadnienie posługując się aktualnymi przykładami, m. in. kontrowersją w kwestii ryzyka wypadków związanego z eksploatacją siłowni jądrowych. W 1974 r. zostały ogłoszone wyniki badań przeprowadzonych przez Komisję Energii Atomowej (AEC). Tekst raportu znanego jako dokument WASH 1400 liczył 1000 stron i przedstawiał wniosek, że zagrożenie ludności przez reaktory jądrowe jest znikome — porównywalne z zagrożeniem przez meteoryty dochodzące do powierzchni Ziemi. W tym samym roku 1974 Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne powołało grupę mającą przestudiować zagadnienie bezpieczeństwa reaktorów lekkowodnych. Grupa ta znalazła istotne błędy w raporcie WASH 1400. Dopiero jednak po upływie czterech lat, w ciągu których różne grupy i osoby wypowiadały się bardzo krytycznie co do wartości raportu WASH 1400, Komisja Nadzoru Jądrowego (Nuclear Regulatory Commission — NRC), która przejęła funkcję Komisji Energii Atomowej, postanowiła stworzyć zespół niezależnych ekspertów do ponownego zbadania sprawy. W styczniu 1979 r. NRC wydała orzeczenie stwierdzające, że odwołuje uznanie raportu WASH 1400 za miarodajny. NRC podkreśla przy tym wagę krytycznej analizy dokonywanej przez niezależne ośrodki.

B. W.

Phys. Today 34, No 7 (1981)

Optycy nie chcą słownika

Od kilkunastu lat Międzynarodowa Komisja Optyki (Commission Internationale d'Optique CIO — International Commission for Optics ICO) podejmowała wysiłki zmierzające do wydania słownika optycznego. Początkowo planowano słownik dwujęzyczny, później trój- lub wielojęzyczny, który zawierałby najważniejsze terminy i de-

finicje z optyki. Wielu fizyków poświęciło temu sporo czasu i uwagi (m. in. w Polsce zagadnieniem tym zajmuje się doc. I. Wilk z Politechniki Wrocławskiej).

Aby zorientować się na ile sprawa jest jeszcze aktualna ICO rozesłała odpowiednie zapytania do Komitetów Narodowych swoich państw członkowskich. Wynik był raczej zaskakujący. 15 Komitetów nie odpowiedziało w ogóle — co wskazuje na brak zainteresowania, 4 — zadeklarowały, że nie są wcale zainteresowane, a 4 — że mało interesują się słownikiem. Wobec tego ICO, biorąc m. in. pod uwagę ogromny koszt przedsięwzięcia, nie uznała za słuszne opracowanie słownika.

B. W.

ICO, May 1981

B. T. Matthias

(1918—1980)

Bernd T. Matthias urodził się w 1918 r. we Frankfurcie nad Menem. Po ukończeniu tam studiów fizyki pracował w ETH w Zurychu, w grupie, którą kierował Paul Scherrer. Po wojnie Matthias pracował od 1948 r. w Bell Laboratories w Murray Hill, a później od 1961 także jako profesor Uniwersytetu La Jolla w San Diego w Kalifornii, a również jako konsultant w Los Alamos. W 1954 r. G. F. Hardy i J. K. Hulm stwierdzili w V_3Si , a B. T. Matthias, T. H. Geballe, S. Geller i E. Corenzwit w Nb_3Sn nadzwyczajnie wysokie temperatury krytyczne przejścia do stanu nadprzewodnictwa. Matthias poświęcił się badaniu nadprzewodnictwa stopów i związków międzymetalicznych. Ogromna energia i niedoścignuta intuicja doprowadziły go do odkrycia kilku tysięcy nowych związków metalicznych o wysokich temperaturach krytycznych i wysokich krytycznych polach magnetycznych. Najwyższe temperatury krytyczne mają związki typu A_3B , w których A jest metalem przejściowym, krystalizujące w strukturze A-15 zwanej także strukturą beta-wolframu. Matthias ustalił empiryczną regułę, iż temperatura krytyczna jest wyznaczona przez stosunek liczby elektronów walencyjnych do liczby atomów w związku.

Nowe stopy i związki międzymetaliczne umożliwiają produkcję na skalę przemysłową magnesów

nadprzewodzących, które mają zasadnicze znaczenie dla kriogeniki, materiałów magnetycznych oraz rozwoju magnesów w akceleratorach cząstek najwyższych energii.

W ostatnich latach B. T. Matthias odkrył nowe związki ternarne boru, wykazujące własności ferromagnetyczne i, w najniższych temperaturach, nadprzewodzące.

B. T. Matthias odwiedził Polskę. Dnia 6 czerwca 1978 r. miał w Instytucie Chemii Fizycznej PAN w Warszawie odczyt na temat poszukiwania nowych związków nadprzewodzących. Odwiedził także Instytut Fizyki PAN. Pojechał z Warszawy do Trebłinki ujrzeć teren ośrodka masowej zagłady, pomniki pamięci ofiar i symboliczny cmentarz.

B. T. Matthias zmarł 27 października 1980 r. w La Jolla. Był aktywny do ostatniej chwili. Przeglądowy artykuł: J. K. Hulm, J. E. Kunzler and B. T. Matthias „The road to superconducting materials” ukazał się w z. 1, na str. 34, t. 34 *Physics Today*, tym samym, który przynosi wspomnienie pośmiertne o nim.

Maciej Suffczyński



W. Majewski
(1898—1981)

Gdy jesienią 1959 podjąłem pracę asystentki w Katedrze Fizyki Elektronowej Politechniki Warszawskiej, przyjął mnie energiczny i surowy mężczyzna z dużą czupryną i w grubych okularach. Był to prof. Witold Majewski, kierownik Katedry. W ciągu następnych lat okazał się wymagającym, skrupulatnym aż do małostkowości i upartym szefem oraz dobrym człowiekiem, skłonny do żartów, wielkodusznym dla słabych, lojalnym wobec przyjaciół.

Żył długo, zmarł w Rabce 29. IV. 1981 r. Życiorys jego jest typowy dla pokolenia: studia w Lozannie, pierwsza wojna światowa, doktorat w Uniwersytecie Warszawskim i początek kariery naukowej, którą przerywa druga wojna światowa. Po wojnie wśród naukowców, którzy w 1945 r. od razu podjęli odbudowę nauki polskiej i przystąpili do uruchomienia wyższych uczelni, znalazł się w Warszawie niespełna 50-letni dr fizyki Witold Majewski. Należał do pokolenia, dla którego wojna wypadła w okresie, gdy osiąga się

maksimum zawodowe. Tymczasem naukowcy ci zostali na długie lata wojenne i powojenne odcięci od bieżącego kontaktu z nauką światową. Za to z całą ofiarnością oddali się organizacji życia naukowego w kraju.

Dr Majewski występuje od razu z nowoczesną tematyką: rozpoczyna na Politechnice Warszawskiej wykłady z nowego przedmiotu, który nazywa fizyką elektronową. Równocześnie tworzy Katedrę Fizyki Elektronowej w Politechnice Warszawskiej, habilituje się i zostaje jej kierownikiem. Koncepcja tej tematyki wypłynęła z zainteresowań Witolda Majewskiego z lat przedwojennych. Wówczas zetknął się z problematyką fizyczną w radiotechnice. W latach 1931—35, oprócz pracy naukowej pod opieką i kierunkiem prof. S. Pieńkowskiego na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, podjął pracę w Instytucie Radiotechnicznym. Tam współpracował z prof. J. Groszkowskim, a współpraca ta przetrwała wojnę i trwała do 1947 r. Z tego okresu datują się prace Majewskiego drukowane w *Acta Physica Polonica*, *Annales de l'Académie des Sciences Techniques a Varsovie* oraz w *Wiadomościach i Pracach Instytutu Radiotechnicznego*.

Zainteresowania fizyką techniczną wiążą Witolda Majewskiego na stałe z Politechniką Warszawską. Upośledzenie wzroku utrudnia mu aktywne prowadzenie prac własnych. Za to całym sercem oddaje się dydaktyce. Wykład z fizyki elektronowej rozrasta się do przedmiotu specjalistycznego. Profesor organizuje laboratorium studenckie i uruchamia ćwiczenia rachunkowe z tego przedmiotu. Pisze i wydaje szereg podręczników i skryptów. Ukoronowaniem tej działalności są ostatnie dwie jego książki *Elektronika ciała stałego* (PWN 1958) oraz *Zarys teorii półprzewodników* (t. 1 i 2, Wyd. PW 1967). Są to nowoczesne podręczniki, napisane jasno, oryginalne w doborze materiału i formie wykładu. Wychowały się na nich pokolenia młodych elektroników-technologów. Książki te w pełni zasługują na ponowne wydania.

W Katedrze Fizyki Elektronowej prof. Majewski kieruje pracami nad materiałami półprzewodnikowymi. Najpierw są to kupryty, a potem dielektryki o własnościach półprzewodnikowych. Wyniki tych prac były patentowane, przedstawiane na zjazdach fizyków i publikowane w Wydawnictwach PW. Nie wzbudziły jednak szerszego echa.

Po przejściu na emeryturę Profesor pozostał jeszcze wiele lat w kontakcie z uczelnią, pisał książkę, której już nie wydał. Przez wszystkie te lata jego najbliższym przyjacielem, współ-

pracownikiem i opiekunem była jego żona, również fizyk, doc. Maria Majewska (por. *Postępy Fizyki* 32, 432 (1981)).

Prof. Witold Majewski należał do pokolenia naukowców polskich, którzy może nie mieli osiągnąć światowych, publikowali mało prac własnych, ale zbudowali podstawy nauki w kraju, utrzymali jej ciągłość. Na ich trudzie wzrosło całe współczesne pokolenie młodych, ambitnych i prężnych naukowców i inżynierów. Bylibyśmy niegodnymi uczniami, gdybyśmy pozwolili sobie zapomnieć o naszych nauczycielach.

Barbara Smolińska

S. Leśniowski
(1903—1981)

Dnia 31 lipca 1981 zmarł w Warszawie Stanisław Leśniowski, nauczyciel fizyki w warszawskich liceach, w czasie wojny wykładowca w tajnym szkolnictwie. W pierwszych latach po wojnie Leśniowski prowadził zajęcia w I Pracowni Fizycznej Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Był wieloletnim członkiem Oddziału Warszawskiego PTF.

B. W.

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 nadesłać 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 krcniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* 5, 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 kvantovavnykh polei*, Nauka, Moskwa 1973, str. 240.

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

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

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

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—
rocznie zł 90.—

Prenumeratę 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 prenumery krajowej dla zleceniodawców indywidualnych 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 OM 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 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

Z. M. Jarzębski — Ogniwa słoneczne SIS	551
J. A. Domaradzki, Ł. A. Turski — Zjawisko Bénarda	569
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
J. Hurwic — Willard F. Libby (1908—1980) na tle rozwoju radiochronologii	593
NOWOŚCI NAUKOWE	
K. Ernst — Śnieg laserowy	605
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
RECENZJE	619
KRONIKA	623

CONTENTS

Z. M. Jarzębski — The Semiconductor-Insulator-Semiconductor Solar Cells	551
J. A. Domaradzki, Ł. A. Turski — The Bénard Effect	569
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
J. Hurwic — Willard F. Libby (1908—1980) and the Development of Radiochronology	593
SCIENTIFIC NEWS	
K. Ernst — Laser Snow	605
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	619
CHRONICLE	623

ERRATA

Pragniemy sprostować trzy następujące błędy w artykule J. Hurwica w zeszycie 6/81: w wierszu 6 str. 595 zamiast „Każde z tych pierwiastków” powinno być „Każdy z tych trzech nuklidów”; w wierszu 17 od dołu str. 596 zamiast „na podstawie stosunków” powinno być „na podstawie stosunków He/U i H/Th”; w wierszu 12 str. 598 zamiast „+1” powinno być „-1”. Przepraszamy Autora i Czytelników za błędy oraz za późne ich sprostowanie.

OGŁOSZENIE

Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie odstąpi skraplarkę wodorowo-helową produkcji ZSRR typu: GS-2, rok produkcji 1961. Wydajność skraplarki: 5,0 l/godz. ciekłego helu.