

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 40  
ZESZYT 5  
1989

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Doc. dr JERZY DEMBCZYŃSKI

Doc. dr STANISŁAW HAŁAS

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK

Prof. dr JÓZEF TERLECKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Doc. dr JAN KALINOWSKI — *Delta*

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

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)

Doc. dr JÓZEF ŚWIĄTEK (Częstochowa)

Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)

Doc. dr MIECZYSLAW B. PAZDUR (Gliwice)

Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)

Doc. dr SŁAWOMIR CHOJNACKI (Kielce)

Prof. dr LUCJAN JARCZYK (Kraków)

Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)

Doc. dr MIECZYSLAW PIRÓG (Opole)

Doc. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)

Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr STANISŁAW DEMBIŃSKI (Toruń)

Prof. dr JAN ŻYLICZ (Warszawa)

Doc. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69, tel. 21-26-86

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 40, ZESZYT 5**

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1989

## RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański, Adam Kujawski, Marian Mięśowicz,  
Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski

*Członkowie Redakcji* — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

*Redaktor PWN* — Wanda Lohman

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)  
dr *Jerzy Wysocki* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Małgorzata Suchańska* (Kielce)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
prof. dr *Tomasz Goworek* (Lublin)  
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)  
doc. dr *Piotr Pierański* (Poznań)  
mgr *Danuta Ficek* (Słupsk)  
dr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)  
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

---

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

Nakład 1972+88 egz. Ark. wyd. 6,75 Ark. druk. 5<sup>1</sup>/<sub>16</sub>+1 Papier druk. kl. III  
70×100. 80 g. Oddano do składania w maju 1989 r. Podpisano do druku  
w grudniu 1989 r. Druk ukończono w grudniu 1989 r. Zam. 225/89

---

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lpocowego 13

*Marian Mięśowicz*

Międzynarodowy Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej  
Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica  
Kraków

*Jerzy Janik*

Instytut Fizyki Jądrowej  
im. Henryka Niewodniczańskiego  
Kraków

## Makro- i mikrodynamiczne efekty w ciekłych kryształach (W stulecie odkrycia ciekłych kryształów)

### Macro- and microdynamic effects in liquid crystals (On occasion of the centenary of the discovery of liquid crystals)

*Abstract:* The Cracow Center of Physics (the Jagellonian University, the Mining Academy and later the Institute of Nuclear Physics) carried out studies on liquid crystals during a large part of the 100 year period since liquid crystals were discovered. Effects related to the orientation of nematic liquid crystals by magnetic and electric fields were studied in the twenties by M. Jeżewski. In the thirties M. Mięśowicz discovered anisotropy of viscosity and defined what is now generally called „the Mięśowicz viscosities”. After world war II J. A. Janik and his coworkers studied various types of translational and reorientational molecular motions in liquid crystals.

In this article two of those researchers present these and related macro- and microdynamic phenomena in liquid crystals.

#### 1. Wstęp

Odkrycie ciekłych kryształów przez Reinitzera w 1888 r. [1] zapoczątkowało nowy sposób podejścia do polimorfizmu fazowego substancji. Tradycyjny podział na fazy: stałą, ciekłą i gazową musiał ustąpić na rzecz podziału na znacznie większą liczbę faz, obejmującą również fazy pośrednie pomiędzy ciałami stałymi a cieczami. Ciekłe kryształy stanowią właśnie jedną taką grupę faz pośrednich; tzw. kryształy plastyczne są drugą grupą tego typu<sup>1</sup>.

Chociaż, jak to powiedzieliśmy, ciekłe kryształy znane są od stu lat, wzbudziły one wielkie zainteresowanie fizyków i chemików (a także biologów) dopiero w czasie ostatniego dwudziestolecia. Złożyły się na to różne przyczyny. Główną jest niewątpliwie sukces ciekłych kryształów w zastosowaniu do techniki elektrooptycznych wskaźników (Liquid Crystal Displays — LCD). Równoczesną i skorelowaną z poprzednią przyczyną jest sukces che-

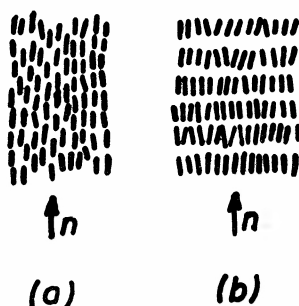
<sup>1</sup> Wprowadzenie do zagadnień ciekłych kryształów znajdzie Czytelnik w artykule M. Mięśowicza, *Postępy Fizyki* 26, 129 (1975).

mików, którzy byli w stanie dokonać syntezy dużej liczby substancji, w których fazy cie-  
kło-krystaliczne występują w temperaturze pokojowej, co jest ważne dla zastosowań prak-  
tycznych. Równoległe do tego postępował wzrost zainteresowania w biologii, ze względu  
na uświadomienie sobie faktu olbrzymiej roli tych substancji w układach biologicznych  
takich jak komórki, tkanki itp. Wreszcie, jako *sui generis* procesy wtórne, nastąpiły inten-  
sywne badania prowadzące do lepszego rozumienia przejść fazowych, opierające się na  
koncepcji łamania symetrii tak istotnej w zagadnieniu unifikacji sił przyrody, oraz na dal-  
szych osiągnięciach chemii, które niesłychanie rozszerzyły zbiór znanych substancji cie-  
kło-krystalicznych.

W tym artykule zajmiemy się wyłącznie tzw. ciekłymi kryształami termotropowymi  
i to takimi, których molekuly mają wydłużony kształt. Nie będziemy omawiać ciekłych  
kryształów tzw. dyskotycznych, ani ciekłych kryształów liotropowych. To ograniczenie  
związane jest z faktem ograniczenia omówionych niżej badań nad makro- i mikrodynami-  
cznymi efektami w ośrodku krakowskim, do tej właśnie grupy substancji.

Substancja złożona z takich wydłużonych molekuł jest, w odpowiednio niskiej tempera-  
turze, po prostu kryształem molekularnym. W określonej temperaturze przechodzi ona  
do którejś z faz smektycznych, a potem w kolejnych punktach przejść fazowych do kolej-  
nych faz smektycznych o coraz to mniejszym stopniu molekularnego uporządkowania.  
Wreszcie, w kolejnej temperaturze przejścia fazowego przechodzi ona do fazy nematycznej.  
W końcu w tzw. temperaturze (albo punkcie) klarowności przechodzi ona do fazy normal-  
nej cieczy (izotropowej). Cała ta sekwencja faz nie występuje w sposób konieczny. Niektóre  
fazy mogą być w niej pominięte. Jest wiele substancji, które pomiędzy kryształem a cieczą  
izotropową mają tylko jedną fazę — nematyczną.

Wydłużone molekuly nematycznych ciekłych kryształów są uporządkowane (aczkol-  
wiek z pewnym rozmyciem kątowym) w pewnym kierunku, zwanym kierunkiem nematycz-  
nego uporządkowania,  $n$ . W fazach smektycznych, prócz tego, można wyróżnić wyraźne  
warstwy molekularne. Jeżeli nie ma dalszego, w porównaniu do fazy nematycznej, upo-  
rządkowania wewnątrz warstwy, mamy do czynienia z fazą smektyczną A. Kolejne dalsze  
smektyki mają wzrastający stopień uporządkowania wewnątrz warstwy, a nawet występo-  
wać mogą korelacje między warstwami. Różnicę pomiędzy nematycznymi a smektycznymi  
ciekłymi kryształami przedstawia rys. 1. Niewątpliwie sugeruje on występowanie anizo-  
tropii własności w ciekłych kryształach. W opisie tym pomijamy tzw. chiralne nematyki  
(czyli ciekłe kryształy cholesterolowe) oraz chiralne smektyki. Te ostatnie (chiralne smek-



Rys. 1. Schematyczna reprezentacja molekularnej struktury (a) nematyka, (b) smektyka A

tyki C) mają *nota bene* ważne znaczenie praktyczne w technice wskaźników (obok dotychczas eksploatowanych nematyków).

Warto zauważyć, że anizotropia ciekłych kryształów jest własnością ograniczoną do stosunkowo niewielkich, aczkolwiek makroskopowych, obszarów. Ażeby całą próbkę zorientować, należy (jak to pokazał Jeżewski [2]) umieścić ją w niezbyt zresztą wysokim polu magnetycznym lub elektrycznym. Są zresztą i inne metody orientacji całej próbki. Te metody, łatwe do realizacji w przypadku substancji nematycznych, nie są tak skuteczne w przypadku smektyków.

W ciekłych kryształach szereg aspektów składających się na pojęcie „ciekłość” jest zachowanych i dlatego, przy całym uznaniu pośredniego charakteru tych substancji, skłaniamy się do traktowania ich jako podobnych do cieczy. To traktowanie, niewątpliwie trafne w przypadku ciekłych kryształów nematycznych, jest coraz mniej adekwatne dla kolejnych smektyków, zwłaszcza takich jak smektyk B czy E. Te ostatnie przypominają raczej kryształy.

Druga grupa faz pośrednich — kryształy plastyczne — jest niewątpliwie bardziej podobna w zachowaniu się do ciał stałych, niż do cieczy.

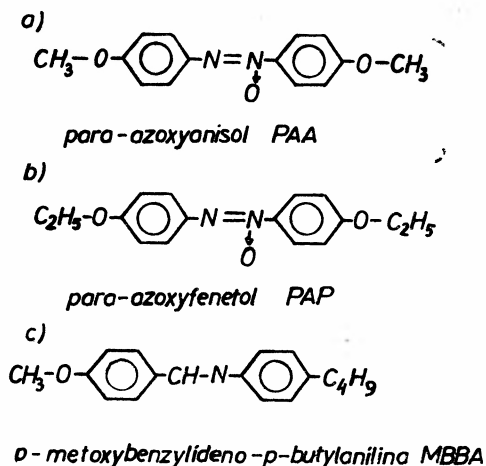
„Ciekłość” czy „stałość” w zachowaniu się makroskopowym substancji są niewątpliwie skorelowane z obecnością lub nieobecnością różnych ruchów molekularnych, odbywających się w skali mikroskopowej. Ogólnie, choć niezbyt ściśle, można powiedzieć, że w tych substancjach, w których dominuje „ciekłość”, grają jakąś rolę w mikroskopowej skali, molekularne ruchy translacyjne. W substancjach natomiast, w których dominuje aspekt „stałości”, takie ruchy translacyjne nie mogą występować.

Nie ulega wątpliwości, że rolę zasadniczą w występowaniu wielu faz ciekło-kryształicznych odgrywają różnego typu molekularne ruchy reorientacyjne, których stopniowe uruchamianie się przy wzroście temperatury prowadzi do przejść fazowych i *eo ipso* do takiej czy innej sekwencji faz.

Makroskopowo rzecz biorąc, ciekłość substancji łączy się z efektami dynamicznymi. Ciecz płynie, zmienia kształt, stawia opór lepki przy poruszaniu się w niej itp. Te dynamiczne efekty w odniesieniu do ciekłych kryształów były domeną prac ośrodka krakowskiego przed drugą wojną światową, związanych z nazwiskami Jeżewskiego i Mięśowicza [2-5]. Były to prace, które w sposób trwały ugruntowały rolę tego ośrodka w zespole pionierów badań nad ciekłymi kryształami. Po wojnie rozwinięto w tymże ośrodku prace nad efektami dynamicznymi zachodzącymi w skali mikroskopowej. Tak więc, makro- i mikrodynamiczne efekty w ciekłych kryształach stanowią jakąś *sui generis* domenę ośrodka krakowskiego, i to domenę, której uprawianie i osiągnięcia obejmują więcej niż połowę okresu historii ciekłych kryształów. Dlatego sądzimy, że syntetyczne omówienie tych osiągnięć powinno być przedstawione z okazji 100-lecia prac nad tymi substancjami.

## 2. Niektóre przykłady nematycznych ciekłych kryształów i zachowanie się ich przy pomiarach makroskopowych

Przechodząc do omówienia wybranych aspektów zachowania się substancji nematycznych przy pomiarach makroskopowych, warto posłużyć się konkretnymi przykładami substancji. Rysunek 2 pokazuje trzy przykłady molekuł tworzących fazy nematyczne —



Rys. 2. Typowe molekuly nematogenne

czyli nematogennych. Tabela 1 podaje zasadnicze parametry termodynamiczne tych substancji. Widać, że cechą charakterystyczną struktury molekuł nematogennych jest wydłużony kształt molekuly. W przypadku di-metoksyazoksybenzenu (który poniżej będziemy nazywać PAA, posługując się skrótem dawniej używanej nazwy, *para-azoksyanisol*) długość molekuly wynosi ok. 20 Å, a jej wymiar poprzeczny ok. 5 Å, a więc stosunek wynosi ok. 4:1. Z reguły molekuly zawierają pierścienie benzenowe. Coraz więcej znamy nematogennych molekuł, w których zamiast pierścieni benzenowych znajdują się

Tabela 1. Przykładowe parametry termodynamiczne ciekłych kryształów.  $T_f$  — temperatura topnienia czyli przejścia fazowego kryształ-nematyk.  $T_c$  — temperatura klarowności czyli przejścia fazowego nematyk — ciecz izotropowa.  $Q_f$  i  $Q_c$  oznaczają entalpie odpowiednich przejść

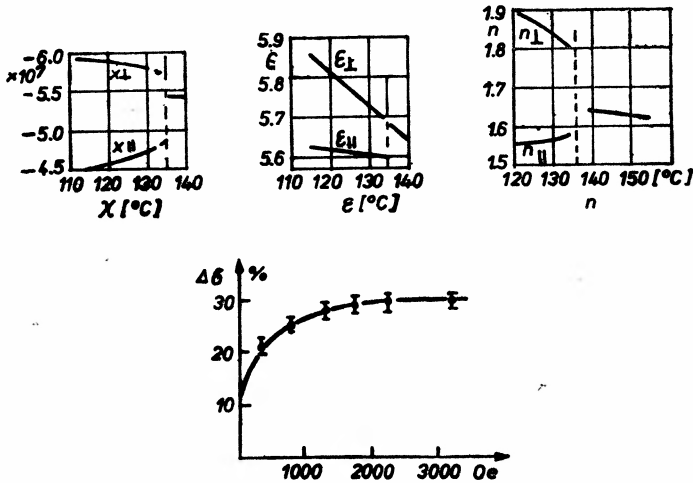
Substancja	$T_f$ [°C]	$Q_f$ [cal/mol]	$T_c$ [°C]	$Q_c$ [cal/mol]
PAA	118.2	7062	135.4	137
PAP	135.7	6413	167.6	326
MBBA	29.2	4310	43.9	148

pierścienie cykloheksanowe. Pierścienie połączone są zwykle ze sobą za pośrednictwem grupy centralnej, często odpowiedzialnej za elektryczny moment dipolowy. W przypadku PAA ten moment dipolowy jest nachylony pod kątem ostrym do osi molekuly, tak że istnieją niezerowe składowe tego momentu wzdłuż i prostopadle do tej osi.

Jednym z podstawowych zachowań jest orientacja nematyka w polu magnetycznym. Jeżeli mianowicie umieścić nematyk w stałym polu magnetycznym  $H$  to molekuly nematyka wykazują tendencję do orientacji długiej osi molekuly równolegle do  $H$ , a więc tendencję  $n \parallel H$ . Bierze się to stąd, że typowe molekuly nematogenne są diamagnetyczne, przy czym diamagnetyzm ten jest zlokalizowany w pierścieniach benzenowych, a osie



diamagnetyzmu są prostopadłe do płaszczyzny pierścieni. Koplanarne w fazach nematycznych pierścienie ustawiają się więc swymi płaszczyznami równoległe do pola  $H$ . Jest to bardzo ważna własność nematyków, dzięki której, orientując próbkę, można było zmierzyć anizotropię różnych wielkości fizycznych. Pionierskie prace w tej dziedzinie wykonane zostały przez Jeżewskiego [2].



Rys. 3. Zależności temperaturowe podatności magnetycznej  $\chi$ , stałej dielektrycznej statycznej  $\epsilon$  i współczynnika załamania  $n$ , pokazujące anizotropię tych wielkości w fazie nematycznej. Dolny wykres przedstawia zmianę przewodnictwa elektrycznego  $\Delta\sigma$  w funkcji natężenia pola magnetycznego orientującego próbkę. Wszystkie wyniki dotyczą PAA. Wg Chistiakowa [6]

Na rys. 3 mamy przedstawione dla PAA zależności temperaturowe składowych tensora anizotropii kilku wielkości fizycznych, uzyskane dzięki orientacji próbki nematycznej polem magnetycznym [6]. Na tym samym rysunku pokazana jest również przykładowo zależność zmiany jednej takiej wielkości (przewodnictwa elektrycznego) od natężenia pola  $H$ , w stałej temperaturze fazy nematycznej. Oczywiście, anizotropia własności znika przy przejściu do fazy cieczy izotropowej.

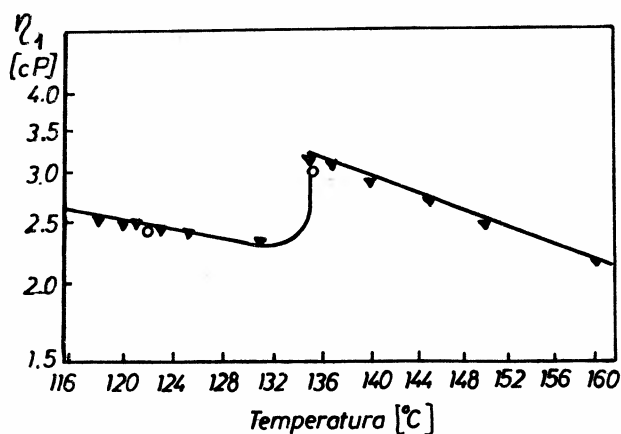
Warto może w tym miejscu zauważyć, że aczkolwiek metoda orientacji polem magnetycznym nie straciła do dziś aktualności, używa się obecnie obok niej innych metod, z których najważniejsze oparte są na odpowiednim traktowaniu powierzchni ścian pojemnika, w którym umieszczona jest ciekło-kryształiczna próbka.

### 3. Makrodynamiczne własności ciekłych kryształów. Anizotropia lepkości ciekłych kryształów nematycznych

Rysunek 4 pokazuje, na przykładzie PAA, że lepkość nieorientowanej cieczy nematycznej wykazuje anomalię zależności temperaturowej, w pobliżu punktu klarowności, czyli punktu przejścia fazy nematycznej w izotropową [7]. Warto przy tym zauważyć, że współczynnik lepkości dla fazy izotropowej jest większy niż dla fazy nematycznej,

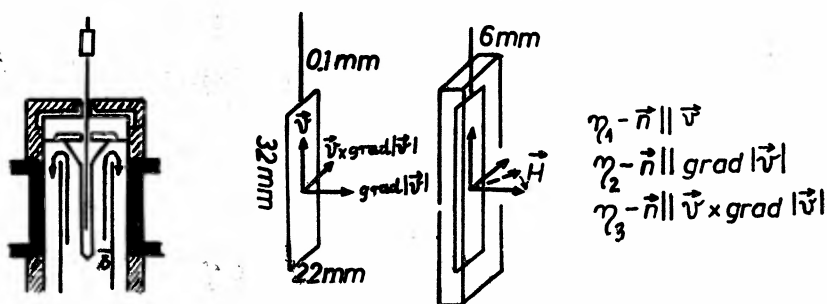
w okolicy punktu klarowności. Do tego szczegółu wrócimy jeszcze w dalszym ciągu tego artykułu. Obecnie chcemy przedstawić historię odkrycia anizotropii współczynnika lepkości, dokonanego w ośrodku krakowskim przez Mięśowicza [3-5].

Przed tym odkryciem, jedyne bezpośrednie pomiary wpływu orientacji próbki nematicznej na jej lepkość były wykonane przez Neufelda [8], który badał wpływ pola magnetycznego na czas przepływu cieczy nematicznej przez kapilarę. Pomiary te były wykonywane dla bardzo wąskiej kapilary i przy dużej stosunkowo prędkości przepływu. Rezultat



Rys. 4. Zależność lepkości  $\eta_1$  dla PAA od temperatury. ▼ — wyniki pomiaru metodą kapilary, ○ — wyniki pomiaru metodą wahającej płytki [7]

ich był negatywny — pole magnetyczne stosunkowo silne (ok. 10 kOe), włączane prostopadle do osi kapilary, nie zmieniało czasu przepływu. Dziś wiadomo, że orientacja próbek przez ścianki kapilary, oraz przez efekty związane z przepływem, majoryzowała wpływ orientujący pola magnetycznego.



Rys. 5. Aparat do pomiaru anizotropii lepkości wg Mięśowicza [3], przy pomocy wahającej cienkiej szklanej płytki zanurzonej w cieczy. Aparat był kalibrowany przy użyciu cieczy o znanych lepkościach. Badana ciecz znajdowała się w prostopadłościennym naczyniu z ogrzewaniem. Pole magnetyczne służyło do orientacji próbek. Kąt  $\varphi$  pomiędzy normalną do płytki a polem mógł być zmieniany. Trzy wyróżnione geometrie orientacji oznaczone są z prawej strony rysunku

W pomiarach Mięśowicza [3] zdecydowano się mierzyć lepkość PAA i PAP w silnym polu magnetycznym, przy stałej orientacji molekuł zależnej tylko od kierunku pola. Zastosowano niekonwencjonalną metodę wahającej się cienkiej płytki zanurzonej w badanej cieczy. Lepkość była wyznaczana z dekrementu zanikania wahań. Amplituda wahań płytki wynosiła ok. 3 mm, a okres wahań ok. 5. Rysunek 5 przedstawia zasadę i geometrię

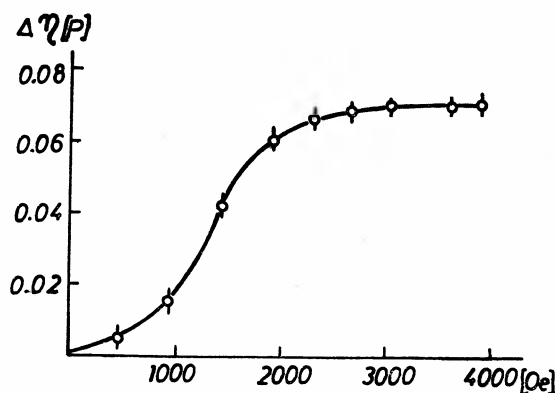
Tabela 2. Trzy główne współczynniki lepkości dla nematycznych PAA i PAP. Wg [5]

Substancja i temperatura	$\eta \parallel v$ [cP]	$\eta \parallel \text{grad } v$ [cP]	$\eta \perp v$ i $\eta \perp \text{grad } v$ [cP]
PAA (122°C)	$2,4 \pm 0,05$	$9,2 \pm 0,4$	$3,4 \pm 0,3$
PAP (144,4°C)	$1,3 \pm 0,05$	$8,3 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,3$

Tabela 3. Wartości  $\eta_1$  i stosunku  $\eta_2/\eta_1$  dla kilku nematyków, wg [9]

	PAP, 144°C	PAA, 125°C	HBAB, 60°C	MBBA, 25°C
$\eta_1$ [cP]	1,3	2,4	18,6	23,2
$\eta_2/\eta_1$	6	4	5	4,5

metody, która pozwalała wyznaczyć trzy główne współczynniki lepkości  $\eta_1$ ,  $\eta_2$  i  $\eta_3$  zdefiniowane dla trzech orientacji próbki, a mianowicie: współczynnik  $\eta_1$  jako odnoszący się do orientacji  $n \parallel v$ , współczynnik  $\eta_2$  jako odnoszący się do orientacji  $n \parallel \text{grad } v$ , oraz współczynnik  $\eta_3$  jako odnoszący się do orientacji  $n \perp v$  i jednocześnie  $n \perp \text{grad } v$ . Pole magnetyczne (8 kOe) było poziome, tzn. prostopadłe do kierunku prędkości przepływu wywołanego ruchem płytki  $v$ . Kąt azymutalny  $\varphi$  między polem  $H$  a normalną do płytki można było zmieniać w granicach od zera do 90°. Współczynniki  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$  w literaturze świa-

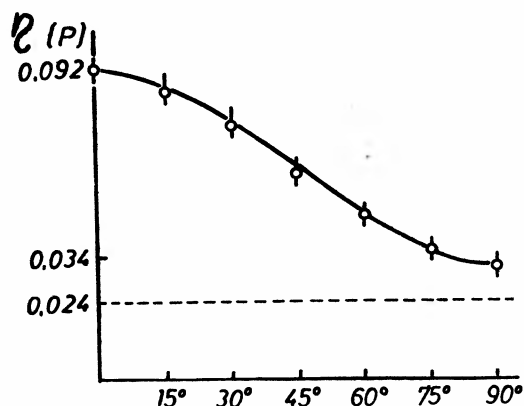


Rys. 6. Zależność anizotropii lepkości w PAP od natężenia orientującego pola magnetycznego. Obserwuje się nasycenie zmian lepkości  $\Delta\eta = \eta_2 - \eta_1$ , w dostatecznie silnym polu magnetycznym. Wg [3]

towej noszą nazwę współczynników lepkości Mięśowicza. Tabela 2 przedstawia 3 współczynniki lepkości  $\eta_1, \eta_2, \eta_3$  wg [5].

Głównym rezultatem przedstawionym w tab. 2 jest silna anizotropia lepkości otrzymano dla PAA i PAP. Zjawisko to zostało później potwierdzone przez różnych autorów dla wielu nematyków. Tabela 3 przedstawia dane dla  $\eta_1$  i stosunku  $\eta_2/\eta_1$  dla kilku nematyków otrzymane przez Gähwillera [9]. Mimo dużych różnic w lepkościach, anizotropia wyrażona przez  $\eta_2/\eta_1$  ma raczej stałą wartość ok. 5.

Dla wszystkich substancji nematycznych stwierdzono nierówność  $\eta_1 < \eta_3 < \eta_2$ .



Rys. 7. Zależność lepkości PAA od kąta azymutalnego  $\varphi$ . Krzywa przedstawia zależność  $\eta(\varphi) = \eta_2 \cos^2 \varphi + \eta_3 \sin^2 \varphi$ . Wg [3]

W pracach krakowskich wszystkie pomiary w polu magnetycznym były wykonywane przy natężeniach pola z obszaru nasycenia (rys. 6). Rysunek 7 pokazuje zależność lepkości od kąta azymutalnego  $\varphi$ . Zależność ta jest opisana dobrze formułą  $\eta(\varphi) = \eta_2 \cos^2 \varphi + \eta_3 \sin^2 \varphi$ .

#### 4. Makrodynamiczne własności ciekłych kryształów. Ciągła teoria hydrodynamiczna

Hydrodynamika cieczy nematycznych została opracowana teoretycznie dopiero w połowie lat 60. Na samym wstępie trzeba tu zauważyć, że hydrodynamika ta różni się od hydrodynamiki normalnej cieczy głównie tym, że przy rozważaniu zmiany pędu musi być wzięty pod uwagę aspekt zmiany kierunku orientacji  $n$ . Tak właśnie podeszli do zagadnienia Erickson [10] i Leslie [11]. Inna grupa, Forster i współpracownicy [12], używając innego formalizmu uzyskała podobne rezultaty. W teoriach [10] i [11] wykazano, że tensor przepływu dla zespołu pręto-podobnych molekuł wyraża się poprzez pięć parametrów o wymiarze lepkości:  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$  oraz  $\alpha_5$ . Te parametry zostały wprowadzone przez Lesliego i powszechnie nazywa się je współczynnikami lepkości Lesliego. Między tymi współczynnikami a współczynnikami lepkości Mięśowicza  $\eta_1, \eta_2$  oraz  $\eta_3$ , istnieją proste związki. Dzięki tym związkom można sprawdzić doświadczalnie wnioski płynące z ciągłej teorii hydrodynamicznej, albowiem współczynnik  $\eta$  można stosunkowo

Tabela 4. Wymienione w tekście zjawiska dynamiczne opisane przez ciągłą teorię hydrodynamiczną prowadzą do wyznaczenia współczynników lepkości  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$ , które można porównać z „absolutnymi” wielkościami z metody wahającej płytki (kolumna 2). Sprawę tę przedstawia tabela (wartości  $\eta$  w cP)

	Wahająca płytką [5]	Rozpraszanie światła na nematykach [13] dla orientacji odpowiadającej $\eta_1$ i $\eta_2$	Rozpraszanie światła na nematykach w kapilarach [14] dla orientacji odpowiadającej $\eta_1$ , $\eta_2$	Tłumienie ultradźwięków [15]	Orientacja przez przepływ [16]. Wyniki odpowiadają $\eta_1$ i $\eta_2$	Orientacja przez przepływ prądu elektrycznego w polu magnetycznym [17]
$\eta_1$	2,4	2,1	2,4	Wyliczone atenuacje przy pomocy wartości $\eta_1$ , $\eta_2$ , $\eta_3$ z kolumny 2 są w zgodności z doświadczeniem	2,5 9,3	Wyliczone z orientacji polem H przepływy prądu, przy pomocy wartości $\eta_1$ , $\eta_2$ , $\eta_3$ z kolumny 2 są w zgodności z doświadczeniem
$\eta_2$	9,2	8,6	9,6			
$\eta_3$	3,4					

łatwo mierzyć. Okazuje się m. in., że z ciągłej teorii hydrodynamicznej wynika standardowa nierówność  $\eta_1 < \eta_3 < \eta_2$ , którą doświadczalnie stwierdzono, jak o tym była mowa. Również konsekwencją tej teorii jest wspomniana wyżej zależność  $\eta(\varphi) = \eta_2 \cos^2 \varphi + \eta_3 \sin^2 \varphi$ , którą także stwierdzono doświadczalnie.

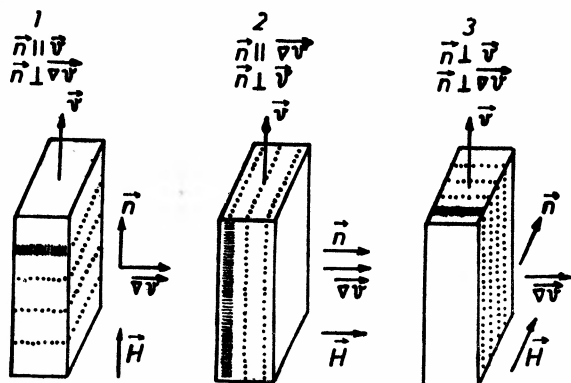
Teoria hydrodynamiczna ciągła pozwala ponadto wyjaśnić szereg zjawisk a mianowicie: zjawisko rozpraszania światła na próbkach nematycznych [13], zjawisko rozpraszania światła na nematyku w kapilarach [14], zjawisko tłumienia (atenuacji) fal ultradźwiękowych [15], zjawisko orientacji nematyków przez przepływ [16] oraz zjawisko orientacji przez przepływ prądu elektrycznego w polu magnetycznym [17]. Wszystkie te zjawiska nadają się, poprzez zaangażowanie teorii hydrodynamicznej, do odmiennych od opisanej powyżej metody wahającej płytki (metody niemal absolutnej!), sposobów pomiaru współczynników lepkości  $\eta_1$ ,  $\eta_2$  i  $\eta_3$ . Zgodności z wartościami uzyskanymi przez Mięśowicza (z metody absolutnej) mogą być traktowane jako sprawdzenie teorii hydrodynamicznej. Sprawę tę ilustruje tab. 4.

## 5. Makrodynamiczne własności ciekłych kryształów. Przejścia fazowe w ciekłych kryształach badane za pomocą przepływów o określonej geometrii orientacji

Zagadnienia, które zamierzamy przedstawić w tym rozdziale nie są rezultatami uzyskanymi w ośrodku krakowskim, ale są bezpośrednią konsekwencją i ekstrapolacją prac nad anizotropią lepkości w cieczach nematycznych, które były zreferowane w rozdz.

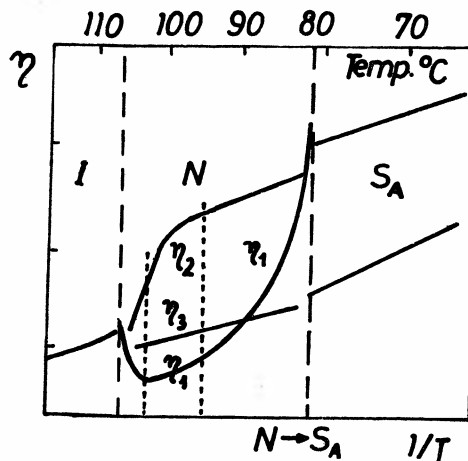
3. Szczególnie chcielibyśmy eksponować tu prace Letchera i współpr. [15, 18] ze względu na to, że stosowane w nich geometrie orientacji odpowiadają ściśle geometriom wprowadzonym przez Mięśowicza [5] w celu definicji trzech głównych współczynników lepkości  $\eta_1$ ,  $\eta_2$  i  $\eta_3$ . Ale zagadnienia, o które teraz będzie chodzić dotyczą tylko częściowo nematiców, koncentrując się na sprawie i nematiców zwykłych i tzw. fazy nematicznej powracającej (reentrant) odkrytej przez panią P. E. Cladis [20] i fazy smektycznej A i przejść fazowych między nimi. Pomiary, o których będzie mowa, były wykonywane w bardzo silnych polach magnetycznych (ok. 80 kOe), ponieważ smektyki opornie orientują się w polu magnetycznym. Mimo przejścia w tych pracach geometrii szkoły krakowskiej, nie posługiwano się w nich wahającą płytką lecz stosowano przepływy (zorientowane przez silne pole magnetyczne) przez kapilary płaskościennne.

Jako pierwszy przykład podamy rezultaty uzyskane dla  $\text{NC}-\text{C}_6\text{H}_4-\text{CH}=\text{N}-\text{C}_6\text{H}_4-\text{OC}_8\text{H}_{17}$  czyli cyjanobenzylidenoocytyloksyaniliny, którą w skrócie będziemy nazywać CBOOA [18]. Pomiary były przeprowadzone dla wszystkich trzech kierunków zaproponowanych przez szkołę krakowską (rys. 8). Zanim przedstawimy wyniki



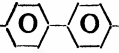
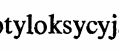
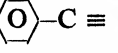
Rys. 8. Trzy główne orientacje przepływów w smektykach, wg [18]

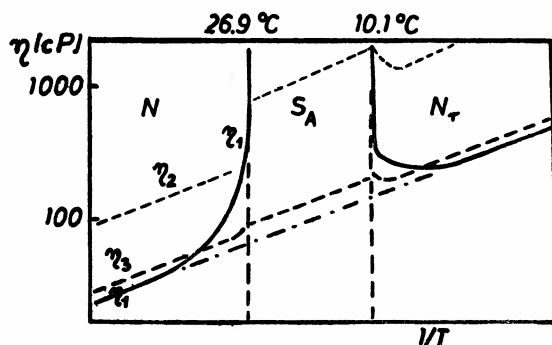
warto zobaczyć jaka jest sekwencja faz w CBOOA. Otóż odpowiada ona następującemu diagramowi: Ciecz izotrop.  $\xrightarrow{107^\circ\text{C}}$  Nematyk  $\xrightarrow{81.5^\circ\text{C}}$  Smektyk A  $\xrightarrow{62^\circ\text{C}}$  Kryształ. Rezultaty badań anizotropii lepkości przedstawia rys. 9. Widać, że współczynnik  $\eta_1$  w fazie nematicznej szybko rośnie przy zbliżaniu się do fazy smektycznej A. W przejściu fazowym  $\text{N} \rightarrow \text{S}_A$  ten współczynnik osiąga wartość praktycznie nieskończoną, co oznacza zablokowanie przepływu. Pozostałe współczynniki  $\eta_2$  i  $\eta_3$  zachowują się normalnie. W fazie nematicznej daleko od punktu przejścia  $\text{N} \rightarrow \text{S}_A$  zachowana jest nierówność  $\eta_1 < \eta_3 < \eta_2$ , o której już była mowa w związku z pomiarami lepkości wykonanymi przez szkołę krakowską i w związku z ciągłą teorią hydrodynamiczną (rozd. 3 i 4). Natomiast w fazie nematicznej w obszarze przedprzejściowym nierówność ta zmienia się w inną  $\eta_3 < \eta_2 \ll \eta_1$ . Wyniki te niewątpliwie świadczą o tym, że penetracja cieczy smektycznej gwałcąca warstwy smektyczne jest niemożliwa, albo przynajmniej bardzo utrudniona, być może ograniczona tylko do rzadko zachodzącego procesu przenikania molekuł z jednej warstwy do drugiej. Dla



Rys. 9. Trzy współczynniki lepkości  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$  dla CBOOA w zależności od temperatury, wg [18]

$\eta_3$  i  $\eta_2$  nie zaobserwowano silnych efektów przedprzejściowych w pobliżu punktu przejścia nematyk-smektyk A.

Drugi przykład niech stanowią rezultaty [19] uzyskane dla mieszaniny trzech substancji:  $H_{15}C_7$ --CN czyli heptyloksycyanobifenylu (7CB),  $H_{17}C_8O$ --CN czyli oktyloksycyanobifenylu (80CB) i  $H_{11}C_5$ --CN czyli pentylocyjjanotolanu (5CT), interesującej przez to, że ma ona, przy pewnym użytym w tych pomiarach stosunku koncentracji, diagram fazowy: Ciecz izotropowa  $\xrightarrow{65.0^\circ C}$  Nematyk  $\xrightarrow{26.9^\circ C}$  Smektyk A  $\xrightarrow{10.1^\circ C}$  Powracający nematyk  $\rightarrow$  Kryształ. Rezultaty pomiarów lepkości są przedstawione na rys. 10. Widać, że w fazie nematycznej (normalnej) wyniki są analogiczne jak omówione poprzednio dla innych nematyków. Daleko od przejścia  $N \rightarrow S_A$  wykazują one normalną dla nematyków nierówność  $\eta_1 < \eta_3 < \eta_2$ . Przy zbliżeniu się do przejścia  $N \rightarrow S_A$  współczynnik  $\eta_1$  „ucieka” do nieskończoności, podobnie jak w przypadku CBOA,



Rys. 10. Zależność temperaturowa trzech współczynników lepkości  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$ , w fazach: nematycznej, smektycznej A i nematycznej powracającej  $N_r$ . Najniższa prosta  $\cdots\cdots$  przedstawia zależność Arrheniusa dla lepkości fazy nematycznej, wg [19]

o którym dopiero co była mowa (rys. 9). W fazie smektycznej A obserwuje się tylko dwa współczynniki  $\eta_2$  i  $\eta_3$ , nie rejestruje się natomiast przepływu w kierunku prostopadłym do warstw smektycznych. Po przejściu  $S_A \rightarrow N_r$  współczynnik  $\eta_1$  „powraca” i, po przekroczeniu pewnego obszaru przedprzejściowego, „wpada na swoje miejsce”, odpowiadającym znowu nierówności  $\eta_1 < \eta_3 < \eta_2$ . Poza tym widać z rys. 10, że obie fazy nematiczne — normalną i powracającą — charakteryzuje słuszność opisu hydrodynamicznego sugerującego (w ramach teorii hydrodynamicznej ciągłej) nierówność  $\eta_1 < \eta_3 < \eta_2$ . Co więcej, widać, że obie fazy —  $N$  i  $N_r$  — charakteryzuje ta sama zależność temperaturowa Arrheniusa, mimo że fazy te przedzielone są fazą  $S_A$ , w której przepływ jest zablokowany w geometrii eksponującej współczynnik  $\eta_1$ . Trudno w tej chwili ocenić ważność tej informacji dla modelowych spekulacji dotyczących fazy  $N_r$ .

## 6. Mikrodynamiczne efekty w ciekłych kryształach. Anizotropia współczynnika samodyfuzji

Odkrycie przez Mięśowicza [3] anizotropii współczynnika lepkości i późniejsze ekstrapolacje tych badań na szeroki asortyment ciekłych kryształów nie tylko nematicznych, ale i smektycznych (zob. rozdz. 5), stymulowało dalsze badania w tym kierunku eksponujące mikroskopową stronę tych zagadnień. Nie ulega bowiem wątpliwości, że u podłoża tych opisanych wyżej zjawisk **makrodynamicznych** musi znajdować się **mikrodynamika**, czyli np. za lepkość i jej anizotropię muszą w ostatecznym rozrachunku być odpowiedzialne ruchy **molekularne**. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że powinna występować prosta korelacja pomiędzy lepkością a dyfuzją translacyjną molekuł. Ograniczenie się do tej tylko korelacji jest zbytnim uproszczeniem — rolę dominującą w zjawisku lepkości mają, jak się dzisiaj sądzi, ruchy reorientacyjne molekuł a nie dyfuzja translacyjna. Nie wiadomo jednak jak to jest na pewno. Dlatego, ulegając pokusie tej prostej korelacji, opiszemy najpierw doświadczenia zespołu ośrodka krakowskiego nad molekularną samodyfuzyjną translacyjną ciekłych kryształów.

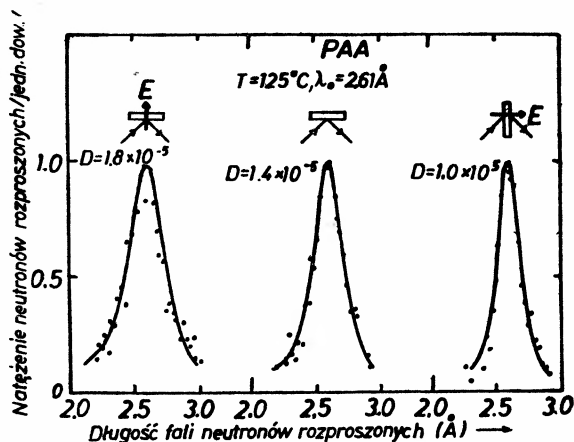
Doświadczenia te oparte są na następującej idei: Wiązka neutronów, mająca określoną energię, a więc wiązka monochromatyczna, rozpraszając się pod określonym kątem, a więc z określoną zmianą pędu, ulega rozmyciu energetycznemu, jeżeli molekuly na których się rozprasza podlegają dyfuzji translacyjnej. Tak więc, z „linii” neutronowej o teoretycznym kształcie funkcji delta powstaje, po rozproszeniu, „pismo” o kształcie lorenzowskim, o szerokości energetycznej danej wzorem (zob. np. [21])

$$\Delta E = 2\hbar Dk^2,$$

gdzie  $D$  jest współczynnikiem samodyfuzji molekuł, a  $\hbar k$  jest zmianą pędu neutronu przy rozproszeniu. Jeżeli, co oczywiście zawsze ma miejsce, padające neutrony mają już pewne (gaussowskie na ogół) rozmycie energetyczne, związane ze zdolnością rozdzielczą spektrometru, to poszerzenie dyfuzyjne lorenzowskie spleta się z instrumentalnym poszerzeniem gaussowskim.

Ta idea została zastosowana do pomiaru określonych składowych anizotropowego współczynnika (tensora) samodyfuzji [22-24]. Przedstawia to rys. 11 ilustrujący, że przy zmianie pędu  $\hbar k$  równoległej do wektora nematicznej orientacji  $n$  mierzona będzie skła-





Rys. 11. Wyniki kwazielastycznego rozpraszania neutronów w trzech „geometriach”, dla nematycznej fazy PAA. Pierwsza „geometria” odpowiada kierunkowi pola elektrycznego  $E \parallel n$  (a więc i  $n \parallel n$ ). Trzecia „geometria” odpowiada  $E \perp n$ . Środkowy rysunek odpowiada brakowi reorientującego pola. Odpowiednio mierzone są  $D_{\parallel}$ ,  $\bar{D}$  i  $D_{\perp}$ . Widać, że poszerzenie energetyczne jest największe dla  $E \parallel n$  co odpowiada temu, że  $D_{\parallel} > D_{\perp}$ . Wg [22]

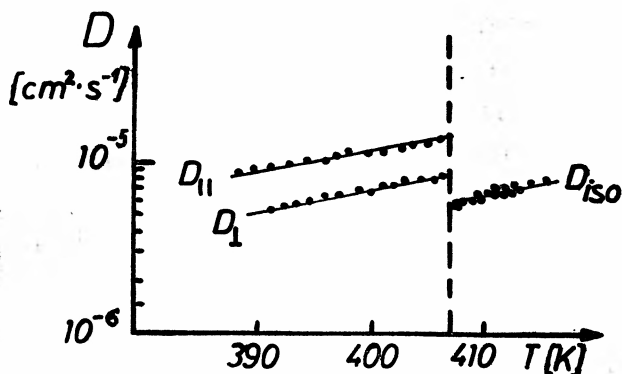
dowa  $D_{\parallel}$  tensora dyfuzji, natomiast przy  $n \perp n$  mierzona będzie składowa  $D_{\perp}$  tego tensora. Oczywiście kierunek wektora  $n$  musi być dobrze określony. W opisywanym tutaj eksperymencie następowało to przez zastosowanie pola elektrycznego.

W ten sposób otrzymane metodą rozpraszania neutronów wartości  $D_{\parallel}$  i  $D_{\perp}$  dla PAA są:  $D_{\parallel} = 1.8 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$  oraz  $D_{\perp} = 1.0 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$ . Widać z nich, że występuje niewątpliwa anizotropia współczynnika samodyfuzji w obu substancjach nematycznych, przy czym, jak należałoby oczekiwać na podstawie niskiej wartości lepkości cieczy nematycznej przy przepływie równoległym do  $n$ , wartość wyższą ma  $D_{\parallel}$ .

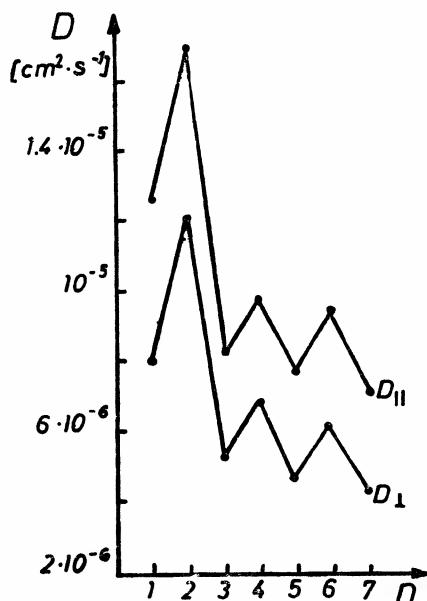
Te wyniki, przy ich krytycznym omówieniu, muszą być traktowane jako dostarczające raczej górnej granicy składowych tensora samodyfuzji niż poprawne wartości tych składowych. Chodzi tu mianowicie o to, że poszerzenie „linii” neutronowej powoduje nie tylko samodyfuzja molekuł, ale, jak o tym będzie mowa w rozdz. 7, również molekularna reorientacja. Wprawdzie wpływ reorientacji niemal nie zależy od zmiany pędu neutronów  $\hbar k$ , a wpływ dyfuzji translacyjnej rośnie jak  $k^2$ , co powoduje, że przy użytej w eksperymentach energii neutronów padających (ok. 12 meV) efekt dyfuzji translacyjnej powinien być dominujący, tym niemniej przyjęcie, że całe poszerzenie energetyczne pochodzi od dyfuzji translacyjnej jest grubym przybliżeniem.

Dlatego przedstawimy teraz wyniki pomiarów składowych tensora samodyfuzji w PAA uzyskane przed kilku laty przez Noacka [25] metodą magnetycznego rezonansu jądrowego. Wyniki te przedstawia rys. 12. Wartości  $D_{\parallel}$  i  $D_{\perp}$  (dla temperatur bliskich punktów klarowności) wynoszą odpowiednio: ok.  $1.3 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$  oraz ok.  $0.8 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$ . Wartości te są niższe niż podane wyżej otrzymane za pomocą metody neutronowej, co potwierdza tezę, że za część poszerzenia kwazielastycznego w rozpraszaniu neutronów były odpowiedzialne ruchy reorientacyjne.

Warto zauważyć dwa znamienne zjawiska zaobserwowane w pracy Noacka [25]:



Rys. 12. Wyniki pomiaru zależności współczynników samodyfuzji  $D_{||}$  i  $D_{\perp}$  od temperatury dla PAA metodą magnetycznego rezonansu jądrowego (wg [25]). Punkty na lewo od przerywanej pionowej linii dotyczą fazy nematicznej, na prawo — fazy izotropowej



Rys. 13. Przemienność (efekt parzysto-nieparzysty) dla współczynników samodyfuzji w szeregu homologicznym PAA w fazie nematicznej (wg [25]),  $n$  oznacza kolejny numer w szeregu, czyli liczbę atomów węgla w łańcuchu alkoksylowym

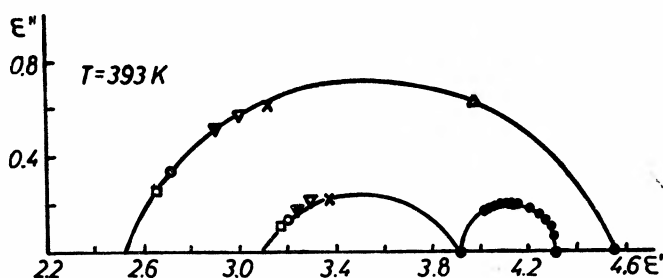
Po pierwsze, współczynnik dyfuzji powyżej punktu klarowności, czyli dla molekuł w fazie normalno-ciekłej, jest mniejszy niż oba współczynniki  $D_{||}$  i  $D_{\perp}$  dla molekuł w fazie nematicznej. Niewątpliwie ma to bezpośredni związek z tym, że uporządkowanie molekuł w fazie nematicznej likwiduje, a przynajmniej zmniejsza, przeszkody utrudniające translację. Po drugie, przy przechodzeniu od jednej substancji do drugiej, w szeregu homologicznym PAA, obserwuje się przemienność współczynników dyfuzji przedstawioną na rys. 13. Może to się wydawać na pierwszy rzut oka zagadkowe dlaczego, doczepiając

w grupach końcowych w PAA segment  $\text{CH}_2$  i przechodząc w ten sposób do PAP, ułatwia się dyfuzję translacyjną molekuł, dołączając następny segment  $\text{CH}_2$  stosunkowo utrudnia się tę dyfuzję itd. Do tego zagadnienia przemienności parzysto-nieparzystej wrócimy w następnym rozdziale.

## 7. Mikrodynamiczne efekty w ciekłych kryształach. Anizotropia reorientacji molekularnej

Reorientacja molekuł ciekłych kryształów może być dobrze zaobserwowana metodą relaksacji dielektrycznej, jeżeli molekuly mają trwałe elektryczne momenty dipolowe. Molekuła PAA na przykład posiada taki moment dipolowy, za który głównie jest odpowiedzialna niesymetryczna budowa grupy centralnej  $\text{N}_2\text{O}$ . Podobnie zresztą wygląda sytuacja u innych członków szeregu homologicznego PAA. Moment dipolowy w tych molekułach jest ukierunkowany pod ostrym kątem względem osi molekuly. Tak więc, jeżeli molekula wykonuje ruch reorientacyjny wokół osi długiej, to składowa momentu dipolowego prostopadła do tej osi obraca się. Podobnie, jeżeli molekula wykonuje ruch reorientacyjny wokół osi „krótkiej”, to składowa momentu wzdłuż osi długiej obraca się. Oba zatem ruchy powinny być wykrywalne metodą relaksacji dielektrycznej.

Jak wiadomo, w metodzie relaksacji dielektrycznej „szukamy” obszaru absorpcji i dyspersji, urojonej i rzeczywistej (odpowiednio) składowej przenikalności elektrycznej,  $\epsilon''$  i  $\epsilon'$ . Płynna zmiana częstości jest jednak niewykonalna przy wysokich częstościach. Wygodniejszą metodą jest pomiar przy kilku wybranych częstościach i przedstawienie wyników w reprezentacji  $\epsilon''$  w funkcji  $\epsilon'$ , czyli w tzw. reprezentacji Cole-Cole. Brak obszaru absorpcji odpowiada w tej reprezentacji pojawianiu się punktów wyłącznie na osi poziomej. Łukowate „wybrzuszenie” ponad tę oś wskazuje obszar relaksacji. Z parametrów tego łukowatego „wybrzuszenia” można wyznaczyć czas dielektrycznej relaksacji charakterystyczny dla procesu molekularnej reorientacji. Otóż dla nematycznych ciekłych kryształów otrzymuje się tą metodą dowód istnienia wyraźnie rozdzielonych **dwóch** obszarów relaksacji dielektrycznej, jak to przedstawia przykładowo dla butyloksyazoksybenzenu ( $n = 4$ ) rys. 14 [26]. Uzyskane przez Axmanna oraz w zespole krakowskim



Rys. 14. Wyniki pomiarów rzeczywistej,  $\epsilon'$ , i urojonej,  $\epsilon''$ , składowej przenikalności elektrycznej dla fazy nematycznej butyloksyazoksybenzenu (czyli czwartego członka szeregu homologicznego PAA) w fazie nematycznej, przedstawione w reprezentacji Cole-Cole (wg [26]). Dolne dwa łuki otrzymano przy pomiarze w „geometrii” równoległej do  $n$ . Widać wyraźne dwa obszary relaksacji. Górny łuk otrzymano przy pomiarze w „geometrii” prostopadłej do  $n$ . Obszar wolniejszy relaksacji jest w tej geometrii niewidoczny.

Łuk odpowiada w tym przypadku samej relaksacji szybkiej

wartości czasów relaksacji dla tych dwóch obszarów, w szeregu homologicznym PAA, zebrane są w tab. 5. Widać, że jednemu obszarowi odpowiadają czasy relaksacji stosunkowo długie, rzędu  $10^{-8}$ - $10^{-9}$  s, w fazie nematycznej, a drugiemu czasy relaksacji stosunkowo krótkie, rzędu  $10^{-10}$ - $10^{-11}$  s. Biorąc pod uwagę jeszcze inne parametry, takie jak np. wartości składowych momentu dipolowego równoległej i prostopadłej do osi molekuly, a także zachowanie się względem orientującego próbkę pola magnetycznego,

Tabela 5. Wartości czasów relaksacji dielektrycznej uzyskane dla dwóch obszarów relaksacji w pomiarach dla szeregu homologicznego PAA w fazie nematycznej

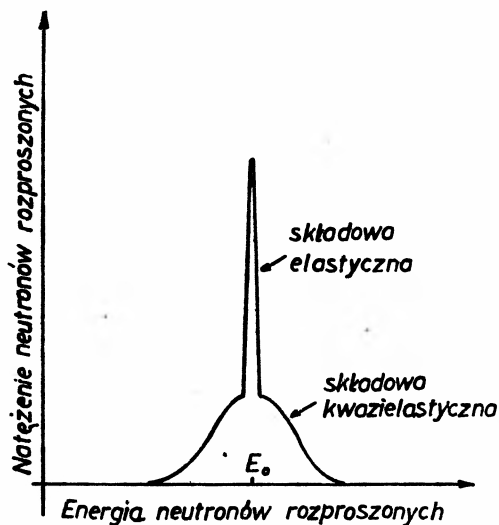
Numer członu szeregu homologicznego PAA	T[K]	$\tau \cdot 10^9$ s dla relaksacji powolnej	$\tau \cdot 10^{12}$ s dla relaksacji szybkiej	Literatura
1	398	4,3	32,9	[27]
2	420	14,1	25,6	[28]
3	390	13,9	74	[29, 30]
4	393	23,3	58,3	[26]
5	384	33,5	97	[29, 30]
6	391	24,7	86,1	[27]
7	388	36,7	92,2	[27]

można niemal na pewno zidentyfikować te dwa ruchy: powolniejszy — jako ruch reorientacyjny molekuł wokół osi „krótkiej” i szybszy — jako ruch reorientacyjny molekuł wokół osi długiej.

Tak więc istotnie mamy do czynienia, w przypadku nematycznych ciekłych kryształów, z anizotropią reorientacji molekularnej i to bardzo silną. Oczywiście fakt, że reorientacja molekuł w fazie nematycznej jest tak znacznie powolniejsza wokół osi krótkiej niż wokół osi długiej jest naturalny, bo równoległe uporządkowanym molekułom jest ze względów sterycznych bardzo trudno się przeorientować, natomiast dla obrotu wokół osi długiej te przeszkody steryczne muszą być znacznie mniejsze. Warto tu zauważyć, że opisane powyżej dwa wyraźnie rozdzielone obszary relaksacji w fazie nematycznej, przestają być rozdzielone w fazie cieczy normalnej, co sugeruje znacznie bardziej izotropowy ruch reorientacyjny molekuł w tej fazie.

Drugą metodą szeroko zastosowaną do badania reorientacji molekularnej w ciekłych kryształach jest metoda rozpraszania neutronów, o której częściowo była już mowa w rozdz. 6, przy omawianiu zjawiska samodyfuzji. Obecnie musimy nieco bardziej kompletnie omówić tę metodę (zob. np. [21].) Przypuśćmy na chwilę, że samodyfuzja nie zachodzi, natomiast molekuly wykonują reorientację. Oznacza to oczywiście, że peryferyjne atomy w molekule poruszają się po okręgach. Specyficzną cechą metody rozpraszania neutronów (przy wykorzystaniu w niej tzw. **nieśpójnego** rozpraszania) jest to, że obserwowany efekt jest zdominowany przez rozpraszanie na atomach wodoru. Tak więc reorientację molekuly śledzić można tą metodą dzięki poruszaniu się (po okręgach) peryferyjnych atomów wodoru; inne atomy są niemal całkowicie zamaskowane, właśnie z powodu wspomnianej dominacji. Otrzymywaną w tej metodzie odpowiedź można teraz opisać

następująco: pierwotnie ściśle monochromatyczna (o kształcie funkcji delta) „linia” neutronowa daje, po rozproszeniu, dwie składowe (rys. 15) — jedną tzw. elastyczną, nadal o charakterze „linii” i drugą tzw. kwazielastyczną, poszerzoną energetycznie. (Widać więc, że mamy tu do czynienia z bardziej skomplikowanym zjawiskiem niż w przypadku zwyczajnego poszerzenia „linii” spowodowanego dyfuzją translacyjną). Z szerokości, a ściśle mówiąc z kształtu, składowej kwazielastycznej można, dopasowując do wyników doświadczalnych krzywe modelowe, otrzymać (analogiczny do czasu



Rys. 15. Schematyczny kształt funkcji rozproszenia niespójnego neutronów przez reorientujące molekuly zawierające atomy wodoru

dielektrycznej relaksacji, charakterystycznego dla omówionej wyżej metody dielektrycznej), tzw. czas korelacji na określoną reorientację molekularną.

To co zostało powiedziane jest oczywiście idealizacją. Padająca wiązka nie ma charakteru „linii” ściśle monochromatycznej, lecz stanowi „pasmo” o pewnym poszerzeniu aparaturowym. To poszerzenie aparaturowe, czyli energetyczna zdolność rozdzielcza, determinuje „okno detekcji” czasów korelacji dostarczanych przez tę metodę. Oczywiście jest bowiem, że zbyt krótkie czasy korelacji reorientacyjnej prowadzić będą do bardzo szerokiej składowej kwazielastycznej, praktycznie niewyodrębnialnej z tła. Zbyt długie natomiast czasy korelacji będą dawać składową kwazielastyczną niewyodrębnialną z funkcji zdolności rozdzielczej. Dodatkową trudność może stanowić udział (w powyższym opisie zaniedbany) dyfuzji translacyjnej.

Opiszemy teraz wyniki naszych doświadczeń neutronowych związanych z reorientacją molekuł w fazach nematycznych dla szeregu homologicznego PAA. Eksperymenty, o których mowa, [26, 31-35], wykonane były przy znacznie niższej energii neutronów padających niż ta, której użyto w badaniu dyfuzji translacyjnej. Teraz mianowicie energia ta wynosiła 4.66 meV, co determinowało również zakres osiągalnych zmian pędów przy rozproszeniu. Warto może powiedzieć czego można było spodziewać się w tych eksperymentach, skoro metoda relaksacji dielektrycznej dostarczyła nam już danych istotnych

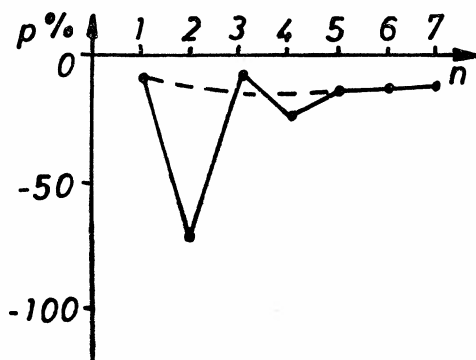
dla takiej prognozy. Otóż przede wszystkim, musimy stanowczo odrzucić możliwość uzyskania informacji przez dane neutronowe o reorientacyjnym ruchu powolniejszym (wokół osi „krótkiej” molekuł). Ten ruch daje poszerzenie składowej kwazielastycznej stanowiące zaledwie drobny ułamek zdolności rozdzielczej i to nie tylko w naszych doświadczeniach, ale i w najlepszych pod względem zdolności rozdzielczej spektrometrach neutronowych na świecie. Takiej składowej kwazielastycznej nie sposób w ogóle zaobserwować. Dla ruchu wokół osi długiej sytuacja nie jest aż tak beznadziejna, ale i w tym przypadku detekcja następowałaby zaledwie na granicy zdolności rozdzielczej, czyli składowa kwazielastyczna zaledwie byłaby do uchwycenia. Wszystko to związane jest z faktem, że (ze względu na zdolności rozdzielcze, którymi się dysponuje) właściwym „oknem detekcyjnym” metody neutronowej jest obszar czasów korelacji na reorientację od kilku do kilkudziesięciu (najwyżej) ps. Warto przy tym prognozowaniu wspomnieć również, że stosowany zakres zmian pędów neutronów przy rozproszeniu prowadzić powinien do niewielkiego tylko wpływu translacyjnej dyfuzji na poszerzenie „linii” neutronowej; mamy tu zatem odmienną sytuację niż opisaną w rozdz. 6 gdzie ze względu na dużą zmianę pędu dominowała w poszerzeniu dyfuzja translacyjna.

Tymczasem, w przeciwieństwie do tych prognoz, otrzymaliśmy w naszych eksperymentach neutronowych bardzo wyraźną (nie na żadnej granicy detekcji!) składową kwazielastyczną, stanowiącą dowód ruchów reorientacyjnych w fazie nematycznej ciekłych kryształów w obszarze pikosekundowym. Jedynym logicznym wytłumaczeniem takiej obserwacji jest przypisanie tych ruchów nie całej molekuł, lecz jej takim czy innym fragmentom, czyli potraktowanie ich jako ruchów wewnątrz-molekularnych. Tak więc obraz ruchów molekularnych w fazach nematycznych substancji naszego szeregu homologicznego PAA przedstawiałby się na podstawie opisanych tu badań następująco: molekuły wykonują dyfuzję translacyjną w skali  $10^{-5}$ - $10^{-6}$  cm<sup>2</sup>/s, wyraźnie anizotropową — dającą preferencję ruchu translacyjnego wzdłuż  $n$ . Molekuły jako całości wykonują w tych fazach ruchy reorientacyjne o również bardzo silnej anizotropii — dającej dla reorientacji wokół osi „krótkich” skalę czasową  $10^{-8}$ - $10^9$  s, a dla reorientacji wokół osi długich skalę czasową  $10^{-10}$ - $10^{-11}$  s. Prócz tego fragmenty molekuł wykonują ruchy reorientacyjne (wewnątrz-molekularne) w skali czasowej pikosekundowej.

Te wnioski były otrzymane, jak już wspomniano, z analizy kwazielastycznej składowej rozpraszania. Składowa elastyczna natomiast była systematycznie słabsza, niż to przewidywały rozważane modele. Zdecydowaliśmy się wziąć dokładniej pod uwagę to zachowanie się składowej elastycznej rozproszenia. Otóż możemy je śledzić np. w zależności od długości terminali alkoksylowych w rozważnym przez nas szeregu homologicznym PAA czyli od numeru w szeregu, a także w zależności od (branych pod uwagę jako rozsądne) modeli reorientacji (w tym przypadku wewnątrz-molekularnej). Określony model reorientacji określa również względne (w stosunku do składowej kwazielastycznej) natężenie składowej elastycznej. Jak wspomniano, na ogół okazuje się jednak, że to natężenie składowej elastycznej jest niższe niż przewiduje model, czyli że obserwuje się „niedostatek” elastyczności. Taki „niedostatek” interpretować można jako zakamuflowaną w ten sposób wskazówkę, że rozważany przez nas model nie uwzględnił jakichś dodatkowych ruchów reorientacyjnych w molekuł. Możemy teraz spróbować poprawiać model czyniąc rozsądne przypuszczenia co do tych dodatkowych ruchów, aż

uwolnimy się wreszcie od „niedostatku” elastyczności i uznamy, że w maksymalny sposób zbliżyliśmy się w tej analizie do prawdy.

Teraz zobaczmy co daje nam analiza „niedostatku” elastyczności dla naszego szeregu homologicznego, obok poprzednio już podanej informacji, że istnieją wewnątrz-molekularne ruchy reorientacyjne o pikosekundowej skali. Analizę tę przeprowadzamy dla następującego modelu reorientacji wewnątrz-molekularnej: w molekuale, pierścień benzenowy jest szczepiony z łańcuchem alkoksylovym w jeden fragment; dwa taki

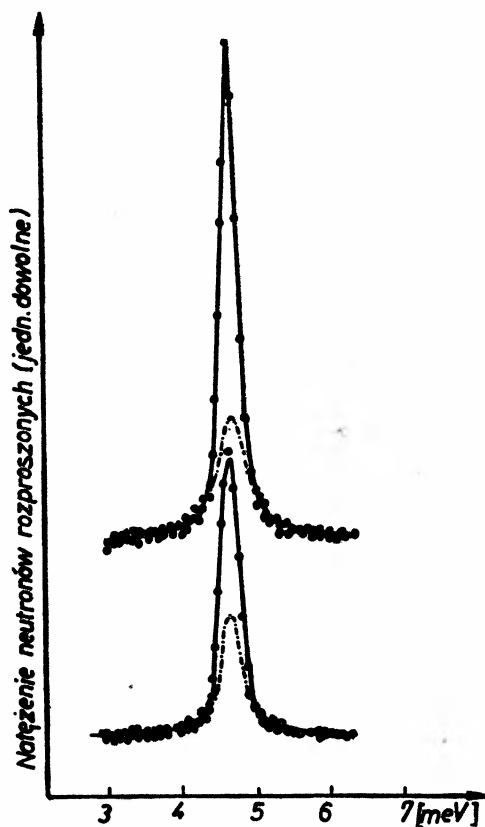


Rys. 16. Wyniki „ekstrakcji” z pomiarów neutronowych „niedostatku” elastyczności  $p$  dla faz nematycznych w szeregu homologicznym PAA. Linia przerywana daje z grubszy tendencję zależności  $p$  od  $n$  przy zaniedbaniu przemienności nieparzysto-parzystej. Wyniki są ekstrapolowane do punktów klarowności. Energia neutronów padających 4,66 meV. Kąt rozproszenia  $30^\circ$  (wg [36])

fragmenty w molekuale obracają się niezależnie od siebie wokół wiązań C-N (zob. np. rys. 2). Ten model daje „niedostatek” elastyczności, dla wszystkich członków szeregu homologicznego PAA w ich fazach nematycznych, jak to widać z rys. 16 [36]. Poza tym prowadzi on do przemienności parzysto-nieparzystej, do której wrócimy za chwilę.

Zgodnie z zaproponowaną powyżej ideą procedury przyjmujemy, że zaniedbaliśmy w modelu jakieś dodatkowe ruchy. Podejrzewamy, że te dodatkowe ruchy — dostatecznie szybkie tak, żeby przypadają na „okno detekcji” metody neutronowej — występują w alkoksylovych terminalach.

W tym miejscu potrzebna jest dygresja związana z zastosowaniem deuteracji w pomiarach neutronowych. Otóż, jak to wspomniano wyżej, metoda (niespójnego) rozpraszania neutronów zdominowana jest rozpraszaniem na atomach (jądrach) wodoru. Dotyczy to lekkiego izotopu wodoru, a nie deuteru. Na deuterze rozpraszanie neutronów jest po prostu bardzo słabe, tak że jeżeli w jakimś fragmencie molekuły zastąpimy  $^1\text{H}$  przez  $^2\text{H}$  to czynimy go „niewidocznym” dla neutronów, czyli pozbywamy się informacji, że w tym fragmencie coś się ewentualnie dzieje. Inaczej można by to określić jako częściowe maskowanie molekuły. Otóż jeżeli dodatkowe ruchy, w stosunku do zanalizowanego przed chwilą modelu reorientacji fragmentów, występują w terminalach, to deuteracja terminali powinna prowadzić do ustąpienia „niedostatku” elastyczności, czyli do adekwatności modelu reorientujących fragmentów, bowiem dodatkowy ruch w terminalach musi wtedy być ukryty. Rysunek 17 pokazuje porównanie rozkładów

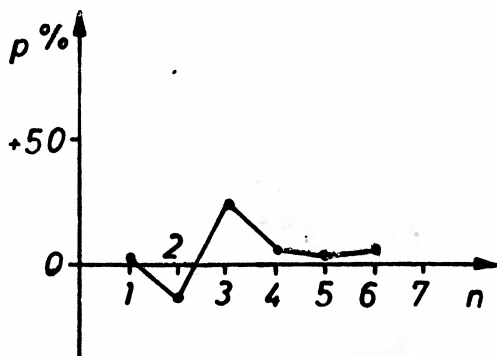


Rys. 17. Rozkłady energetyczne rozproszonych neutronów dla szóstego członka szeregu homologicznego PAA w fazie nematycznej. Dolny rozkład — substancja zwykła. Górny rozkład — substancja ze zdeuterowanymi terminalami. Krzywe — · — · — przedstawiają wyliczone z pełnego rozkładu składowe kwazi-elastyczne, kąt rozproszenia  $30^\circ$  (wg [36])

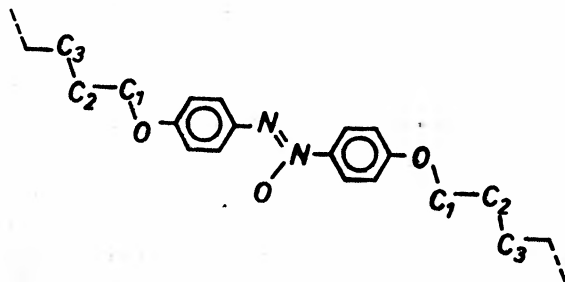
energetycznych rozproszonych neutronów dla substancji zwykłej i zdeuterowanej w terminalach. Widać, że substancja ze zdeuterowanymi terminalami ma zdecydowanie wyższą składową elastyczną, czyli na pewno mniejszy jej „niedostatek” niż w przypadku substancji zwykłej. Rysunek 18 pokazuje, że istotnie, po zdeuterowaniu terminali, „niedostatek” elastyczności staje się prawie równy zero. Świadczy to, że wysunięte przypuszczenie o dodatkowych szybkich ruchach reorientacyjnych w terminalach alkoksylowych, nakładających się na założony w modelu ruch fragmentów, jest prawdziwe.

Na zakończenie tego rozdziału trzeba jeszcze coś powiedzieć o przemienności parzysto-nieparzystej w naszym szeregu homologicznym PAA. Wspomnieliśmy już o niej w rozdz. 6, w związku z przemiennością współczynnika dyfuzji translacyjnej. Przede wszystkim należy zauważyć, że przemienność taka — dla różnych wielkości fizycznych — jest od dawna znana, zarówno dla szeregu homologicznego PAA jak i dla innych szeregów homologicznych ciekłych kryształów. Ograniczając się do szeregu PAA warto np. wspomnieć o przemienności parzysto-nieparzystej punktów klarowności [37], a także stopnia





Rys. 18. Wynik „ekstrakcji” z pomiarów neutronowych „niedostatku” elastyczności  $p$  dla faz nematycznych w szeregu homologicznym PAA, ze zdeuterowanymi terminalami alkoksyłowymi. Wyniki są ekstrapolowane do punktów klarowności. Energia neutronów padających 4,66 meV, kąt rozpraszania  $30^\circ$  (wg [36])



Rys. 19. Rysunek przedstawiający molekułę szeregu homologicznego PAA zaproponowany przez Marčelję [38] dla wyjaśnienia roli kolejnych grup  $\text{CH}_2$  w zdolności molekuł do porządkowania się w fazie nematycznej

nematycznego uporządkowania. Właśnie ta ostatnia przemienność wytłumaczona została przez Marčelję [38] w ten sposób, że dołączenie w terminalu drugiej, czwartej itd. — parzystej — grupy  $\text{CH}_2$  jest dołączeniem w kierunku osi długiej molekuły, co wzmacnia jej zdolność do porządkowania się w sąsiedztwie innych molekuł. Natomiast dołączenie w terminalu pierwszej, trzeciej itd. — nieparzystej — grupy  $\text{CH}_2$ , będąc niejako poprzeczne do molekuły, zmniejsza jej zdolność do porządkowania się (rys. 19).

Otóż sądzimy, że zarówno zaobserwowany przez nas efekt przemienności „niedostatku” elastyczności, dotyczący reorientacji molekularnej [36], jak i zaobserwowany przez Noacka [25] i wspomniany w rozdz. 6 efekt przemienności współczynnika dyfuzji translacyjnej, związane są z przemiennością stopnia uporządkowania nematycznego zasugerowaną i otrzymaną teoretycznie przez Marčelję. Wydaje się naturalne, że dla parzystych  $n$ , tj. dla substancji, dla których stopień uporządkowania jest stosunkowo większy, molekuły mają mniejsze przeszkody steryczne zarówno dla translacji jak i dla różnych ruchów reorientacyjnych — stąd większy „niedostatek” elastyczności. Dla nieparzystych  $n$  „sterzące” końcówki terminali — prowadząc do stosunkowo mniejszego

stopnia uporządkowania — niejako usieciowują i usztywniają strukturę i przez to mnie jest możliwości różnych ruchów molekularnych; stąd mniejszy „niedostatek” elastyczności w rozpraszaniu neutronów.

### 8. Zakończenie. Uwagi na temat powiązania efektów makro- i mikrodynamicznych

W kilku miejscach tego artykułu wspominaliśmy, że u podłoża zjawisk makrodynamicznych, takich jak lepkość, muszą znajdować się procesy mikrodynamiczne, tzn. różnorakie ruchy molekularne. Byłoby pięknie, gdybyśmy mogli powiązać w ten sposób w jedną całość rozdziały 3, 4 i 5 z rozdziałami 6 i 7 tego artykułu. Niestety prace na ten temat są jeszcze zbyt mało zaawansowane. Dlatego ograniczymy się, na zakończenie tego artykułu, tylko do uwag na temat tego powiązania.

Dotychczasowe próby tego typu oparte były na formalizmie Lesliego, o którym była mowa w rozdz. 4. Współczynniki Lesliego  $\alpha_1, \dots, \alpha_5$  są chyba bardziej dostępne dla interpretacji przy pomocy wielkości mikroskopowych (molekularnych) niż współczynniki lepkości Mięgowicza  $\eta_1, \eta_2, \eta_3$ . Współczynniki Mięgowicza natomiast lepiej nadają się do pomiaru, spełniając warunki odnośnych, w klarowny sposób zdefiniowanych „geometrii” eksperymentu. Wobec faktu istnienia związków formalnych pomiędzy obiema grupami współczynników można by zaproponować (wyidealizowaną) procedurę następującą: z doświadczeń, w rodzaju tych jakie były opisane w rozdz. 6 i 7, wyznacza się takie wielkości jak współczynniki dyfuzji  $D_{||}$  i  $D_{\perp}$ , czasy korelacji reorientacyjnej wokół krótkiej i długiej osi molekuly oraz ewentualnie odnośne bariery aktywacyjne. Te wielkości wstawia się następnie do wzorów łączących je ze współczynnikami Lesliego. Z otrzymanych w ten sposób współczynników Lesliego wylicza się współczynniki lepkości Mięgowicza. Następnie sprawdza się ich zgodność z doświadczeniem.

Otóż niemal jedyną grupą prac, która ma ambicję dostarczać związków pomiędzy współczynnikami Lesliego a wielkościami poziomu molekularnego, stanowią prace Martinsa i Diogo [39 - 41] oparte na następującej idei: zakłada się, że współczynniki Lesliego są proporcjonalne do czasu relaksacji związanego z przeorientowywaniem się molekuly nematyka, które to przeorientowywanie jest z kolei określone przez barierę na reorientację molekuly wokół osi krótkiej. Ta bariera z kolei zdeterminowana jest średnim polem (tzw. polem Maiera i Saupego) działającym na molekulę oraz parametrami objętości przypisanej molekule koniecznej do tego, żeby molekuła była w stanie się obrócić. Z tych założeń Martins i Diogo otrzymują arrheniusowską formę współczynników Lesliego (czyli wykładniczą zależność tych współczynników od temperatury), i to zgadza się z doświadczeniem. Również w (przynajmniej jakościowej) zgodzie z doświadczeniem jest wynikający z tych spekulacji fakt, że skoro wiadomo, że pole Maiera i Saupego zależy od parametru nematycznego uporządkowania,  $S$ , musi występować silna zmienność tego pola w pobliżu punktu klarowności, a zatem silna zmienność współczynników Lesliego w pobliżu punktu klarowności.

Z tego opisu widać, że wprawdzie prace Martinsa i Diogo budują pewien pomost pomiędzy wielkościami mikro- i makrodynamicznymi w ciekłych kryształach (nematycznych), to jednak daleko jest do tego, żeby te wielkości mikrodynamiczne w sposób jawny występowały we wzorach. Raczej poprzestają te prace na otrzymaniu w miarę poprawnej

formy zależności od temperatury, czy efektów przedprzejściowych, a nie wartości współczynników makroskopowych wyrażonych poprzez wartości współczynników mikroskopowych.

Nieco dalej idzie praca Osipowa i Terentiewa [42], która analizuje ten sam problem z punktu widzenia teorii statystycznej. Rozważania te prowadzą do wniosku, że translacyjna i rotacyjna część statystycznej funkcji rozkładu są niezależne, że translacyjna część praktycznie nie interweniuje w mechanizmie lepkości i że różne rotacyjne stopnie swobody nie są w tym względzie równouprawnione, przy czym dominuje wpływ przeorientowania się molekuł wokół osi krótkiej. A więc pod tym względem wyniki Osipowa i Terentiewa są zgodne z założeniami Martinsa i Diogo, przy czym teraz jest to wniosek z teorii, a nie założenie.

Ta więc teoria jest niewątpliwym krokiem naprzód. Osipow i Terentiew są w stanie otrzymać wszystkie wnioski wynikające z teorii Martinsa i Diogo, a prócz tego zgodną z doświadczeniem informację, że współczynniki Lesliego można podzielić na dwie grupy —  $\alpha_a, \alpha_b$  oraz  $\alpha_1, \alpha_3, \alpha_6$  — silnie różniące się co do wielkości bezwzględnych. Ponadto teoria ta jest w stanie otrzymać informację co do znaku dla wszystkich współczynników Lesliego, również w zgodzie z doświadczeniem.

Niewątpliwym brakiem teorii Osipowa i Terentiewa jest to, że statystyczne rozważania tej teorii nie wykorzystują dobrze określonych wielkości poziomu molekularnego, takich jak współczynniki dyfuzji, czy czasy korelacji reorientacyjnej, lecz posługują się niezbyt dobrze określonym mikroskopowym parametrem jakim jest „mikroskopowy współczynnik tarcia”. Ten właśnie parametr wchodzi do wzorów na wszystkie współczynniki Lesliego.

Na tym na razie kończy się historia usiłowań znalezienia związków między efektami makro- i mikrodynamicznymi w ciekłych kryształach. Trudno przewidywać jak będą wyglądały dalsze prace w tym kierunku. Całkiem z boku patrząc na tę sprawę i nie pretendując do posiadania kompetencji w tego typu teoriach, chcielibyśmy zauważyć, że nie wydaje nam się ostatecznym poglądem, że makrodynamika ciekłych kryształów zależy tylko od jednego typu ruchów molekularnych — reorientacji wokół krótkiej osi — a nie zależy od reorientacji wokół długiej osi, a także od samodyfuzji translacyjnej molekuł. Wydaje nam się też, że separacja translacji od rotacji jest być może zbyt grubym przybliżeniem; być może podobnie jak to jest w teorii mikrodynamiki kryształów plastycznych, trzeba w porządnej teorii mikrodynamiki ciekłych kryształów wprowadzić sprzężenie translacja-reorientacja.

Nie jest wykluczone, że tego rodzaju porządna teoria pozwoli wyrazić mikroskopowy współczynnik tarcia z pracy Osipowa i Terentiewa za pomocą wszystkich parametrów translacyjnych i reorientacyjnych dobrze zdefiniowanych i w ten sposób nastąpi właściwe powiązanie efektów makro- i mikrodynamicznych w ciekłych kryształach.

#### Literatura

- [1] F. Reinitzer, *Wien. Monatsh. Chemie* **9**, 421 (1888).
- [2] M. Jeżewski, *Z. Phys.* **51**, 159 (1928).
- [3] M. Mięśowicz, *Nature* **136**, 261 (1935).

- [4] M. Mięśowicz, *Bull. Intern. Acad. Pol. Ser. A*, **228** (1936).
- [5] M. Mięśowicz, *Nature* **158**, 27 (1946).
- [6] I. G. Chistiakov, *Usp. Fiz. Nauk* **89**, 536 (1936).
- [7] R. S. Porter, J. F. Johnson, *J. Appl. Phys.* **34**, 51 (1963).
- [8] M. W. Neufeld, *Phys. Z.* **14**, 695 (1913).
- [9] Ch. Gähwiller, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **20**, 301 (1973).
- [10] J. L. Ericksen, *Arch. Ration. Mech. Anal.* **10**, 189 (1962).
- [11] F. M. Leslie, *Q. J. Mech. Appl. Math.* **19**, 357 (1966); *Arch. Ration. Mech. Anal.* **28**, 265 (1968).
- [12] D. Forster, T. Lubensky, P. C. Martin, J. Swift, P. S. Pershan, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1016 (1971).
- [13] Orsay Liquid Crystals Group, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 161 (1969).
- [14] D. Langevin, *J. Phys. (France)* **33**, 249 (1972).
- [15] K. A. Kemp, S. V. Letcher, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1634 (1971).
- [16] M. N. L. Narashinhan, A. C. Eringen, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **29**, 57 (1974).
- [17] W. Helfrich, *J. Chem. Phys.* **51**, 4092 (1969).
- [18] M. G. Kim, S. Park Sr, M. Cooper, S. V. Letcher, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **36**, 123 (1975).
- [19] S. Battacharya, S. V. Letcher, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 414 (1980).
- [20] P. E. Cladis, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 48 (1975).
- [21] J. A. Janik, T. Riste, w: *Methods of Experimental Physics*, red. K. Sköld i D. D. Price, t. 23, cz. B, rozdz. 17, Academic Press 1987.
- [22] J. A. Janik, J. M. Janik, K. Otnes, T. Riste, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **15**, 189 (1971).
- [23] K. Otnes, R. Pynn, J. A. Janik, J. M. Janik, *Phys. Lett.* **38A**, 335 (1972).
- [24] J. A. Janik, J. M. Janik, K. Otnes, R. Pynn, *Neutron Inelastic Scattering*, str. 515, International Atomic Energy Agency, Wiedeń 1972.
- [25] F. Noack, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **113**, 247 (1984).
- [26] K. Chłędowska, D. Chruściel, J. A. Janik, J. M. Janik, H. Kresse, H. Stettin, K. Otnes, T. Stanek, S. Urban, S. Wróbel, Raport 1395/PS Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, 1988 r., oraz *Liq. Cryst.* w druku.
- [27] A. Axmann, *Z. Naturforsch.* **21a**, 615 (1966).
- [28] S. Urban, S. Wróbel, K. Chłędowska, J. Chruściel, J. A. Janik, H. Kresse, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **100**, 57 (1983).
- [29] Nguyen X. Phuc, W. Otowski, J. Chruściel, H. Kresse, S. Urban, S. Wróbel, *Z. Naturforsch.* **40a**, 627 (1985).
- [30] W. Otowski, X. P. Nguyen, J. Chruściel, H. Kresse, S. Urban, S. Wróbel, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **154**, 27 (1988).
- [31] J. A. Janik, J. M. Janik, Raport 1305/PS Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, 1986, oraz w: *Zehn Arbeiten über flüssige Kristalle*, red. H. Sackmann, Wissenschaftliche Beiträge 1986/52, str. 4, Martin Luther Universität, Halle (Saale) 1986.
- [32] J. A. Janik, J. M. Janik, K. Otnes, J. Krawczyk, K. Rościszewski, *Physica* **92B**, 351 (1977).
- [33] J. A. Janik, J. M. Janik, J. Krawczyk, K. Otnes, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **89**, 171 (1982).
- [34] K. Chłędowska, D. Chruściel, J. Chruściel, B. Janik, J. A. Janik, J. M. Janik, J. Krawczyk, K. Otnes, *Liq. Cryst.* **1**, 127 (1986).
- [35] X. P. Nguyen, J. Krawczyk, D. Chruściel, J. Chruściel, J. A. Janik, J. M. Janik, K. Otnes, H. Kresse, I. Natkaniec, S. Urban, S. Wróbel, *Liq. Cryst.* **1**, 561 (1986).
- [36] J. A. Janik, J. M. Janik, K. Otnes, T. Stanek, Raport 1419/PS Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, 1988, oraz *Liq. Cryst.* w druku.
- [37] H. Arnold, *Z. Phys. Chem. (Leipzig)* **226**, 146 (1964).
- [38] S. Marčelja, *J. Chem. Phys.* **60**, 3599 (1974).
- [39] A. F. Martins, A. C. Diogo, *Port. Phys.* **9**, 1 (1975).
- [40] A. C. Diogo, A. F. Martins, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **66**, 133 (1981).
- [41] A. C. Diogo, A. F. Martins, *J. Phys. (France)* **43**, 779 (1982).
- [42] M. A. Osipov, E. M. Terentev, Preprint Nr 5 Instytutu Krystalografii Akad. Nauk ZSRR, Moskwa 1988.

## RÓŻNE

*Zdzisław Pogoda*

Instytut Matematyki  
Uniwersytet Jagielloński  
Kraków

*Leszek M. Sokolowski*

Obserwatorium Astronomiczne  
Uniwersytet Jagielloński  
Kraków

## Czy matematyka wyróżnia jakiś wymiar przestrzeni?

### Does mathematics single out some value of the space dimension?

**Abstract:** According to current theories, the physical universe has more than four dimensions. None of them, however, explains why external, macroscopically observable spacetime is four-dimensional. Here, we discuss an analogous problem in pure mathematics: are there spaces that can be distinguished due to their dimensionality? We show, by means of several important problems in the topology of manifolds, that spaces of dimension three and four have singular behaviour in many respects. It is unknown whether this coincidence of distinguished numbers of dimensions in physics and mathematics is accidental or has a deeper significance.

#### 1. Wymiar w fizyce, czyli: w jakim świecie żyjemy?

Proponujemy Czytelnikowi, by popytał się znajomych fizyków o to, które z fundamentalnych praw fizyki zostało odkryte najwcześniej. Z naszych doświadczeń wynika, że niemal nikt nie zna prawidłowej odpowiedzi. Na szczęście nie oznacza to, że fizycy zupełnie nie znają historii fizyki. Rzecz w tym, że prawo, o które tu chodzi, jest tak fundamentalne dla naszej egzystencji, tak bardzo leży u początków naszego sposobu patrzenia na природę, że na ogół zapominamy włączyć je do rejestru praw fizyki, zaś nieliczni, którzy o nim pamiętają, najczęściej nie orientują się kiedy zostało ono sformułowane. Jest to bowiem prawo głoszące, że przestrzeń fizyczna, w której żyjemy, ma trzy wymiary<sup>1</sup>. Jest ono wyraźnie odmienne od pozostałych praw fizyki.

Korzeni tego prawa należy szukać w matematyce greckiej, gdyż ówczesna geometria nie była oddzielona od fizyki. Intuicyjne, lecz idące w prawidłowym kierunku, pojęcie wymiaru pojawia się u Arystotelesa (traktat *O niebie*) i w „Elementach” Euklidesa. Grecy nie znali terminu „wymiar” i używali słowa *diastasis* — rozciągłość, np. Euklides nie mówi, że ciało ma trzy wymiary, lecz że jest tym, co ma długość, szerokość i głębokość.

<sup>1</sup> Przez fizyczną przestrzeń będziemy rozumieć przestrzennopodobny przekrój fizycznej czasoprzestrzeni. Świat i wszechświat są synonimami czasoprzestrzeni, która ma zawsze o jeden wymiar więcej (czas) od przestrzeni.

Sformułowanie prawa o trójwymiarowości przestrzeni pochodzi od Klaudiusza Ptolemeusza z Aleksandrii, znanego przede wszystkim jako astronom, geograf i teoretyk muzyki. Napisał on całą księgę na ten temat, *Peri diastaseos — O wymiarze* i fizycy chętnie zapoznali się z jego argumentacją, niestety dzieło to zaginęło w początkach Średniowiecza i o jego istnieniu i treści wiemy tylko z komentarza neoplatonczyka Simpliciosa z Cylicji (VI wiek n. e.) do traktatu *O niebie*. Według niego Ptolemeusz argumentował, że „rozciągłość” ciała należy mierzyć w kierunkach prostopadłych do siebie i przecinających się w jednym punkcie linii prostych (sztywnych prętów), a tych może być tylko trzy. Taki sposób ustalania liczby wymiarów obiektu geometrycznego kojarzy się nam z osiami współrzędnych, czyli że Ptolemeusz byłby prekursorem analitycznego opisu wymiarowości przestrzeni za pomocą współrzędnych, do dziś używanego powszechnie w matematyce (poza topologią) i fizyce.

Prawo Ptolemeusza, jak chyba żadne inne uniwersalne prawo przyrody, jest długo, silnie i głęboko zakorzenione w naszej europejskiej kulturze. Sformułowane w epoce hellenistycznej, przetrwało nietknięte do trzeciej dekady naszego stulecia. Jest to absolutny ewenement, bowiem poza tezę szkoły pitagorejskiej, że Ziemia i ciała niebieskie są kuliste, poza prawem Archimedesesa i elementami teorii maszyn prostych, całość fizycznej wiedzy starożytnych została zakwestionowana i odrzucona na progu ery nowożytnej. Kiedy więc w 1919 r. Theodor Kaluza wysłał z Królewca list do Einsteina, w którym wysuwał hipotezę, że nasz świat jest naprawdę pięciowymiarowy, miał zapewne świadomość, że inicjuje wielką rewolucję naukową. Podważając prawo Ptolemeusza Kaluza nie miał poparcia ze strony jakichkolwiek faktów doświadczalnych, kierował się czysto racjonalistyczną koncepcją, że w świecie pięciowymiarowym da się zunifikować grawitację i elektromagnetyzm w jedno oddziaływanie.

I tak pozostało do dzisiaj. Prawo Ptolemeusza jest prawem fizyki, za którym stoi nie tylko bezprecedensowo długa i dostojna tradycja, lecz które przede wszystkim stoi mocno na gruncie niezliczonych eksperymentów ze wszystkich działów fizyki. Nie ma przeciwko sobie żadnych faktów empirycznych, które choć pośrednio wskazywałyby na istnienie dalszych wymiarów przestrzeni (czas jest jednowymiarowy). W siedemdziesiąt lat po pierwszym liście Kaluzy do Einsteina jedynym powodem kwestionowania prawa Ptolemeusza jest nadzieja, że w wielowymiarowym świecie wszystkie oddziaływania elementarne łączą się w jedno fundamentalne, które rozpatrywane przez obserwatora w „naszej” czterowymiarowej czasoprzestrzeni, rozpada się na grawitację, siły jądrowe i elektroslabe. Zmieniła się tylko konkretna wersja tej unifikacji. Najpierw była to klasyczna pięciowymiarowa teoria Kaluzy-Kleina, potem wielowymiarowa teoria Kaluzy-Kleina z dowolnymi polami cechowania, oparta głównie na koncepcjach De Witta i Wittena, wreszcie od 1984 r. nadzieje fizyków zwróciły się ku teorii superstrun.

Cechą wspólną tych teorii jest idea, że fizyczna czasoprzestrzeń ma  $d = 4 + n$  wymiarów, przy czym bezpośrednio obserwowalne są tylko cztery wymiary (nie można zadekretować fałszywości prawa Ptolemeusza), a pozostałe  $n$  wymiarów przestrzennych jest nieobserwowalne przy obecnym poziomie technik eksperymentalnych. Pojawiają się tu dwa kluczowe problemy. Po pierwsze, ile wynosi  $n$ , czyli jaki jest wymiar  $d$ ? Po drugie, dlaczego  $d$ -wymiarowy świat ma wyróżnioną podprzestrzeń i dlaczego jej wymiar wynosi akurat cztery? Drugi problem składa się właściwie z dwóch: dlaczego wszech-

świat nie ma struktury czasoprzestrzeni Minkowskiego, w której wszystkie wymiary są w znanym sensie równoważne, lecz rozpada się na część „łatwo widzialną” i część „trudno widzialną”, oraz co określa wymiar każdej z nich.

Nie ma zadowalającej odpowiedzi na żadne z tych pytań. Klasyczna teoria Kaluzy-Kleina, w której  $d = 5$ , upadła już dawno. W nowoczesnej teorii Kaluzy-Kleina opartej na supergrawitacji, Edward Witten podał w 1981 r. dość przekonujące argumenty za tym, że  $d = 11$ . Niestety, teoria ta napotkała nieprzezwyciężone trudności i w trzy lata później została zarzucona. Jej miejsce zajęła teoria superstrun, rozbudzająca wielkie nadzieje i emocje. Rozległy się poważne głosy, że oto rodzi się Ogólna Teoria Wszystkiego. Latem 1987 entuzjazm nieco osłabł. Teoria superstrun jest najbardziej obiecującą kandydatką do teorii, w której osiągnięte zostanie skwantowanie grawitacji i unifikacja oddziaływań, a w rezultacie wyniknie spójna teoria wszystkich cząstek elementarnych, lecz pozostaje ona nadal jedynie kandydatką. Teoria superstrun okazuje się niezmiernie niejednoznaczna — dopuszcza ogromną liczbę modeli i nie wiadomo który z nich miałby być prawdziwy. W kwestii wymiaru wiadomo, że jeżeli rozpatrywać struny bozonowe, to teoria jest wewnętrznie spójna tylko w świecie o wymiarze  $d = 26$ ; teoria strun fermionowych i supersymetrycznych, która przyciąga większą uwagę fizyków, wymaga by  $d = 10$ .

Nawet jeżeli przyjmijemy, że obecnie rozwiązanie pierwszego problemu brzmi:  $d = 10$ , to rozwiązanie drugiego problemu jest dużo trudniejsze. Nie wiemy ani jaki jest mechanizm powstania łatwo i trudno obserwowalnych składowych świata, ani co określa ich wymiar.

Pomimo kompletnego braku kontaktu z doświadczeniem, idea wielowymiarowego świata na stałe zadomowiła się w fizyce teoretycznej i należy sądzić, że jeszcze przez dłuższy czas wskazywać będzie kierunek jej rozwoju. Przyjmijmy więc, że jest prawdziwa. Nawet gdyby okazała się fałszywa, to pozostanie zrodzone z niej pytanie: dlaczego prawo Ptolemeusza jest prawdziwe, czyli dlaczego  $d = 4$ ? Inaczej mówiąc, zadowalająca teoria fizyczna powinna w przyszłości wyjaśnić, dlaczego wymiar fizycznej czasoprzestrzeni ma taką, a nie inną wartość, a nie traktować go jako swobodny parametr, ustalany doświadczeniem.

## 2. Wymiar w matematyce, czyli: czy niesie on ważką informację?

Skoro fizyka nie daje nam przekonującej odpowiedzi na pytanie o wymiar przestrzeni fizycznej, to sięgnijmy do matematyki. Czy matematyka wyróżnia jakieś wymiary przestrzeni i czy są one zbliżone do jedynego wymiaru wyróżnionego empirycznie — trzy? A przede wszystkim, czy wymiar jest w matematyce pojęciem istotnym? Innymi słowy, czy matematyk również uzna, że kwestia liczby wymiarów czasoprzestrzeni jest zagadnieniem doniosłym? Czy też, przeciwnie, powie nam, że liczba wymiarów jakiejś przestrzeni, np. euklidesowej, niesie o tej przestrzeni informację równie błahą jak ta, która wynika z faktu, że powierzchnię Ziemi opisujemy we współrzędnych prostokątnych ustawionych w kierunkach wschód-zachód i północ-południe? Gdyby tak było z punktu widzenia matematyki, to musielibyśmy uznać, że empirycznie ustalony wymiar czasoprzestrzeni jest w jakimś sensie czymś „lokalnym”, bez głębszej treści fizycznej, podobnie

jak empirycznie stwierdzone rozróżnienie między kierunkami pionowym i poziomym jest spowodowane lokalnym ziemskim polem ciężenia i nie ma charakteru uniwersalnego. Oznaczałoby to dalej, że każda teoria fizyczna, w której wymiar odgrywa ważną rolę, jak np. teoria superstrun, jest w określonym sensie fałszywa. Zwróćmy bowiem uwagę na fakt, że fizyka Arystotelesa, z jej podziałem świata na strefę podksiężycową (sublunarną) i nadksiężycową (translunarną), z wyróżnieniem kierunków pionowych i poziomych, nie posiada adekwatnego aparatu matematycznego; znana już w starożytności geometria euklidesowa zupełnie do niej nie pasuje. Jest więc jasne, że ustalenie jaki status w matematyce ma pojęcie wymiaru, staje się kwestią dla fizyki bardzo ważną.

W jakim dziale matematyki należałoby szukać odpowiedzi na te pytania? Wydawałoby się, że winna to być geometria — najstarsza dziedzina królowej nauk. Jednakże przed mniej więcej stu laty z geometrii wyłoniła się nowa gałąź matematyki, badająca jeszcze ogólniejsze, a więc bardziej fundamentalne właściwości przestrzeni — topologia. Niektóre z tych właściwości można nadal uważać za geometryczne, inne daleko odbiegają od tego, co intuicyjnie uznajemy za geometryczne cechy figur płaskich czy przestrzennych. Czytelnik z pewnością zetknął się z elementami topologii, przypomni mu zatem tylko, że topologia bada te własności przestrzeni i położonych w nich figur, które nie zmieniają się przy przekształceniach należących do dość szerokiej grupy, zwanej grupą homeomorfizmów. Formalnie homeomorfizm jest przekształceniem jednej przestrzeni topologicznej na drugą, które jest wzajemnie jednoznaczne (a więc odwracalne) i obustronnie ciągłe (ciągłość odwzorowania jest pojęciem topologicznym). Mówiąc poglądowo, choć nieściśle, dwie figury są homeomorficzne (czyli topologicznie równoważne), gdy jedną można przekształcić na drugą bez rozcinania i sklejanja, tylko odpowiednio rozciągając i kurcząc. Dla przykładu: łuk okręgu bez końców jest homeomorficzny z całą prostą, koło bez brzegu jest homeomorficzne z kwadratem (też bez brzegu) i całą płaszczyzną, powierzchnia sześcianu jest homeomorficzna ze sferą i asymetryczną elipsoidą, wreszcie płaszczyznę można odwzorować za pomocą rzutu stereograficznego na sferę bez jednego punktu (bieguna). Homeomorfizmy występujące w powyższych przykładach nazywamy deformacjami, oprócz nich istnieją homeomorfizmy nie mające tak prostej interpretacji. Natomiast sfera, torus i obwarzanek są powierzchniami topologicznie nierównoważnymi; z kolei linia prosta nie jest homeomorficzna z okręgiem (zdeformowanym lub nie). Warto wspomnieć, że nazwę „topologia” wprowadził Johan B. Listing w 1836 r. W dziewiętnastym wieku bardziej popularna była inna nazwa, *Analysis Situs*, wymyślona jeszcze przez Leibniza w odniesieniu do czystej geometrii nie używającej algebry ani metod analitycznych.

Znaczenie pojęcia wymiaru tkwi w tym, że choć wywodzi się on z geometrii Euklidesa, to w rzeczywistości jest pojęciem topologicznym, które możemy stosować do dość szerokiej klasy przestrzeni topologicznych. W ciągu stu lat istnienia topologii badania tego pojęcia doprowadziły do powstania ważnego jej działu — teorii wymiaru. Choć problemy wymiarowości różnych figur nurtowały matematyków wcześniej, nim zrodziła się topologia, to zagadnienia te doczekały się zadowalającego opracowania dopiero w pierwszej połowie XX w., a wiele hipotez nadal oczekuje rozwiązania. Niektórzy matematycy zaliczają problemy dotyczące wymiaru do najważniejszych w topologii, a nawet w całej



matematyce. Znana jest zwłaszcza wypowiedź Henri Poincarégo: „Ze wszystkich twierdzeń *Analysis Situs* najważniejsze wydaje mi się to, które orzeka, że przestrzeń ma trzy wymiary” [1].

Jak już wspominaliśmy, korzenie teorii wymiaru tkwią w czasach hellenistycznych. W matematyce nowożytnej wymiar pojmowano intuicyjnie i niejednolicie, bowiem osobno określano wymiar w geometrii, algebrze liniowej, wymiar sympleksu czy podprzestrzeni liniowej. Zarazem wymiar był (i jest nadal) jednym z najważniejszych elementów opisu przestrzeni i obiektów geometrycznych. Jednak odkrycia z przełomu dziewiętnastego i dwudziestego wieku zakwestionowały intuicyjne, nieprecyzyjne koncepcje wymiaru. Najpierw w 1877 r. Georg Cantor udowodnił paradoksalne twierdzenie: odcinek jest równoliczny z kwadratem, tzn. istnieje wzajemnie jednoznaczne odwzorowanie punktów odcinka na punkty kwadratu. Oznaczało to, że wymiar nie jest pojęciem teoriomnogościowym. Dalej, linię krzywą wyobrażamy sobie jako ślad jednego pociągnięcia ołówkiem; zgodnie z tym Camille Jordan zdefiniował krzywą jako podzbiór płaszczyzny będący ciągłym obrazem odcinka. Obiekt taki uważamy intuicyjnie za jednowymiarowy, tymczasem w 1890 r. Giuseppe Peano skonstruował krzywą, czyli ciągłe odwzorowanie odcinka, które wypełnia cały kwadrat. Wyniki te wskazują, że odwzorowania, które są bądź wzajemnie jednoznaczne, bądź ciągle nie zachowują wymiaru przestrzeni euklidesowej. Otwarty pozostawał natomiast problem, czy odwzorowania topologiczne, które są wzajemnie jednoznaczne i obustronnie ciągłe, mogą przekształcić prostą na płaszczyznę. Dodajmy, że w owym czasie problem wymiaru dla topologii był przede wszystkim problemem jej relacji do geometrii euklidesowej. Własności figur płaskich są tak różne od własności brył przestrzennych, że gdyby wymiar przestrzeni euklidesowej nie był niezmiennikiem przekształceń topologicznych, to w efekcie topologia niewiele by nam mówiła o geometrycznych cechach danej przestrzeni. Problem zaostrzało odkrycie szeregu dziwacznych figur, takich jak dywan Sierpińskiego, kostka Menger'a itp. [2-4], których wymiar trudno określić na „oko”. Jednym słowem pojawiła się konieczność dogłębnego przebadania koncepcji wymiaru.

Przełomowym momentem było chyba udowodnienie przez Luitzena E. J. Brouwera w latach 1911-1912 twierdzenia o niezmienniczości obszaru (por. [2]), z którego wynika, że przestrzenie  $R^n$  i  $R^m$  nie są homeomorficzne gdy  $n \neq m$ . Waga tego twierdzenia jest oczywista: intuicyjnie zrozumiały, określony liczbą współrzędnych wymiar przestrzeni euklidesowej okazuje się inwariantem topologicznym, jest więc sens mówić o wymiarze w topologii. Zarazem nie było jeszcze jasne, czym jest ten nowy niezmiennik, gdyż Brouwer w dowodzie swego twierdzenia nie posługiwał się jakąś topologiczną charakterystyką wymiaru euklidesowego.

W następnych dwu dziesięcioleciach, tzn. do połowy lat trzydziestych naszego wieku, matematycy tacy jak Henri Lebesgue, Karl Menger, Paweł Urysohn i Eduard Čech zbudowali podstawy topologicznej teorii wymiaru, podając ścisłą definicję wymiaru i szereg twierdzeń określających jego właściwości; teoria ta obejmuje wszystkie klasyczne przypadki (por. [3 i 5]). Okazuje się niestety, że teoria jest niejednoznaczna, bowiem wyodrębniono trzy różne definicje wymiaru przestrzeni topologicznej: wymiar pokryciowy (oznaczany  $\dim$ ), mały wymiar indukcyjny ( $\text{ind}$ ) i duży wymiar indukcyjny ( $\text{Ind}$ ). Te trzy de-

finicje pokrywają się (są równoważne) w przypadku przestrzeni metrycznych ośrodkowych<sup>2</sup>. Dla przestrzeni ogólniejszych definicje te rozchodzą się: każda z nich przypisuje danej przestrzeni inny wymiar. Jako przykład weźmy przestrzeń złożoną z dwóch punktów,  $X = \{p, q\}$ . Jako zbiory otwarte definiujące strukturę topologiczną wybierzmy  $X$ , zbiór pusty oraz  $\{p\}$ , wówczas zbiór złożony z punktu  $q$  jest domknięty. Jest to przestrzeń ośrodkowa, lecz nie metryzowalna (nie da się wprowadzić w niej odległości, która byłaby odwzorowaniem ciągłym). Dostajemy dla niej  $\text{ind } X = \dim X = 1$ , co jest nie do przyjęcia, oraz  $\text{Ind } X = 0$ , co już brzmi rozsądnie. Inne przykłady wskazują, że w ogólnych przestrzeniach topologicznych wymiar  $\text{ind}$  zachowuje się w sposób wyraźnie patologiczny, zatem do dyspozycji topologów pozostają, aczkolwiek nierównoważne, wymiary  $\text{Ind}$  i  $\text{dim}$ .

Na szczęście te kłopoty ogólnej teorii wymiaru nie nękają fizyków, gdyż najogólniejsze przestrzenie, jakie mają zastosowanie w fizyce to różniczkowe<sup>3</sup>, które na podstawie twierdzenia Whitneya o zanurzaniu, można zawsze przedstawić jako podzbiory przestrzeni  $R^k$  dla dostatecznie dużego  $k$ . Ścisłej mówiąc, jeżeli różniczkowość ma wymiar  $n$ , to jest ona podzbiorem („porządnie” zanurzonym) przestrzeni  $R^{2n+1}$  (por. [2]). W dalszych rozważaniach również ograniczymy się do przestrzeni  $R^n$  i jej podzbiorów, możemy więc posługiwać się dowolną z trzech definicji wymiaru. Definicje te są dość złożone, najprostsza i dla nas najwygodniejsza jest definicja małego wymiaru indukcyjnego. Przedstawimy ją w skrócie.

1. Zbiór pusty ma wymiar  $-1$  ( $\text{ind } \emptyset = -1$ ).
2. Przestrzeń  $X$  ma wymiar nie większy niż  $n$  ( $\text{ind } X \leq n$ ), jeżeli każdy jej punkt ma dowolnie małe otoczenie, którego ograniczenie ma wymiar mniejszy lub równy  $n-1$ .
3. Przestrzeń  $X$  ma wymiar  $n$  ( $\text{ind } X = n$ ), jeżeli  $\text{ind } X \leq n$ , ale nie zachodzi  $\text{ind } X \leq n-1$ .
4. Przestrzeń  $X$  ma wymiar nieskończony ( $\text{ind } X = \infty$ ), gdy dla żadnego  $n$  nie zachodzi  $\text{ind } X \leq n$ .

Gdy przyjrzymy się dokładniej definicji wymiaru, to zauważymy, że zawiera ona w sobie najważniejsze intuicje, jakie z nim wiążemy. Jeżeli chcemy wyciąć z linii punkt wraz z jego niewielkim otoczeniem, to brzeg tegoż otoczenia składa się z dwóch punktów (gdyby rozważany punkt był punktem przecięcia pewnej liczby linii, to brzeg otoczenia składałby się ze skończonej liczby punktów), a więc ma wymiar zero. Podobnie, gdy usuniemy punkt z płaszczyzny (lub ogólniej, z powierzchni) wraz z dowolnie małym otoczeniem, to brzegiem otoczenia będzie linia zamknięta, czyli zbiór jednowymiarowy. Spostrzeżenie to przenosimy indukcyjnie na dowolną liczbę wymiarów.

Powyższa definicja spełnia niemal wszystkie wymagania, jakie chcielibyśmy postawić pojęciu wymiaru. Po pierwsze, wymiar indukcyjny zbiorów, dla których wcześniej już określono intuicyjnie liczbę wymiarów, zgadza się z tą intuicją — a więc „ $n$ -wymiarowe” figury takie jak kostka, sfera, kula, sympleks, mają rzeczywiście wymiar indukcyjny równy

<sup>2</sup> Przestrzeń metryczna ośrodkowa to topologiczna przestrzeń metryczna, w której istnieje przeliczalna rodzina zbiorów otwartych, które pokrywają całą przestrzeń (tzn. istnieje baza topologiczna tej przestrzeni, która jest przeliczalna). Należą tu wszystkie przestrzenie euklidesowe.

<sup>3</sup> Większość światowej literatury matematycznej i fizycznej używa tradycyjnej nazwy „różniczkowalna” (*differentiable manifold*, *dyfiferencjujemye mnogoobrazije*). Tutaj stosujemy termin lansowany od szeregu lat w polskiej literaturze matematycznej.

# Zapewniamy! Dozymetr DKS-04 ustali każdą dawkę promienio- wania jonizującego

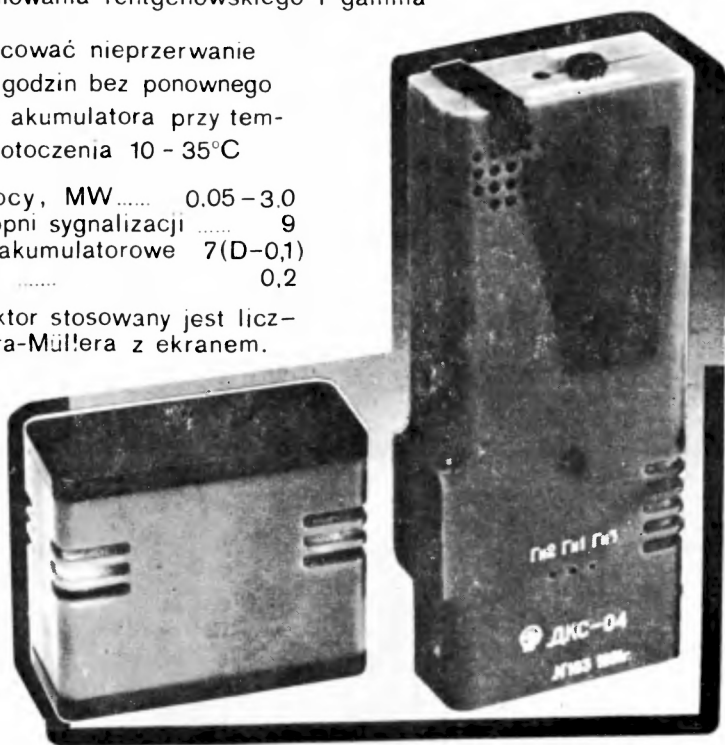
## DOZYMETR DKS-04

- wykrywa i określa za pomocą sygnalizacji świetlnej i dźwiękowej gęstość strumienia neutronów termicznych, promieniowania rentgenowskiego, gamma i twardego promieniowania beta
- dokonuje pomiaru mocy dawki ekspozycyjnej promieniowania rentgenowskiego i gamma

Może pracować nieprzerwanie przez 150 godzin bez ponownego ładowania akumulatora przy temperaturze otoczenia 10 - 35°C

Zakres mocy, MW..... 0,05 - 3,0  
Liczba stopni sygnalizacji ..... 9  
Zasilanie akumulatorowe 7(D-0,1)  
Masa, kg ..... 0,2

Jako detektor stosowany jest licznik Geigera-Müllera z ekranem.



**TENEX** 

**Eksporter: V/O „Techsnabexport”**

ZSRR, 109180 Moskwa, Staromonetnyj pier 26

Telefon: 233-48-46

Telex: 411328 TSE SU, 411239 TSE SU

$n$ , chociaż nie jest to wcale łatwe do udowodnienia. Po drugie, definicja wymiaru  $\text{ind}$  pozwala na określenie wymiaru bardzo szerokiej klasy przestrzeni topologicznych, wobec których intuicja jest całkowicie bezradna, np. zbioru Cantora (wymiar zero) czy dywanu Sierpińskiego i kostki Mengera ( $\text{ind} = 1$ , por. [3]).

Użyliśmy powyżej słowa „niemal”, bowiem definicja ta przy głębszym jej zbadaniu ujawnia pewne wady, których nie możemy tu omawiać. Istnienie ich doprowadziło do sformułowania dwóch pozostałych definicji wymiaru (historycznie rzecz biorąc, wymiar  $\text{dim}$  pojawił się w pracach Henri Lebesgue’a wcześniej niż wymiar  $\text{ind}$ ), które w ogólniejszych przestrzeniach topologicznych wyparły mały wymiar indukcyjny.

Należy wyraźnie podkreślić dla uniknięcia wszelkich nieporozumień, że niezwykle modny obecnie w fizyce statystycznej *wymiar fraktalny Hausdorffa*, wbrew nazwie, nie ma nic wspólnego z *wymiarem topologicznym*, którym się zajmujemy w tym artykule, bowiem nie jest w ogóle pojęciem topologicznym (nie jest niezmiennikiem przekształceń homeomorficznych).

W dalszym ciągu zamiast  $\text{ind } X$  będziemy pisać  $\text{dim } X$ . Zezwala nam na to ograniczenie się do przestrzeni euklidesowych i ich podzbiorów.

Z samej definicji wymiaru widać jasno, że żaden wymiar przestrzeni (za wyjątkiem może wymiaru zbioru pustego i wymiaru nieskończonego) nie jest wyróżniony. Wszystkie wymiary skończone są tu równouprawnione. Naturalne jest też przypuszczenie, że wraz ze wzrostem wymiaru przestrzeni powiększać się będzie bogactwo tworów w niej występujących. Rosnąć będzie liczba relacji, zależności i związków między podzbiorkami, które mogą być coraz bardziej skomplikowane. Krótko mówiąc należy się spodziewać, że im wyższy wymiar tym większe możliwości konstrukcyjne, lecz zarazem tym trudniejsza jest praca matematyka, gdyż intuicja nie może mu pomóc. Okazuje się, że na ogół tak jest istotnie, nasze przypuszczenia — i obawy — są trafne. Świadczą o tym przeróżne twierdzenia z geometrii, algebry liniowej, teorii mnogości, teorii równań różniczkowych na mnogościach, itd.

Czy jednak tak jest zawsze, że wzrostowi wymiaru towarzyszy wzrost złożoności i narastanie bogactwa struktur, czy nie ma sytuacji odmiennych? Otóż matematyka współczesna zna kilka dość ważkich kontrprzykładów, jak również zagadnienia, w których wymiar odgrywa nader subtelną rolę. Przeglądowi tych kontrprzykładów poświęcamy resztę artykułu, bowiem tylko przez wnikliwe ich rozpatrzenie można próbować odpowiedzieć w matematycznie sensowny sposób na tytułowe pytanie: czy jakaś liczba wymiarów przestrzeni topologicznej jest wyróżniona.

### 3. Klasyfikacja wielościanów foremnych<sup>4</sup>

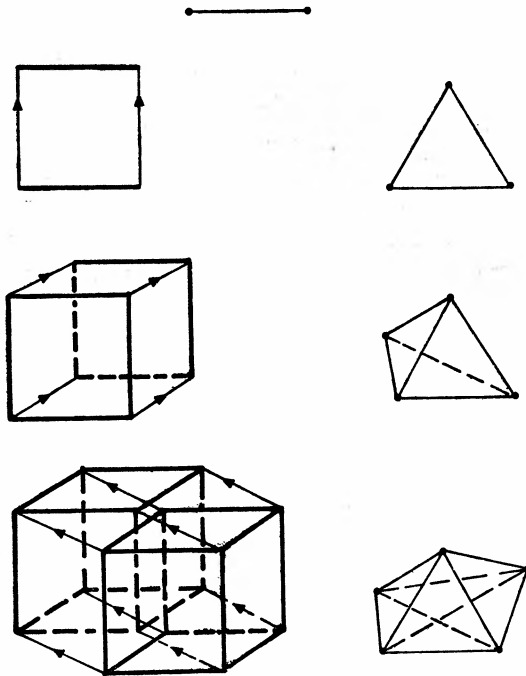
Zaczynamy od zagadnienia, które dla matematyka jest bardziej ciekawostką niż głębokim problemem, ale które okazuje się najbardziej elementarnym kontrprzykładem dla tezy, że przestrzeń o dużej liczbie wymiarów dopuszcza więcej możliwości niż prze-

<sup>4</sup> Rozdziały 3-7 są bardziej specjalistyczne i mogą być opuszczone przez Czytelnika mniej zainteresowanego dokładniejszym poznaniem problemu (przyp. Red.).

strzeń o małym wymiarze. Zobaczymy bowiem jak wygląda klasyfikacja wielościanów foremnych oraz ich wyżej (i niżej) wymiarowych odpowiedników w przestrzeni euklidesowej.

Pełnej definicji wielościanu nie będziemy tu przytaczać — jest zbyt zawiła. Dla naszych potrzeb wystarczy powiedzieć, że wielościan to ograniczona część wspólna skończonej liczby półprzestrzeni. A co to jest wielościan foremny? Jest to wielościan, którego ściany są wielokątami foremnymi przystającymi (tzn. tego samego typu) oraz w każdym wierzchołku schodzi się taka sama liczba ścian. Mówiąc obrazowo, wielościan foremny to taki wielościan, który z każdej strony wygląda tak samo. Już starożytni wiedzieli, że takich wielościanów — brył platońskich — jest dokładnie pięć: czworościan (tetraedr), sześcián (heksaedr), ośmiościan (oktaedr), dwunastościan (dodekaedr) i dwudziestościan (ikosaedr) [6, 7].

Definicję wielościanu foremnego łatwo przenieść na inne wymiary. W przypadku jednowymiarowym tylko odcinek (domknięty) spełnia warunki definicji, zatem na prostej mamy tylko jeden typ „wielościanu foremnego” — jest nim właśnie odcinek.



Rys. 1. Niżej i wyżej wymiarowe odpowiedniki sześciánu (z lewej) i czworościanu (z prawej). Z rysunku można odczytać procedurę tworzenia kostek wyżej wymiarowych z kostek niżej wymiarowych: kwadrat (kostka dwuwymiarowa) powstaje z dwóch odcinków (kostek jednowymiarowych) przez odpowiednie połączenie ich wierzchołków — końców, sześcián dostajemy z dwóch kwadratów oddalonych w przestrzeni trójwymiarowej o długość boku przez połączenie odpowiednich wierzchołków, hiperkostkę otrzymuje się z dwóch sześciánów itd. Odpowiedniki czworościanu — sympleksy, to najmniejsze zbiory wypukłe zawierające odpowiednio: trzy punkty niewspółliniowe (trójkąt), cztery punkty niewspółpłaszczyznowe (czworościan), pięć punktów niewspółprzestrzennych (sympleks czterowymiarowy) itd.

Na płaszczyźnie rolę wielościanów foremnych grają wielokąty foremne, a tych — jak stwierdzili matematycy greccy — jest nieskończenie wiele. W przestrzeni czterowymiarowej też łatwo zdefiniować odpowiedniki wielościanów foremnych — rolę ścian pełnią zwykle trójwymiarowe wielościany foremne. Okazuje się, że takich „komórek foremnych” jest dokładnie sześć [6, 7]. Zaskakujące jest to, że począwszy od pięciu wymiarów mamy tylko po trzy komórki foremne w każdej przestrzeni euklidesowej. Jedną z nich jest  $n$ -wymiarowym odpowiednikiem sześciianu i nosi nazwę hiperkostki.

Aby opisać pozostałe dwie komórki foremne, wprowadzamy pojęcie  $p$ -wymiarowej ściany  $n$ -wymiarowego wielościanu (niekoniecznie foremnego),  $p \leq n-1$ , będącej „ścianą ściany”. Na przykład dla  $n = 3$  mamy:  $p = 0$  — wierzchołki,  $p = 1$  — krawędzie,  $p = 2$  — zwykłe ściany wielościanu. Dowodzi się, że liczba  $p$ -wymiarowych ścian hiperkostki wynosi  $2^{n-p} \binom{n}{p}$ . Wprowadźmy jeszcze pojęcie sympleksu, które nam będzie potrzebne również później. Weźmy przestrzeń euklidesową o dostatecznie dużym wymiarze i w niej  $n+1$  punktów nie leżących na  $(n-1)$ -wymiarowej hiperpłaszczyźnie (jeśli więc  $n = 3$ , to punkty nie leżą w jednej płaszczyźnie). Teraz każdy punkt łączymy z każdym liniami prostymi, powstaje w ten sposób wielościan  $n$ -wymiarowy o wierzchołkach w tych punktach; łączące je odcinki wyznaczają  $p$ -wymiarowe ściany wielościanu,  $1 \leq p \leq n-1$ . Wielościan ten nazywamy  $n$ -wymiarowym sympleksem. Dla  $n = 0$  sympleksem jest punkt, dla  $n = 1$  — odcinek, dla  $n = 2$  — trójkąt, dla  $n = 3$  — czworościan itd. Otóż drugą komórką foremną dla wymiaru  $n \geq 5$  jest  $n$ -wymiarowy sympleks foremny, ma on  $\binom{n+1}{p+1}$   $p$ -wymiarowych ścian. Trzecią i ostatnią komórką foremną jest figura dwoista do hiperkostki, jej dwoistość polega na tym, że liczba jej  $p$ -wymiarowych ścian jest równa liczbie  $(n-p)$ -wymiarowych ścian hiperkostki.

Wydawałoby się, że liczba komórek foremnych winna rosnać z liczbą wymiarów, tymczasem tak nie jest — ustala się. W tym sensie wymiary dwa, trzy i cztery — a zwłaszcza dwa — są wyróżnione.

#### 4. Klasyfikacja rozmaitości

Klasyfikacja rozmaitości jest nie tyle kontrprzykładem do wyżej wspomnianej tezy, co przykładem osobliwych sytuacji pojawiających się w przestrzeniach o różnych wymiarach. Pojęcie rozmaitości zrobiło ogromną karierę we współczesnej matematyce dzięki swej prostocie i znacznej ogólności. Jedną z najważniejszych zalet rozmaitości jest możliwość podania globalnego ich opisu przy użyciu metod lokalnych, charakterystycznych dla przestrzeni euklidesowych, mianowicie technika stworzona dla przestrzeni płaskich daje się zastosować do obiektów „powykrzywianych”.

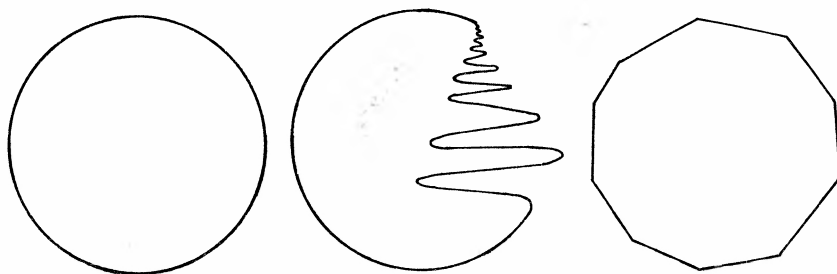
Co to jest  $n$ -wymiarowa rozmaitość? Matematycy rozróżniają trzy główne typy rozmaitości: rozmaitości topologiczne, rozmaitości różniczkowe (czyli gładkie) oraz rozmaitości kawałkami liniowe (PL — *piecewise linear*, lub kombinatoryczne, zob. [2]).

Fizykom najbliższe jest pojęcie rozmaitości gładkiej, znane z kursu analizy lub rachunku tensorowego; jej prototypem jest dowolna gładka, nie samoprzecinająca się powierzchnia w przestrzeni euklidesowej. Określenie „gładka powierzchnia” jest tu nieco

mylące, bowiem „gładkość”, czyli istnienie płaszczyzny ściśle stycznej nie jest warunkiem koniecznym tego, by dana powierzchnia była rozmaiutością gładką (to samo dotyczy rozmaiutości w więcej niż dwu wymiarach). Dokładniejsze przyjrzenie się definicji pozwala stwierdzić, że nawet powierzchnia tak kanciasta jak powierzchnia sześcianu, też jest rozmaiutością gładką! Powierzchnia ta jest bowiem homeomorficzna ze sferą, a każdej przestrzeni topologicznej homeomorficznej z rozmaiutością gładką również można nadać strukturę rozmaiutości gładkiej. Wygodniej jest jednak trzymać się ustalonych wyobrażeń i mówiąc o rozmaiutościach różniczkowych mieć na myśli twory takie jak hiperboloida, sfera, torus, obwarzanek, itp.

Tu zajmimy się głównie nieco ogólniejszym pojęciem rozmaiutości topologicznej. Jest to  $n$ -wymiarowa przestrzeń topologiczna taka, że dla każdego jej punktu istnieje otwarte otoczenie  $U$  homeomorficzne bądź z całą  $\mathbf{R}^n$  bądź z jej otwartym podzbiorem. Odwzorowanie  $\varphi$  przeprowadzające to otoczenie  $U$  na zbiór otwarty w  $\mathbf{R}^n$  nazywamy układem współrzędnych, parę  $(U, \varphi)$  nazywamy mapą, a wartość odwzorowania  $\varphi(p) = (x^1, \dots, x^n)$  w punkcie  $p \in U$  rozmaiutości nazywamy współrzędnymi punktu  $p$  w tej mapie. Weźmy dwie mapy  $(U, \varphi)$  i  $(U, \psi)$  o tych samych dziedzinach, lecz z różnymi układami współrzędnych, wówczas złożenie  $\varphi \circ \psi^{-1}$  jest odwzorowaniem pewnego zbioru otwartego w  $\mathbf{R}^n$  na inny zbiór otwarty w  $\mathbf{R}^n$ . Definicja rozmaiutości topologicznej wymaga, by odwzorowanie to było homeomorfizmem w  $\mathbf{R}^n$ . Jeżeli wymaganie to wzmocnić, żądając ponadto, by  $\varphi \circ \psi^{-1}$  i odwzorowanie odwrotne były gładkie (tzn. różniczkowalne klasy  $C^\infty$ ), to otrzymamy znaną koncepcję rozmaiutości gładkiej [2].

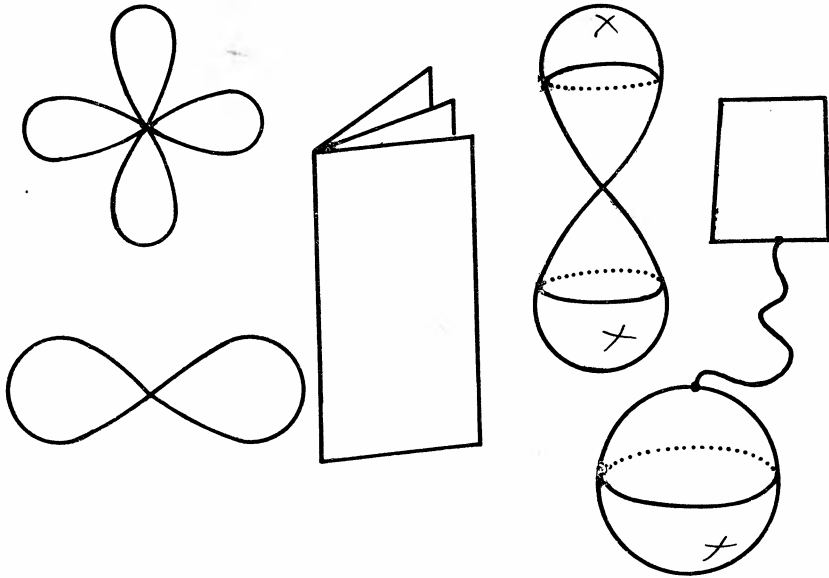
Własność PL, czyli liniowość kawałkami, oznacza mniej więcej tyle, że każdy punkt rozmaiutości tego typu ma otoczenie dopuszczające tzw. *triangulację*, podobną do lokalnej



Rys. 2. Klasycznym przykładem rozmaiutości jest okrąg (mapy zadane są np. przez rzuty stereograficzne). Pierwszy (lewy) okrąg jest gładki — wyposażony jest on w strukturę różniczkową. Figura środkowa jest homeomorficzna z okręgiem, jednak nie jest rozmaiutością gładką, gdyż zawiera osobliwy punkt typu „ $x \sin 1/x$ ”. Jest to rozmaiutość topologiczna. Figura po prawej stronie także jest homeomorficzna z okręgiem, ale jest „kanciasta”. Może to być przykład rozmaiutości typu PL

triangulacji przestrzeni  $\mathbf{R}^n$  polegającej na tym, że przestrzeń tę tnimy na  $n$ -wymiarowe sympleksy. Ścisła definicja wymaga dość długiego przygotowania, więc rezygnujemy z niej.

Wróćmy do rozmaiutości topologicznych. Jeden z najważniejszych i naturalnie nasuwających się problemów dotyczy ich klasyfikacji. Przez klasyfikację rozumiemy podanie



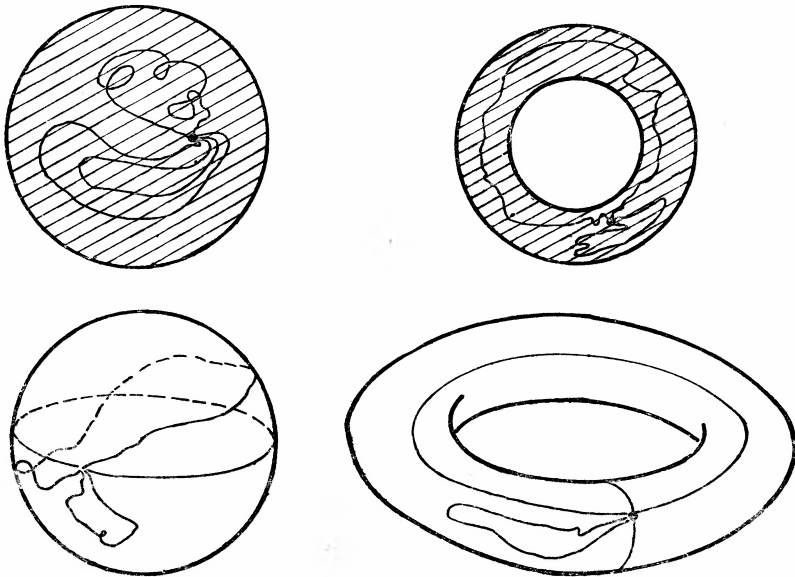
Rys. 3. Zbiory przedstawione na tym rysunku nie są rozmaitościami — posiadają bowiem punkty lub odcinki rozgałęzienia, względnie wymiar ich zmienia się lokalnie

ciągu rozmaitości określonego wymiaru, które są między sobą topologicznie nierównoważne (tzn. żadna z nich nie jest homeomorficzna z inną) i takie, że każda rozmaitość tego wymiaru jest homeomorficzna z jedną z nich. W jednym wymiarze sprawa jest prosta: każda rozmaitość jest homeomorficzna albo z okręgiem, albo z prostą, zatem poszukiwany ciąg ma tylko dwa elementy. Rozmaitości dwuwymiarowe, czyli powierzchnie zostały sklasyfikowane już na początku dwudziestego wieku, u zarania topologii (w dwu i w wyższych wymiarach najczęściej klasyfikuje się rozmaitości zamknięte, czyli zwarte i bez brzegu i tylko nimi będziemy się zajmować w tym artykule); tym razem ciąg nierównoważnych rozmaitości jest nieskończony (ściślej mówiąc, pierwszym elementem tego ciągu jest zwykła sfera, a dalej ciąg rozpada się na dwie gałęzie, elementami jednej gałęzi są sumy spójne skończonej liczby torusów, czyli przestrzeni iloczynowych  $S^1 \times S^1$ , a drugiej — sumy spójne skończonej liczby płaszczyzn rzutowych). Co dalej? Jeśli chodzi o rozmaitości trójwymiarowe, to do dziś sytuacja jest niejasna i nie wiadomo, czy można je sklasyfikować. Na początku lat osiemdziesiątych rozgłos zyskały prace amerykańskiego matematyka Williama Thurstona, który podał częściową — bardzo niepełną — klasyfikację tych rozmaitości (zob. popularny artykuł [8]). Czy można posunąć się dalej — nie wiadomo.

Sytuacja staje się jasna dla rozmaitości cztero- i więcej-wymiarowych: w 1958 r. matematyk rosyjski A. A. Markow udowodnił, że klasyfikacja ich nie jest możliwa [9, 10]. Spróbujmy wyjaśnić dlaczego tak jest. Otóż każdą gładką i zwartą rozmaitość można triangulować, czyli pokroić na sympleksy (przypomnijmy, że dla  $n = 1$  sympleksami są odcinki, dla  $n = 2$  — trójkąty, dla  $n = 3$  — czworościany), a tym samym przyporządkować jej tablicę, w której wyliczamy wszystkie jej sympleksy, ich ściany i sposoby łączenia tych sympleksów; tablica ta staje się jakby „kodem” rozmaitości. Jest jasne, że taki kod nie stanowi jednoznacznego „dowodu tożsamości” rozmaitości, którą przedstawia:



procedura triangulacji nie jest jednoznaczna, daną rozmaitość można ciąć na szereg sposobów i w rezultacie można jej przypisać kilka różnych kodów. Pytamy się zatem, czy istnieje uniwersalny algorytm pozwalający rozstrzygnąć, czy dane dwa dowolne kody przedstawiają tę samą (z dokładnością do homeomorfizmu) rozmaitość. Gdyby algorytm taki istniał, to za jego pomocą można by podzielić cały zbiór kodów na klasy równoważności, w obrębie których różne kody odpowiadają tej samej rozmaitości. Rodzina klas równoważności przedstawiałaby tym samym wszystkie niehomeomorficzne rozmaitości danego wymiaru, czyli dawałaby pożądaną klasyfikację rozmaitości. Twierdzenie Markowa jest twierdzeniem o nieistnieniu: dla rozmaitości czterowymiarowych (i więcej wymiarowych) nie istnieje uniwersalny algorytm pozwalający stwierdzić, czy dwa zadane kody odpowiadają rozmaitościom, które są sobie homeomorficzne. A zatem sprawa klasyfikacji rozmaitości jest podwójnie beznadziejna. Nie tylko nie potrafimy podać metody klasyfikacji, ale nawet gdyby ktoś zgadł w natchnieniu ciąg nierównoważnych rozmaitości wyczerpujących wszystkie możliwości, to i tak wynik ten byłby bezużyteczny, nie mamy bowiem efektywnego (tzn. uniwersalnego i dającego wynik w skończonej liczbie kroków) sposobu sprawdzenia, z którym elementem tego ciągu jest homeomorficzna dana rozmaitość. Innymi słowy, nawet gdybyśmy mieli klasyfikujący ciąg rozmaitości, sklasyfikowanie danej konkretnej rozmaitości wymagałoby wykonania nieskończonej liczby operacji porównywania tej rozmaitości z kolejnymi elementami tego ciągu. Należy tu zaznaczyć, że gdyby się okazało, że również trójwymiarowych rozmaitości nie da się w pełni sklasyfikować, to ta niemożliwość byłaby innego typu niż dla wymiaru cztery



Rys. 4. Koło i sfera są jednopójne, bowiem ich grupy podstawowe są trywialne — każdą pętlę można ściągnąć do punktu. Pierścienia i torus nie są jednopójne, ale ich grupy podstawowe są różne. Dla pierścienia grupą podstawową jest  $\mathbb{Z}$ , a dla torusa —  $\mathbb{Z} \oplus \mathbb{Z}$ . W pierwszym przypadku grupa jest generowana przez pętlę i ich całkowite wielokrotności obiegające dziurę. Na torusie mamy południki i równoleżniki oraz ich wielokrotności

i wyższych. 3-rozmaitości (tak się je często w skrócie zapisuje) zachowują się bowiem inaczej niż ich „krewniaczki” wyższego wymiaru.

Na czym polega ta inność? Aby to dokładniej wyjaśnić musielibyśmy przedstawić szereg faktów z topologii algebraicznej, czego tu oczywiście zrobić nie możemy. Powiemy tylko o pewnej głębszej różnicy między rozmaitościami trój- i czterowymiarowymi. Każdej przestrzeni topologicznej, a więc i rozmaitości, przypisuje się tzw. grupę podstawową, nazywaną też pierwszą grupą homotopii (będziemy o tym mówić szerzej w następnym paragrafie). Okazuje się, że dla dowolnej tzw. skończonej generowanej grupy można skonstruować czterowymiarową rozmaitość topologiczną, której grupą podstawową jest właśnie zadana grupa. Dla rozmaitości trójwymiarowych taka konstrukcja jest na ogół niemożliwa. Istnieją grupy (np.  $\mathbf{Z} \oplus \mathbf{Z} \oplus \mathbf{Z} \oplus \mathbf{Z}$ , czyli suma prosta czterech egzemplarzy grupy liczb całkowitych), o których udowodniono, że nie mogą być grupami podstawowymi żadnej 3-rozmaitości [9].

Widzimy zatem, że rozmaitości topologiczne zachowują się „osobliwie” w najniższych wymiarach — dają się tam sklasyfikować. Wymiar cztery odgrywa tu wyraźnie rolę wymiaru granicznego.

Wydawać by się mogło, że klasyfikowanie jest przejawem nadmiernej pedanterii topologów, pragnących z czystego zamięłowania do porządku usystematyzować przebogaty ogród zoologiczny rozmaitości. Ostatnio jednak klasyfikacja ta znalazła się w centrum zainteresowania fizyków. Okazuje się bowiem, że topologia rozmaitości określa możliwe oddziaływania elementarnych składników materii. Co ma topologia do oddziaływań? Jeżeli cząstki elementarne są punktowe, jak do niedawna powszechnie przyjmowano, to ich historię w czasoprzestrzeni przedstawiają linie świata. W opisie klasycznym oddziaływanie cząstek przedstawiamy za pomocą przecinających się lub rozwidlających linii świata, w opisie kwantowym przedstawiamy je graficznie w podobny sposób za pomocą diagramów Feynmana. Pojedyncza linia jest rozmaitością, natomiast twór w kształcie litery  $X$  lub  $Y$  już nią nie jest, bowiem punkt przecięcia czy rozwidlenia stanowi „osobliwość”. Wynika stąd, że topologia, a w szczególności teoria rozmaitości jednowymiarowych, jest bezużyteczna dla opisu oddziaływań. Sytuacja zmienia się radykalnie, jeżeli obiektami elementarnymi są struny. Struny zamknięte czyli pętle, uważane za bardziej interesujące od strun otwartych (odcinków), zakreślają w czasoprzestrzeni *wstęgę świata* będącą powierzchnią w kształcie nieskończonego asymetrycznego cylindra, którego oś jest linią czasopodobną. Oddziaływanie, w którym dwie struny zderzają się i łączą w jedną, ilustrujemy diagramem przypominającym spodnie<sup>5</sup>: dwa cylindry schodzą się w jeden. To oraz bardziej skomplikowane oddziaływania mają wspólną cechę: *wstęgi świata* strun swobodnych oraz oddziałujących są „porządnymi” rozmaitościami dwuwymiarowymi, bez żadnych punktów osobliwych. Jeżeli *wstęga świata* ma topologię cylindra, to struna jest swobodna, wszelkie oddziaływanie ujawnia się natychmiast zmianą topologii. Topologicznie nierównoważne *wstęgi świata* odpowiadają różnym oddziaływaniom. A zatem topologiczna klasyfikacja rozmaitości charakteryzuje możliwe diagramy Feynmana oddziałujących strun (zob. [34]).

<sup>5</sup> Diagram taki jest klasycznym przykładem szczególnego typu rozmaitości zwanego kobordyzmem, piszemy o nich więcej w paragrafie 5 i przedstawiamy je na rys. 6.

Rozumowanie to przenosi się na wyżej wymiarowe obiekty elementarne. Dwuwymiarowe membrany zakreślają w czasoprzestrzeni trójwymiarowe „bryły świata” i różnica między membranami swobodnymi i oddziałującymi ujawnia się odmiennością topologii ich „brył”. Powszechnie uważa się, że należy rozpatrywać wyłącznie struny, a nie membrany czy twory więcej wymiarowe. Argumenty za tym są czysto techniczne, opierają się na pewnych formalnych właściwościach matematycznych strun; ich sens fizyczny jest niejasny. Fakt, że klasyfikacja różnorodności dwuwymiarowych jest prosta, dodatkowo uprzywilejowuje struny. Czyżby fakt, że klasyfikacja różnorodności czterowymiarowych jest niemożliwa, a dla trójwymiarowych nastęrcza nie przewyższone dotąd trudności, z czego wynika niemożliwość sklasyfikowania diagramów Feynmana odpowiedniego wymiaru, miał być pierwszym poważnym argumentem za strunami a przeciwko membranom i innym obiektom? Myśl, że może istnieć tak głęboka więź między topologią a fizyką, jest doprawdy fascynująca.

## 5. Hipoteza Poincarégo

Z problemem klasyfikacji wiąże się ściśle inny ważny problem z topologii różnorodności — tak zwana hipoteza Poincarégo. Wielki Henri Poincaré był twórcą topologii algebraicznej. W latach dziewięćdziesiątych XIX wieku tworzy podstawy teorii homotopii i homologii. Aby zrozumieć o czym mówi jego hipoteza, musimy powiedzieć trochę o pierwszej z nich (zob. [2, 4, 11]).

Weźmy rodzinę dróg zamkniętych (pętli) leżących w przestrzeni topologicznej  $X$  i przechodzących przez punkt  $p$ . Przez drogę rozumiemy ciągle odwzorowanie  $f$  odcinka  $[0, 1]$  osi rzeczywistej w przestrzeni  $X$ , czyli że jest to krzywa zorientowana: jej punkty  $f(t)$  są uporządkowane parametrem  $t$ ,  $0 \leq t \leq 1$ ,  $f(0) = f(1) = p$ . Wybór punktu  $p$  jest nicotny dla dalszych rozważań. Bierzymy drogę  $f_1$  tej rodziny i odkształcamy ją w sposób ciągły, zmieniając jej położenie w przestrzeni  $X$ , byleby przechodziła przez punkt  $p$ . Jeżeli w ten sposób przekształcimy drogę  $f_1$  w drogę  $f_2$ , to mówimy, że  $f_1$  i  $f_2$  są *homotopijne między sobą*. Na płaszczyźnie wszystkie drogi (zamknięte) są homotopijnie równoważne: wszystkie dają się odkształcić do okręgu oraz ściągnąć do wspólnego punktu  $p$ . O przestrzeni, w której każdą drogę da się ściągnąć do punktu mówimy, że jest *jednospójna*. Pierścień nie jest *jednospójny*: dostatecznie małą pętlę  $f_1$  można ściągnąć do punktu, natomiast drogi  $f_2$  obiegającej otwór ściągnąć się nie da, zatem  $f_1$  i  $f_2$  nie są sobie homotopijne. Relacja homotopijności dróg jest relacją *równoważności*, więc rodzina dróg w  $X$  rozpada się na rozłączne klasy równoważności: każda klasa składa się z dróg homotopijnych między sobą. Te klasy równoważności dróg homotopijnych nazywamy *klasami homotopii*. Na płaszczyźnie mamy tylko jedną klasę homotopii (wszystkie drogi są ściągalne do punktu), na pierścieniu lub na walcu jest ich nieskończenie wiele (homotopijnie nierównoważne drogi mogą obiegać otwór dowolną ilość razy).

Dwie drogi można „pomnożyć” (cały czas mówimy o drogach zamkniętych przechodzących przez ten sam punkt): iloczyn  $fg$  jest drogą otrzymaną w ten sposób, że naj-

pierw przechodzimy drogę  $f$ , a potem  $g$ . Jako odwzorowanie, droga  $fg$  dana jest wzorem

$$(fg)(t) = \begin{cases} f(2t) & \text{dla } 0 \leq t \leq \frac{1}{2} \\ g(2t-1) & \text{dla } \frac{1}{2} \leq t \leq 1. \end{cases}$$

Mnożenie dróg pozwala z kolei zdefiniować mnożenie ich klas równoważności. Iloczynem klas homotopii, których reprezentantami są drogi  $f$  i  $g$ , jest klasa równoważności złożona z dróg homotopijnych z iloczynem  $fg$ . Iloczyn ten jest na ogół nieprzemienny. Można łatwo sprawdzić, że mnożenie klas homotopii jest łączne. Weźmy klasę homotopii złożoną z dróg ściąganych do punktu, oznaczamy ją  $e$ . Należy do niej odwzorowanie stałe  $j(t) = p$ , czyli droga składająca się tylko z punktu  $p$ . Odwzorowanie  $j$  bierzemy jako reprezentanta klasy  $e$ ,  $e = [j]$ ; wynika stąd, że dla dowolnej klasy homotopii  $[f]$  reprezentowanej przez  $f$ , mamy  $e[f] = [f]e = [f]$ , czyli klasa  $e$  jest elementem jednostkowym mnożenia klas. Wreszcie wprowadzamy pojęcie drogi odwrotnej (krzywa przebiegana w odwrotnym kierunku)  $f^{-1}$ , danej przez  $f^{-1}(t) = f(1-t)$ , oraz klasy homotopii  $[f^{-1}]$ . Nietrudno stwierdzić, że iloczyn  $ff^{-1}$  jest homotopijny z drogą  $j$ ,  $[ff^{-1}] = e$ , czyli że klasa homotopii  $[f^{-1}]$  jest elementem odwrotnym do klasy  $[f]$ . A zatem zbiór klas homotopii stanowi grupę. I tę właśnie grupę nazywamy *grupą podstawową* lub *pierwszą grupą homotopii* przestrzeni  $X$  i oznaczamy  $\pi_1(X)$ .

Koncepcja grupy podstawowej jest typowym przykładem procedur wykonywanych w topologii algebraicznej: z przestrzenią topologiczną stowarzysza się różne grupy i badanie tej przestrzeni sprowadza się do badania algebraicznego grup stowarzyszonych. Doniosłość grupy podstawowej tkwi w tym, że jest ona niezmiennikiem topologicznym, to znaczy homeomorficzne przestrzenie mają tę samą (z dokładnością do izomorfizmu) grupę podstawową.

Znalezienie grupy podstawowej danej przestrzeni jest na ogół zadaniem bardzo trudnym. Podamy tu wyniki dla kilku najprostszych przestrzeni.

1. Przestrzeniami jednospójnymi, czyli takimi, dla których grupa  $\pi_1$  jest trywialna (składa się tylko z elementu jednostkowego) są:

- przestrzeń euklidesowa dowolnego wymiaru,
- koło  $K^2$  i ogólniej,  $n$ -wymiarowa sfera  $S^n$ ,  $n \geq 2$ , zdefiniowana jako zbiór punktów w  $R^{n+1}$  spełniających równanie

$$(x^1)^2 + (x^2)^2 + \dots + (x^{n+1})^2 = 1.$$

Wydawałoby się, że przestrzeń jest jednospójna wówczas, gdy nie ma żadnych „dziur”, bowiem wtedy każda pętla da się ściągnąć do punktu, a więc, że grupa podstawowa — zliczająca nierównoważne pętle — zlicza też „dziury”. Tak jest, ale nie całkiem: jednospójna jest też sfera  $S^2$  z otworem (bo jest homeomorficzna z płaszczyzną) oraz przestrzeń  $R^3$  bez jednego punktu (a nawet bez całej kuli) — tutaj grupa podstawowa nie „dostrzega” dziury!

2. Grupą podstawową okręgu  $S^1$  jest przemieniana grupa liczb całkowitych  $Z$ , bowiem drogi obiegające okrąg  $n$  i  $m$  razy nie są równoważne dla  $n \neq m$ . Tę samą grupę  $\pi_1 = Z$  mają też:

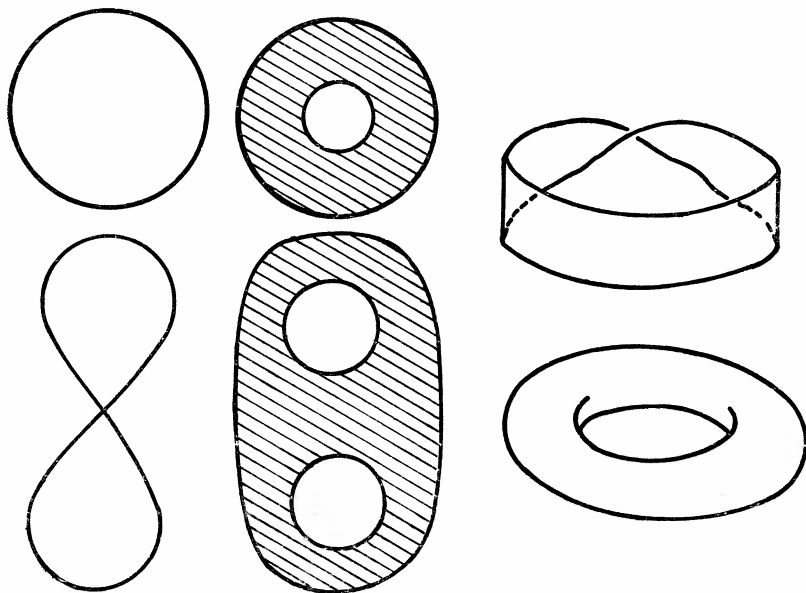
- płaszczyzna bez jednego punktu i ogólniej, każda figura w kształcie pierścienia czy walca,

— przestrzeń  $\mathbf{R}^3$ , z której usunięto liczbę prostą, gdyż mamy tu pętle ściągalne i pętle obiegające wielokrotnie otwór.

3. Na torusie  $T^2 = S^1 \times S^1$  mamy trzy główne typy pętli: pętle ściągalne do punktu, pętle leżące w płaszczyźnie prostopadłej do osi torusa oraz pętle leżące w płaszczyźnie osi („obejmujące” torus). Wynika stąd, że grupą podstawową jest suma prosta  $\mathbf{Z} \oplus \mathbf{Z}$ , będąca grupą przemianą o dwu generatorach. Tę samą grupę ma też płaszczyzna, z której wycięto dwa punkty.

Po tym przydługim wstępie wracamy do głównego tematu. Około r. 1895 Poincaré wysunął po raz pierwszy, a w 1904 sformułował ściśle hipotezę: każda trójwymiarowa rozmaitość zwarta, bez brzegu i jednospójna (a więc której grupa podstawowa jest trywialna) jest homeomorficzna ze sferą trójwymiarową. Zadanie wyglądało na takie, któremu „wystarczy się przyjrzeć”.

Niestety matematycy przyglądają się już ponad 80 lat i nie potrafią tej hipotezy ani udowodnić, ani obalić. Podczas tego „przyglądania się” hipotezę uogólniono na dowolną liczbę wymiarów; uogólnienie nie jest trywialne, bowiem przy założeniu, że rozważana rozmaitość jest tylko jednospójna, hipoteza jest ewidentnie fałszywa. Warunek jednospójności należało zatem zastąpić silniejszym, głoszącym, że dana rozmaitość jest homotopijnie równoważna ze sferą  $S^n$ . Warunek ten jest dużo silniejszy od warunku, by obie rozmaitości miały tę samą grupę podstawową, niestety omówienie go znów wymagałoby dłuższej dygresji od głównego tematu.



Rys. 5. Pierścień, wstęga Möbiusa i okrąg są homotopijnie równoważne, tak samo ósemka z „pierścieniem” o dwu dziurach. Ósemka nie jest homotopijnie równoważna z okręgiem. Sfera i płaszczyzna nie są homotopijnie równoważne, mimo iż mają te same grupy podstawowe. Jeśli ze sfery usuniemy jeden punkt otrzymamy twór homotopijnie równoważny (nawet homeomorficzny) z płaszczyzną. Jeśli z torusa usuniemy punkt, dostaniemy zbiór homotopijnie równoważny z ósemką, taki sam efekt otrzymamy, gdy z płaszczyzny usuniemy dwa punkty

Hipoteza Poincarégo głosi więc, że równoważność homotopijna implikuje równoważność topologiczną dla sfer.

Zatem w pełnym sformułowaniu  $n$ -wymiarowa hipoteza Poincarégo brzmi następująco:  $n$ -wymiarowa rozmaitość topologiczna, zwarta i bez brzegu, homotopijnie równoważna ze sferą  $S^n$ , jest z tą sferą homeomorficzna. Dziwnym się może wydawać uogólnienie problemu, którego nie potrafimy rozwiązać, a jednak...

Pierwszy poddał się właśnie przypadek wysokich wymiarów [2, 12]. W 1960 r. Stephen Smale udowodnił hipotezę dla  $n \geq 7$  [13], a w ciągu następnych dwu lat John Stallings, Christopher Zeeman oraz Smale rozstrzygnęli pozytywnie hipotezę dla wymiarów  $n = 5$  i 6. Bez odpowiedzi pozostały jedynie 6 przypadki  $n = 3$  i 4. Paradoksalna sytuacja jest wynikiem tego, że w latach pięćdziesiątych opanowano nowe, potężne metody badania przestrzeni topologicznych. Im właśnie zawdzięczał Smale swój sukces. Metody te wymagają jednak, by badane rozmaitości miały duży wymiar, na rozmaitości o niskim wymiarze „robi się ciasno” i metody te przestają działać. Dlatego też topologia rozmaitości niskiego wymiaru jest, wbrew oczekiwaniom, trudniejsza od topologii rozmaitości o dostatecznie dużym wymiarze. Badanie rozmaitości trój- i czterowymiarowych wymaga swoistych technik, gdzie indziej nie używanych.

Należy zwrócić uwagę na fakt, że uogólniona hipoteza Poincarégo formułowana jest w trzech wersjach, w zależności od typu występujących na rozmaitościach struktur. Powyżej omówiliśmy wersję dla rozmaitości topologicznych. Oprócz niej istnieje wersja różniczkowa: rozmaitości są różniczkowe, wszystkie odwzorowania są gładkie, a homeomorfizmy zastępujemy dyfeomorfizmami<sup>7</sup>. Wreszcie trzecia wersja dotyczy struktur PL (kawalkami liniowych): rozmaitości są typu PL, a odwzorowania, homotopie i izomorfizmy są kawalkami liniowe.

Wykazano, że jeżeli  $n \neq 4$ , to przypadek PL jest równoważny z topologicznym, a zatem dla  $n \geq 5$  uogólniona hipoteza Poincarégo jest prawdziwa dla rozmaitości typu PL. Jeżeli  $n < 7$ , to hipoteza w przypadku różniczkowym jest równoważna hipotezie w przypadku PL.

Podsumujmy, co jeszcze niedawno wiadomo było o uogólnionej hipotezie Poincarégo.

a) Przypadek PL: hipoteza jest prawdziwa dla wszystkich  $n$  z wyjątkiem  $n = 3$  i 4. W tych „wyróżnionych” wymiarach problem pozostaje całkowicie otwarty.

b) Przypadek topologiczny: hipoteza jest prawdziwa z wyjątkiem wyróżnionych wymiarów trzy i cztery.

c) Przypadek różniczkowy: dla  $n = 5$  i 6 hipoteza jest prawdziwa. Dla  $n \geq 7$  hipoteza jest na ogół nieprawdziwa, co wynika z faktu istnienia nierównoważnych struktur różniczkowych<sup>8</sup> na sferach o wymiarze  $n \geq 7$ , dostrzeżonego przez Johna Milnora [14].

<sup>6</sup> Gdy  $n = 2$ , uogólniona hipoteza Poincarégo wynika natychmiast z twierdzenia o klasyfikacji powierzchni zamkniętych i bez brzegu. Sfera  $S^2$  jest jedyną taką powierzchnią jednopojną.

<sup>7</sup> Przypomnijmy, że dyfeomorfizmem jednej rozmaitości gładkiej na drugą nazywamy odwzorowanie homeomorficzne, które jest obustronnie gładkie (tzn. klasy  $C^\infty$ ). Gładkość odnosi się nie do samego homeomorfizmu  $f: M$  na  $N$ , lecz do jego reprezentantów w dowolnych mapach. Niech  $(U, \varphi)$  oraz  $(V, \psi)$  będą odpowiednio mapami na  $M$  i  $N$ ,  $f(U) = V$ . Jeżeli odwzorowania złożone  $\psi \circ f \circ \varphi^{-1}$  oraz  $\varphi \circ f^{-1} \circ \psi^{-1}$  przetransformują  $\mathbb{R}^n$  w  $\mathbb{R}^n$  są klasy  $C^\infty$ , to  $f$  nazywamy dyfeomorfizmem  $M$  na  $N$ .

<sup>8</sup> Więcej piszemy o tym w paragrafie 7.

Tak wyglądała sytuacja przed około dziesięć laty. Od tego czasu nastąpiły dwa ważne wydarzenia. W 1981 r. M. H. Freedman udowodnił topologiczny wariant hipotezy dla  $n = 4$  [15]. Przypadek czterowymiarowy okazał się niezwykle trudny, przypadek trójwymiarowy — nadal nie do ruszenia.

W lutym 1986 dwaj matematycy z uniwersytetu w Warwick, Colin Rourke i Eduardo Rego, ogłosili, że udało im się udowodnić oryginalną, trójwymiarową hipotezę Poincarégo. Wywołało to sensację nie tylko w świecie matematycznym — nawet w *Nature* ukazał się duży artykuł na ten temat [16]. Zaczęto studiować liczący 120 stron maszynopisu dowód hipotezy. Pewną podejrzliwość wzbudzał fakt, że dowód był klasyczny, nie używał najnowszych technik topologicznych. Pierwsze dostrzeżone drobne niedociągnięcia zostały szybko usunięte, lecz w listopadzie 1986, podczas pobytu w USA Rourke musiał przyznać, że w dowodzie jest luka, której nie potrafi zapełnić. Błąd był natury technicznej, nie koncepcyjnej i wydawało się, że matematycy szybko dadzą mu radę. Jednakże do chwili pisania tych słów (wrzesień 1989) problemu nie rozwiązano. Trójwymiarowa, klasyczna hipoteza Poincarégo pozostaje nadal nierozstrzygnięta. (Dodajmy, że dla  $n = 3$  wszystkie trzy struktury są równoważne).

## 6. Twierdzenie o $h$ -kobordyzmie, hipoteza Schönfliesa i hipoteza o pierścieniu

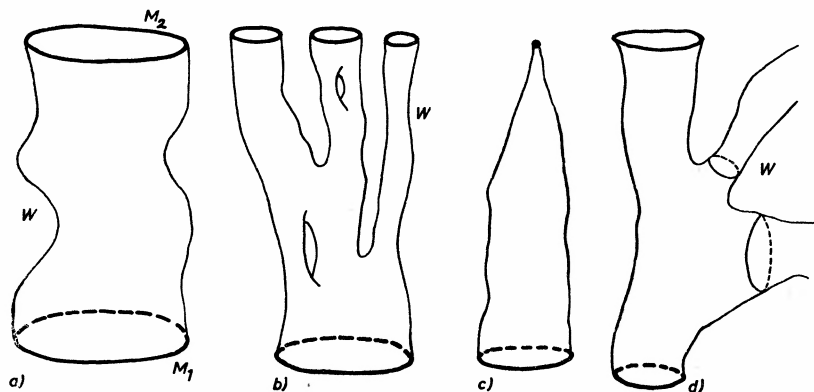
Podstawowym narzędziem użytym do dowodu hipotezy Poincarégo (dla pięciu i więcej wymiarów) jest tak zwane twierdzenie o  $h$ -kobordyzmie.  *$h$ -kobordyzmem* nazywamy  $(n+1)$ -wymiarową zwartą, kawałkami liniową rozmaitość  $W^{n+1}$ , której brzeg składa się z dwu  $n$ -wymiarowych rozmaitości  $M_1$  i  $M_2$ . Odnośnie tych rozmaitości brzegowych wymaga się, by były tzw. retraktami deformacyjnymi<sup>9</sup> rozmaitości  $W^{n+1}$ . Gdy zrezygnujemy z tego warunku, to rozmaitość  $W^{n+1}$  z brzegiem  $M_1$  i  $M_2$  nazywamy po prostu kobordyzmem. Ze względu na znaczenie, jakie w definicji  $h$ -kobordyzmu odgrywają niespójne składowe jego brzegu,  $M_1$  i  $M_2$ ,  $h$ -kobordyzmem nazywa się trójkę rozmaitości  $(W, M_1, M_2)$ .

Twierdzenie o  $h$ -kobordyzmie (S. Smale [17]) głosi, że jeżeli rozmaitości  $W$ ,  $M_1$  i  $M_2$  są jednospójne i  $W$  jest co najmniej sześciowymiarowa ( $\dim W \geq 6$ ), to  $W$  jest homeomorficzna (kawałkami liniowo) z rozmaitością będącą iloczynem kartezjańskim  $M_1 \times I$ , gdzie  $I$  jest odcinkiem domkniętym  $[0,1]$  prostej.

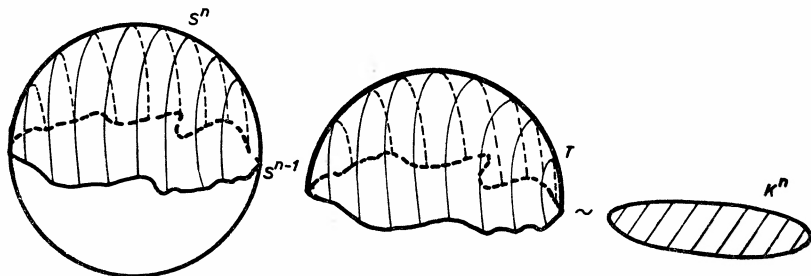
Podobnie do Smale'a, który zastosował swoje twierdzenie o  $h$ -kobordyzmie do udowodnienia uogólnionej hipotezy Poincarégo (dla  $n \geq 5$ ), Freedman oparł dowód hipotezy Poincarégo dla  $n = 4$  na uprzednio dowiedzionym przez siebie analogicznym twierdzeniu o  $h$ -kobordyzmie dla rozmaitości czterowymiarowych. Dowód jest jednak istotnie różny od dowodu twierdzenia Smale'a w większej ilości wymiarów. Dla rozmaitości trójwymiarowych dotychczas nie udało się podobnego twierdzenia udowodnić.

Z twierdzeniem o  $h$ -kobordyzmie związana jest ściśle znana hipoteza, zwana *hipotezą Schönfliesa*. Dotyczy ona zanurzania jednej sfery w drugiej. Niech  $(n-1)$ -wymiarowa

<sup>9</sup> Mówiąc bardzo nieściśle, zbiór  $A$  jest retraktem deformacyjnym zbioru  $X$ , jeżeli  $A$  zawiera się w  $X$  i  $X$  można zdeformować (zgnieść, ścisnąć) do  $A$  [2].



Rys. 6. a) Przykłady rozmaitości  $h$ -kobordycznych. b) Tu  $W$  nie jest jednoczupna, a więc  $W$  nie tworzy  $h$ -kobordyzmu. Brzegi nie są retractsami deformacyjnymi rozmaitości. Zauważmy, że dwa okręgi są kobordyczne. Podobnie okrąg z punktem (rys. c) i skończoną liczbą okręgów. W przypadku wyżej wymiarowym sprawa jest o tyle trudna, że nie każda rozmaitość może być brzeżem innej rozmaitości. Jest to jeden z najtrudniejszych problemów topologii rozmaitości. d) Tu  $W$  nie jest kobordyzmem, gdyż nie jest zwarta



Rys. 7. Ilustracja twierdzenia Schönfliesa: Zbiór topologicznie równoważny z połówką sfery  $n$ -wymiarowej wraz z brzeżem (obszar zacieniowany na rysunku, oznaczony  $T$ ) jest homeomorficzny z kulą  $n$ -wymiarową  $K$ .  $S^{n-1}$  musi leżeć lokalnie płasko w  $S^n$  — oznacza to, że  $S^{n-1}$  nie może być zbyt powyginana, tj. nie może się zachowywać na przykład jak wykres funkcji  $x \sin \frac{1}{x}$  w pobliżu zera

sfera  $S^{n-1}$  będzie zanurzona w sferze  $S^n$ , czyli jest jej podzbiorem. Weźmy zbiór będący różnicą  $S^n \setminus S^{n-1}$ , czyli złożony z punktów należących do  $S^n$  i jednocześnie nie należących do  $S^{n-1}$ . Można dowieść intuicyjnie oczywistego faktu, że zbiór ten składa się z dwu oddzielnych składowych, z których każda jest spójna. Weźmy którąkolwiek z nich i domknijmy ją w  $S^n$ , czyli dołączmy wszystkie jej punkty brzegowe, tak że staje się zbiorem domkniętym w przestrzeni  $S^n$ ; tę domkniętą składową oznaczamy przez  $T$ . Hipoteza Schönfliesa głosi, że jeżeli  $S^{n-1}$  leży „lokalnie płasko” w  $S^n$  (rys. 7), to  $T$  jest homeomorficzna z  $n$ -wymiarową kulą.

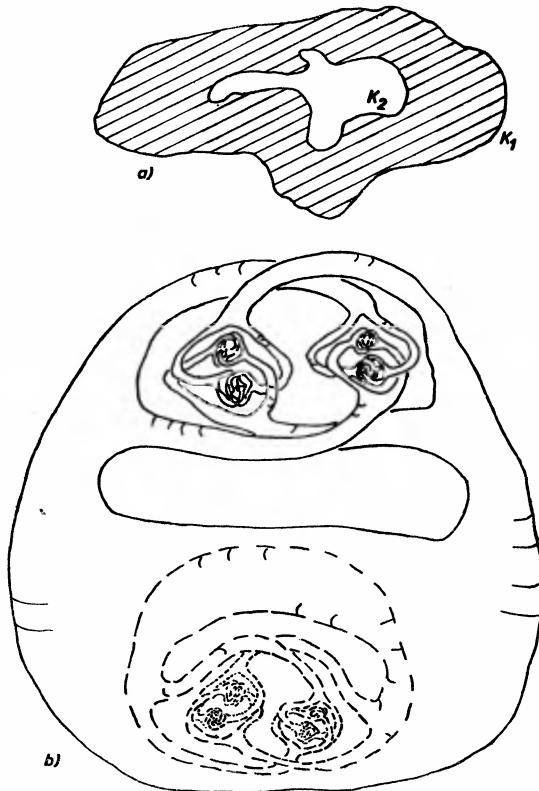
W dwu wymiarach hipoteza jest intuicyjnie oczywista i istnieje bezpośredni dowód geometryczny. W trzech wymiarach hipotezę udowodnił topolog J. W. Alexander w 1924 r. [18]. Dla  $n \geq 5$  prawdziwość hipotezy Schönfliesa wynika z prawdziwości uogólnionej hipotezy Poincarégo dla przypadku PL. Pozostaje jedynie przypadek czterowymiarowy, w którym hipoteza Schönfliesa jest do dziś nie rozstrzygnięta.



Wspomnijmy jeszcze o podobnej hipotezie — tzw. hipotezie o pierścieniu (*annulus conjecture*) [19]. Problem jest intuicyjnie jasny: bierzemy  $n$ -wymiarową kulę  $K^n$  i zanurzamy w niej inną  $n$ -wymiarową kulę  $\tilde{K}^n$  (tzn.  $\tilde{K}^n$  jest podzbiorem  $K^n$ ). Oznaczamy przez  $\text{int } \tilde{K}^n$  wnętrze kuli  $\tilde{K}^n$ , czyli zbiór jej punktów po odrzuceniu punktów brzegowych. Wówczas różnica  $K^n \setminus \text{int } \tilde{K}^n$  jest zbiorem domkniętym w  $K^n$ , bowiem jest domknięciem zbioru  $K^n \setminus \tilde{K}^n$ . Hipoteza o pierścieniu głosi, że zbiór  $K^n \setminus \text{int } \tilde{K}^n$  jest homeomorficzny z  $n$ -wymiarowym pierścieniem, czyli ze zbiorem postaci:

$$\{(x^1, \dots, x^n): r^2 \leq (x^1)^2 + \dots + (x^n)^2 \leq R^2, \quad 0 < r < R\}.$$

W ogólnym przypadku hipoteza ta nie jest prawdziwa dla  $n \geq 3$ . Zanurzenie jednej kuli w drugiej może bowiem być zupełnie „dzikie”. Zobaczmy to na prostszym przykładzie. Zwykła sfera  $S^2$  rozcina przestrzeń  $R^3$ , w której jest zanurzona, na dwie rozłączne składowe — wewnątrz i zewnątrz sfery. Jest rzeczą absolutnie oczywistą, że wewnątrz jest



Rys. 8. Gdy kule położone są „łagodnie” (tj. bez gwałtownych deformacji) jedna w drugiej, wtedy „*annulus conjecture*” jest prawdziwa — dostajemy odpowiedni pierścień (rys. a). Jeżeli natomiast kule położone są „dziko”, hipoteza ewidentnie nie zachodzi. Na rys. b) przedstawiono dwie tzw. sfery Alexandra, jedną zanurzoną w drugiej. Przestrzeń zawarta między nimi nie jest homeomorficzna z pierścieniem (sferycznym). Powodem tego jest fakt, że sfera Alexandra jest homeomorficzna ze zwykłą sferą  $S^2$ , lecz jej zewnątrz nie jest topologicznie równoważne zewnątrz normalnej sfery (nie jest jednospójne). W przypadku dwu-wymiarowym taka sytuacja jest niemożliwa

homeomorficzne z kulą otwartą, a zewnątrz jest zbiorem jednopójnym (w dwu wymiarach tak już nie jest). Czy twierdzenie to da się uogólnić na zamkniętą powierzchnię  $P$ , która jest „sferą topologiczną”, tzn. jest homeomorficzna z  $S^2$ ? Okazuje się, że nie, gdyż  $P$  może być „dziko” zanurzona w  $R^3$ . Topologiczna sfera  $P$  nadal rozdziela przestrzeń na dwie rozłączne składowe i jest ich wspólnym brzegiem, lecz zewnątrz  $P$  nie musi być zbiorem jednopójnym. Pierwszego przykładu tej dziwacznej sytuacji dostarczył w 1924 r. wspomniany już J. W. Alexander [20]. Skonstruowana przezeń tzw. rogata sfera Alexandra jest homeomorficzna z  $S^2$ , lecz jak widać z rys. 8, pętla obejmująca którąś z rączek nie da się ściągnąć do punktu bez zawadzenia o tę sferę. Oznacza to, że zewnątrz rogatej sfery nie jest jednopójne, a w konsekwencji — jej wnętrze nie jest homeomorficzne z kulą otwartą. Widzimy zatem, że jeżeli nie nałożymy jakichś rozsądnych ograniczeń na sposób zanurzenia w  $R^3$ , to wnętrze sfery topologicznej nie jest kulą topologiczną!

Wracając do hipotezy o pierścieniu nakładamy warunek, by kula  $K^n$  była zanurzona w  $K^n$  „porządnie” (konkretnie — lokalnie płasko). Wówczas hipoteza o pierścieniu okazuje się prawdziwa... za wyjątkiem wymiaru  $n = 4$ , gdzie nadal pozostaje hipoteza!

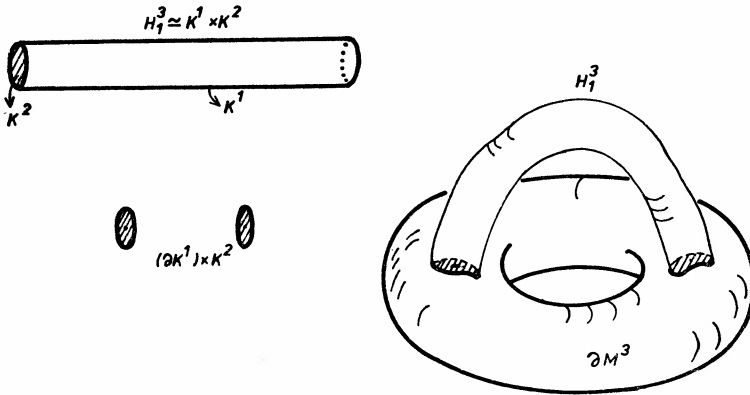
## 7. Struktury na rozmaitościach

Poprzednio wspomnieliśmy, że na rozmaitościach istnieją trzy typy struktur: topologiczna, różniczkowa i kawałkami liniowa (PL). Jakie związki zachodzą między nimi?

- a) Każda rozmaitość różniczkowa jest rozmaitością topologiczną.
- b) Każda rozmaitość ze strukturą różniczkową dopuszcza strukturę PL (twierdzenie J. Whiteheada).
- c) Każda struktura kawałkami liniowa zadaje strukturę topologiczną.

A odwrotnie? Tu zaczynają się problemy. Gdy  $n < 8$ , to rozmaitość ze strukturą PL dopuszcza strukturę różniczkową, gdy jednak  $n \geq 8$ , to istnieją rozmaitości PL, na których struktury różniczkowej wprowadzić się nie da — są „niewyglądalne” [33].

Dalsze relacje pomiędzy różnymi strukturami na rozmaitościach można wykryć wprowadzając pojęcie „rączki”. Bierzymy  $n$ -wymiarową rozmaitość  $M$  z brzegiem (np. kulę, której brzegiem jest sfera) i doklejamy do niej  $n$ -wymiarowy prostopadłościan  $I^n$  będący iloczynem kartezjańskim  $I^\lambda \times I^{n-\lambda}$  prostopadłościanów o wymiarach odpowiednio  $\lambda$  i  $n-\lambda$ . Protopadłościan ten doklejamy do części (nie do całości) brzegu  $M$ , przy czym doklejamy go wszystkimi punktami prostopadłościanu  $I^{n-\lambda}$  oraz punktami brzegowymi (czyli ścianami) prostopadłościanu  $I^\lambda$ . Oznacza to, że przyklejany  $I^n$  musi się wygiąć na kształt uchwytu jak na rys. 9. Ograniczenie się do prostopadłościanu nie jest konieczne, możemy wziąć dowolny zbiór  $H_\lambda^n$  homeomorficzny z iloczynem  $I^\lambda \times I^{n-\lambda}$  (jest on wówczas homeomorficzny z kulą), pod warunkiem jednak, by ten homeomorfizm zachowywał sposób przyklejania prostopadłościanu. Tak przyklejony do  $M$  zbiór  $H_\lambda^n$  nazywamy rączką o indeksie  $\lambda$  na rozmaitości  $M$ . Jeżeli rączkę o indeksie 2 przykleić do zwykłej kuli w  $R^3$ , to otrzymamy bryłę podobną do ciężarka, jakim ćwiczą atleci. Gdy indeks  $\lambda = 0$ , to rączka jest  $n$ -wymiarową kulą topologiczną, nie mającą punktów wspólnych



Rys. 9. Rączka  $H_\lambda^n$  jest homeomorficzna z kostką  $n$ -wymiarową. Tak naprawdę rączką nazywamy obraz zbioru  $H_\lambda^n$  w pewnym odwzorowaniu (zanurzeniu) przyklejającym (patrz tekst)  $H_\lambda^n$  do brzegu rozmaitości  $n$ -wymiarowej. Rysunek przedstawia sytuację najbardziej odpowiadającą naszej intuicji: rączkę wyobrażamy sobie jako cylinder (w tym wypadku jest to trójwymiarowa rączka  $H_1^3 = K^1 \times K^2$  — iloczyn kartezjański koła  $K^2$  i odcinka  $K^1$  — kuli jednowymiarowej), który odpowiednio przyklejony do rozmaitości zmienia się w uchwyt. Zbiór  $(\partial K^1) \times K^2$  jest iloczynem kartezjańskim brzegu  $K^1$  — czyli dwóch punktów — i koła  $K^2$ . Jest to więc para kół. Znajdujemy taką parę kół na brzegu rozmaitości  $\partial M^3$  (którą na rysunku reprezentuje pełny torus  $K^2 \times S^1$ ) i do nich przyklejamy rączkę

z  $M$ ; gdy  $\lambda = n$ , to jest ona kulą topologiczną przyklejoną całą swoją powierzchnią do kawałka brzegu  $M$ .

Znaczenie rączek polega na tym, że dają one elementarny sposób „rozmnażania” rozmaitości: dołączając do danej rozmaitości (np. do sfery, w której wycięto szereg otworów) kolejno rozmaite rączki, otrzymujemy wciąż nowe rozmaitości. I na odwrót, odejmując z danej rozmaitości rączki, możemy ją analizować — w ten sposób wyznacza się grupy homotopii tej rozmaitości. Co więcej, okazuje się, że powyższy sposób rozmnażania rozmaitości wyczerpuje wszystkie możliwości. Udowodniono bowiem twierdzenie, zwane *twierdzeniem o rozłożeniu na rączki*, głoszące, że każda zwarta rozmaitość typu PL z niepustym brzegiem powstaje z kuli kawałkami liniowej przez kolejne doklejanie rączek [2]. Analogicznego twierdzenia o rozłożeniu na rączki dowolnej rozmaitości różniczkowej dowodzi się w ramach tzw. teorii Morse’a [2].

Wracając do kwestii wzajemnych powiązań różnych struktur na rozmaitościach, należy powiedzieć, że trudno oczekiwać, by dało się odwrócić twierdzenie c), tzn. by każda rozmaitość topologiczna mogła być wyposażona w strukturę PL. Stwierdzono za to, że rozmaitości topologiczne dopuszczają rozkład na rączki, są więc w tym podobne do rozmaitości PL i różniczkowych<sup>10</sup>. Dzieje się tak z jednym ważnym wyjątkiem — rozmaitości *czterowymiarowych*, których własności są odmienne.

Aby zakończyć przegląd sytuacji, w których obiekty czterowymiarowe albo mają

<sup>10</sup> Nasuwa się tu pytanie, czy rozłożenia na rączki nie można by użyć do klasyfikowania rozmaitości i w ten sposób obejść negatywne twierdzenie Markowa. Niestety, nie ma tak dobrze. Procedura rozłożenia na rączki, podobnie jak triangulacja rozmaitości na sympleksy, jest bardzo niejednoznaczna i dana rozmaitość może mieć wiele odmiennych rozkładów. Sytuacja komplikuje się jeszcze wraz ze wzrostem wymiaru.

własności odmienne niż analogiczne obiekty innego wymiaru, albo przynajmniej wydają się zachowywać dziwacznie (według aktualnego stanu wiedzy matematycznej), powróćmy do wspomnianej wcześniej kwestii nierównoważnych struktur różniczkowych. Omawiając uogólnioną hipotezę Poincarégo dla rozmaitości gładkich, głoszącą, że  $n$ -wymiarowa rozmaitość różniczkowa, zwarta i bez brzegu, która jest homotopijnie równoważna sferze  $S^n$ , jest z nią dyfeomorficzna, powiedzieliśmy, że poczynając od siedmiu wymiarów w górę, jest ona na ogół fałszywa. Jest to skutkiem tego, że zaczynając od  $n = 7$ , na  $S^n$  można wprowadzić szereg struktur różniczkowych, które bynajmniej nie są sobie równoważne. Definicja równoważności jest prosta. Dwie struktury różniczkowe skonstruowane na topologicznej rozmaitości  $M$  są równoważne, gdy istnieje homeomorfizm  $M$  na  $M$ , który przy wykorzystaniu tych struktur staje się dyfeomorfizmem.

Ponownie musimy tu zrobić dygresję, gdyż powyższa definicja przypomina bardzo definicję równoważności (zgodności) atlasów na rozmaitości i Czytelnik skłonny byłby zapewne do utożsamienia obu pojęć, wskutek czego doszedłby do wniosku, że wspomniany wyżej wynik Milnora jest bez sensu. Tak jednak czynić nie można, gdyż między tymi pojęciami występuje bardzo subtelna, lecz istotna różnica. Czytelnikowi zaznajomionemu z definicją atlasu na rozmaitości wyjaśnimy ją na prostym przykładzie. Niech  $M$  będzie osią liczbową  $\mathbf{R}$ , traktowaną jako przestrzeń topologiczna. Wprowadzamy na niej dwa atlasy, oba składające się z jednej mapy:

$$A_1 = \{(\mathbf{R}, \varphi_1)\}, \quad y = \varphi_1(x) := x, \quad x \in \mathbf{R}, y \in \mathbf{R}^1$$

$$A_2 = \{(\mathbf{R}, \varphi_2)\}, \quad z = \varphi_2(x) := x^3, \quad z \in \mathbf{R}.$$

Odwzorowanie  $\varphi_1 \circ \varphi_2^{-1}: z \rightarrow y = z^{1/3}$  nie jest dyfeomorfizmem  $\mathbf{R}^1$  na  $\mathbf{R}^1$ , gdyż nie jest różniczkowalne w  $z = 0$ . Z definicji, atlasy są zgodne wtedy, gdy zmiana mapy, czyli transformacja współrzędnych tego samego punktu rozmaitości dana jest odwzorowaniem dyfeomorficznym dla wszystkich punktów części wspólnej obu map. Zatem atlasy  $A_1$  i  $A_2$  są niezgodne. Struktura różniczkowa na rozmaitości topologicznej zdefiniowana jest przez podanie pewnego (zazwyczaj przeliczalnego) atlasu na niej, wówczas wszystkie atlasy zgodne z nim należą do tej samej struktury, czyli mogą tę strukturę reprezentować. Nie wynika stąd jeszcze, że atlasy  $A_1$  i  $A_2$  na  $\mathbf{R}$  określają dwie różne struktury różniczkowe, bowiem należy sprawdzić, czy nie wyznaczają one struktur równoważnych. Możliwość ta bierze się stąd, że definicja równoważności struktur dopuszcza, by zmieniając atlas poddać równocześnie samą rozmaitość przekształceniu homeomorficznemu.

Niech  $h$  będzie pewnym homeomorfizmem na  $\mathbf{R}$ ,  $h(x) = u \in \mathbf{R}$ . Na  $\mathbf{R}$  budujemy dwa analogiczne atlasy,

$$A_1 = \{(\mathbf{R}, \varphi_1)\}, \quad y = \varphi_1(x) := x,$$

$$A_3 = \{(h(\mathbf{R}), \varphi_2)\}, \quad z = \varphi_2(u) := u^3.$$

Struktury różniczkowe wyznaczone przez atlasy  $A_1$  i  $A_3$  będą równoważne, jeżeli ten homeomorfizm jest dyfeomorfizmem, tzn. jeżeli odwzorowanie  $\varphi_1 \circ h^{-1} \circ \varphi_2^{-1}: \mathbf{R}^1 \rightarrow \mathbf{R}^1$  jest obustronnie różniczkowalne klasy  $C^\infty$ . Odwzorowanie to ma postać  $y = h^{-1}(z^{1/3})$ , zatem wybierając  $u = h(x) := x^{1/3}$  otrzymujemy, że w tych mapach staje się ono tożsamością  $y = z$ , co dowodzi, że  $h$  jest rzeczywiście dyfeomorfizmem rozmaitości  $(\mathbf{R}, A_1)$

na rozmaitość  $(R, A_3)$ . Ponieważ  $h(R) = R$ , więc atlasy  $A_3$  i  $A_2$  możemy utożsamić, z czego wynika, że atlasy  $A_1$  i  $A_2$ , choć niezgodne, wyznaczają równoważne struktury różniczkowe. Można sprawdzić, że biorąc dowolną inną parę niezgodnych atlasów na  $R$ , zawsze da się znaleźć homeomorfizm czyniący odpowiadające im struktury równoważnymi, skąd wnioskujemy, że na  $R$  istnieje tylko jedna struktura różniczkowa [32].

Wprowadzenie — grającego kluczową rolę — homeomorfizmu do definicji równoważności struktur jest naturalne, gdyż przestrzeń topologiczna jest zawsze określona z dokładnością do przekształcenia homeomorficznego.

Od momentu, gdy około r. 1913 Hermann Weyl wprowadził pojęcie rozmaitości gładkiej [21], wszystkie znane matematykom rozmaitości dopuszczały tylko jedną (z dokładnością do dyfeomorfizmu) strukturę różniczkową i ten fakt wydawał się zupełnie naturalny. Sensacją był wynik Johna Milnora [14] stwierdzający, że siedmiowymiarowa sfera jest inna, że dopuszcza istnienie nierównoważnych struktur różniczkowych — jest ich dokładnie 28. Niebawem matematycy przekonali się, że  $S^7$  nie jest pod tym względem niezwykle dziwolągiem, bowiem wyżej wymiarowe sfery mają podobne właściwości [22]: Pokazano, że na innych rozmaitościach też można skonstruować nierównoważne struktury różniczkowe. Był to wielki triumf metod topologii algebraicznej. Własność, przez wiele lat uważana za naturalną, okazuje się raczej rzadką, wystarczy tylko przejść do dostatecznie wysokich wymiarów. Nic więc dziwnego, że postawiono oczywiste pytanie: czy przestrzeń  $R^n$  można wyposażyć w strukturę nierównoważną z naturalną? Z niemalym trudem udowodniono, że dla  $n \neq 4$  nie ma innych struktur różniczkowych na  $R^n$ . Matematycy odetchnęli — przynajmniej tutaj nie ma niespodzianek [23]. A co z  $R^4$ ? Przyzwyczajono się już, że cztery wymiary są źródłem notorycznych kłopotów, można by więc mieć nadzieję, że gdy powstaną nowe, potężniejsze metody badawcze, również ten przypadek zostanie rozstrzygnięty z wynikiem takim, jak dla pozostałych wymiarów. Tych, którzy tak myśleli, czekała ogromna niespodzianka. Wspomniane wcześniej prace Freedmana, dotyczące czterowymiarowej hipotezy Poincarégo, przygotowały grunt S. K. Donaldsonowi do tego, by pokazać, że na  $R^4$  istnieją jednak struktury nierównoważne [15, 24]. Stwierdzono bowiem istnienie tzw. egzotycznej  $R^4$ ! Co więcej, S. K. Donaldson i R. Gompf [24, 25] znaleźli szereg dalszych nierównoważnych struktur. Gdy jednak w 1985 r. Gompf udowodnił, że nierównoważnych struktur różniczkowych na  $R^4$  jest *nieprzeliczalnie wiele* [26], zdumienie matematyków było rzeczywiście wielkie. Można było spodziewać się odstępstw, ale żeby przestrzeń  $R^4$  zachowywała się wyjątkowo aż do tego stopnia...

W związku z tym ostatnim zagadnieniem warto podać informację, która być może w przyszłości nie będzie tylko ciekawostką. W dwudziestym wieku drogi matematyki i fizyki rozeszły się wyraźnie i do wyjątków należą sytuacje, gdy problemy fizyczne inspirowały matematyków w badaniach podstawowych. Takim szeroko znanym wyjątkiem było powstanie teorii dystrybucji, jako odpowiedź na wprowadzenie przez Diraca funkcji  $\delta$  do mechaniki kwantowej. Otóż Donaldson i Gompf uzyskali swoje niezwykle wyniki wykorzystując rezultaty z przeróżnych dziedzin: topologii algebraicznej, geometrii różniczkowej i algebraicznej oraz... teorii pól cechowania — teorii stanowiącej dotąd przedmiot zainteresowania wyłącznie fizyków. Zastosowanie metod tej właśnie teorii stanowiło istotny element ich konstrukcji i wzbudziło sensację wśród matematyków, nie przyzwyczajonych

do rozwiązywania problemów czysto matematycznych metodami zaczerpniętymi z fizyki teoretycznej. Opierając się wyłącznie na „tradycyjnych” metodach topologii algebraicznej, przy obecnym stanie wiedzy matematycznej wynik Gompfa i Donaldsona nie byłby możliwy do uzyskania. Teoria pól cechowania zaczyna więc robić karierę w środowisku topologów [24, 27-29].

## 8. Próba podsumowania

Można by postawić zarzut, że powyższe przykłady zostały dobrane tendencyjnie że można przytoczyć równie sporą, a nawet dużo większą liczbę twierdzeń, zachowujących się „porządnie” we wszystkich wymiarach. Co więcej, dla dowolnego ustalonego  $n$  można wskazać sytuacje patologiczne właśnie w przestrzeni  $n$ -wymiarowej. Licznych przykładów dostarcza w tym względzie teoria homotopii.

Chodzi tu konkretnie o ten dział teorii homotopii, który zajmuje się wielowymiarowymi węzłami i splotami. Teoria ta powstała jako naturalne uogólnienie węzłów i splotów znanych w jednym wymiarze. Węzeł  $n$ -wymiarowy jest to twór homeomorficzny ze sferą  $S^n$ , natomiast  $n$ -wymiarowy splot jest rozłączną sumą skończonej liczby węzłów. Sploty wyżej wymiarowe mogą zachowywać się bardzo rozmaicie. Rozpatrzmy dla przykładu splot utworzony z dwu sfer 50-wymiarowych. W przestrzeni o 102 i więcej wymiarach, takie sploty można rozpleść, tzn. układ rozpada się na pojedyncze ogniwa. Gdy wymiar przestrzeni wynosi 101, 100, 99 i 98, to możliwy jest tzw. splot istotny, ale dla wymiarów 97 i 96 już nie! Dalej, dla wymiarów od 96 do 52 sploty nietrywialne znów dają się konstruować [30].

A więc, czy matematyka wyróżnia czy nie wyróżnia wymiary trzy i cztery? Z ostrożnością wynikającą z faktu, że być wyróżnionym nie jest pojęciem precyzyjnie zdefiniowanym, a kwestie interpretacyjne zawierają pewien element subiektywizmu, twierzymy, że tak.

Przedstawione powyżej zagadnienia należą — w odróżnieniu od teorii węzłów i splotów — do najbardziej fundamentalnych w topologii i w matematyce w ogóle. Nie jest też przypadkiem, że topologia przestrzeni o niskim wymiarze (a więc i w wymiarach wyróżnionych) stała się ważnym działem topologii, operującym specyficznymi metodami badawczymi. Bowiem właśnie zaskakujące kłopoty z przeróżnymi twierdzeniami w niskich wymiarach zmusiły matematyków do stworzenia nowych, swoistych dla nich technik i środków. Specjalizacja poszła nawet dalej: powstała topologia 3-rozmaitości i oddzielnie topologia czterowymiarowa. Powtórzmy z naciskiem, że mówimy tu cały czas o topologii, bowiem wymiar jest pojęciem topologicznym, a nie np. teoriomnogościowym.

Innych, aczkolwiek mniej ważnych dla matematyka przykładów wyróżnienia wymiarów 3 i 4 można szukać w rozmaitych działach matematyki, wszędzie tam gdzie pojawiają się przestrzenie euklidesowe lub ogólniej — rozmaitości. I tak, wiadomo z teorii grup, że grupa obrotów  $SO(n)$  przestrzeni  $R^n$  jest prosta — ale nie dla  $n = 4$ , wtedy bowiem jest iloczynem prostym  $SO(3) \times SO(3)$ . Z kolei przykład z teorii przestrzeni wektorowych, ważny dla fizyka: tylko w  $R^3$  można zdefiniować iloczyn wektorowy i tylko w niej rotacja wektora jest wektorem. Gdybyśmy żyli w przestrzeni euklidesowej (lub

prawie euklidesowej) o innym wymiarze, to obiekty takie jak moment siły, moment pędu i pole magnetyczne byłyby nie wektorami, lecz tensorami antysymetrycznymi<sup>11</sup>.

Przy obecnym stanie wiedzy nie widać żadnego związku pomiędzy zagadnieniami, które skłaniają matematyków do wyróżnienia wymiaru 3 i 4, a faktem, że fizyczna czasoprzestrzeń — w całości bądź w swej makroskopowo obserwowalnej części — jest czterowymiarowa. Wszelkie próby powiązania tych dwóch faktów wychodzą poza zakres matematyki i fizyki, stając się swobodną refleksją filozoficzną. Dla matematyka stwierdzenie „przestrzenie trój- i czterowymiarowe są wyróżnione” jest wyłącznie skrótowym wypowiedzeniem faktu, że istnieje szereg niezależnych ważnych zagadnień, które w takich przestrzeniach mają nietypowy charakter lub rozwiązanie. W żadnym wypadku nie można powiedzieć, by przestrzenie te były „ze swej istoty” wyróżnione czy też osobliwe — takie stwierdzenie wykracza poza matematykę. Tym bardziej nie wiadomo jak szukać związku z fizyką. Popularny (wśród fizyków) pogląd głosi, że matematyka w swych najgłębszych podstawach wywodzi się ze świata fizycznego. Nawet gdyby było to prawdą (jak to uzasadnić?), w co niektórzy matematycy wątpią, to i tak nie wiadomo, jak wymiar świata, w którym żyjemy miałyby się odbić na tych matematycznych właściwościach, o których mówiliśmy.

Z drugiej strony przypuszczenie, że zbieżność pomiędzy wymiarem fizycznego świata i wymiarem przestrzeni, w których szereg ważnych, niezależnych topologicznych zagadnień ma osobliwy charakter, jest czystym przypadkiem, nie mającym głębszych podstaw, również nie wydaje się zadowalające. Jedno można uznać za pewne: pytanie dlaczego wymiar fizycznej czasoprzestrzeni jest taki a nie inny, jest rzeczywistym problemem naukowym.

Praca została częściowo sfinansowana w ramach problemu CPBP 01.03.

#### Literatura

- [1] H. Poincaré, „Pourquoi l'espace a trois dimensions?”, *Revue de Metaphysique et de Morale* **20**, 483 (1912).  
 [2] R. Duda, *Wprowadzenie do topologii*, cz. I i II, PWN, Warszawa 1986.  
 [3] R. Duda, *O pojęciu wymiaru*, Biblioteczka Matemat. 31, PZWS, Warszawa 1972.

<sup>11</sup> Pomijamy tu całkowicie, gdyż wychodzi to poza ramy naszego artykułu, kwestię jak trójwymiarowa przestrzeń jest wyróżniona przez zjawiska fizyczne. Problem ten zbadał po raz pierwszy Paul Ehrenfest w sławnym artykule z 1917 r. [31]. Okazało się że trójwymiarowość fizycznej przestrzeni odgrywa kluczową rolę dla najważniejszych zjawisk w przyrodzie. Tak więc, jeżeli  $n \neq 3$ , to nie istnieją stabilne atomy, czyli upada cała chemia i biologia; cząstki elementarne mogą skupiać się w większe obiekty tylko pod działaniem sił grawitacyjnych i jądrowych. Nie powstaną z nich jednak układy planetarne, bowiem orbity planet są niestabilne. Taki świat byłby więc zupełnie odmienny od naszego. Również zjawiska falowe tylko w  $\mathbb{R}^3$  nadają się do wiernego przesyłania informacji. Nieco później Herman Weyl wykazał, że tylko w czterowymiarowej czasoprzestrzeni równania Maxwella są konforemnie niezmiennicze. Takich przykładów jest więcej.

- [4] W. G. Boltianski, W. A. Jefremowicz, *Zarys podstawowych pojęć topologii*, Biblioteczka Matemat. 22, PZWS, Warszawa 1965.
- [5] R. Engelking, *Teoria wymiaru*, PWN, Warszawa 1977.
- [6] H. S. Coxeter, *Wstęp do geometrii dawnej i nowej*, PWN, Warszawa 1967.
- [7] D. Hilbert, S. Cohn-Vossen, *Geometria poglądowa*, PWN, Warszawa 1956.
- [8] W. Thurston, J. R. Weeks, „The mathematics of three-dimensional manifolds”, *Sci. Am.* **251**, no 1 (1984).
- [9] A. T. Fomienko, *Differencijalnaja geometrija i topologija. Dopolnitelnyje glawy*, Izd. MGU, Moskwa 1983.
- [10] A. A. Markow, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **121**, 218 (1958).
- [11] W. S. Massey, *Algebraic topology: an introduction*, New York 1967, także przekład rosyjski, Moskwa 1977.
- [12] R. Duda, „O hipotezie Poincarégo”, *Wiadomości Matematyczne* **18**, 19 (1974).
- [13] S. Smale, *Ann. Math.* **74**, 391 (1961).
- [14] J. Milnor, „On manifolds homeomorphic to the 7-sphere”, *Ann. Math.* **64**, 399 (1956).
- [15] M. H. Freedman, „The topology of four-dimensional manifolds”, *J. Diff. Geom.* **17**, 357 (1981).
- [16] Ian Stewart, „The Poincaré conjecture proved”, *Nature* **320**, no. 6059, 217 (1986).
- [17] S. Smale, „Structure of manifolds”, *Am. J. Math.* **84**, 387 (1962).
- [18] J. W. Alexander, „On the subdivision of 3-space by polyhedron”, *Proc. Nat. Acad. Sci. (USA)* **10**, 6 (1924).
- [19] R. Lashof, „Problems in differential and algebraic topology”, *Ann. Math.* **81**, 565 (1965).
- [20] J. W. Alexander, „An example of a simply connected surface bounding a region which is not simply connected”, *Proc. Nat. Acad. Sci. (USA)* **10**, 8 (1924).
- [21] H. Weyl, *Die Idee der Riemannschen Fläche*, B. G. Teubner, Leipzig 1913.
- [22] M. Kervaire, J. Milnor, „Groups of homotopy spheres”, *Ann. Math.* **77**, 504 (1963).
- [23] R. Kirby, L. Siebenmann, *Foundational Essays on topological manifolds, smoothings and triangulations*, Princeton, New Jersey 1977.
- [24] S. K. Donaldson, „An application of gauge theory to the topology of 4-manifolds”, *J. Diff. Geometry* **18**, 279 (1983).
- [25] R. Gompf, „Three exotic  $R^4$ 's and other anomalies”, *J. Diff. Geom.* **18**, 317 (1983).
- [26] R. Gompf, *J. Diff. Geom.* **21**, 283 (1985).
- [27] R. J. Stern, „Instantons and the topology of 4-manifolds”, *The Math. Intelligencer* **5**, no. 3, 39 (1983).
- [28] R. J. Stern, „Gauge theories as a tool for low dimensional topologists”, w *Perspectives in Mathematics. Anniversary of Oberwolfach* 1984, Birkhäuser Verlag, Basel.
- [29] M. B. Lawson Jr., „The theory of gauge fields in four dimensions”, *CBMS, AMS* nr. **58**, 1985.
- [30] D. Rolfsen, „Knots and links”, *Publish or Perish* 1976.
- [31] P. Ehrenfest, „In what way does it become manifest in the fundamental laws of physics that space has three dimensions?”, *Proc. of Amsterdam Academy* **20**, 200 (1917).
- [32] „Matiematiczeskaja Enciklopedija”, hasło *Topologija mnogoobrazij*, tom 5, Moskwa 1985.
- [33] J. Munkres, „Elementary differential topology”, *Ann. Math. Studies* **54**, Princeton, New Jersey 1966.
- [34] J. H. Schwarz, „Superstrings”, *Phys. Today* **40**, 33 (November 1987); *Postępy Fizyki* **40**, 291 (1989).
- [35] M. B. Green, „Superstrings”, *Sci. Am.* **255**, 44–56 (September 1986).



## WSPOMNIENIA — ROCZNICE

*Witalij Lazarowicz Ginzburg*Instytut Fizyki im. P. N. Lebediewa  
Akademii Nauk ZSRR  
Moskwa, ZSRR**L. D. Landau — kilka uwag o jego stosunku do fizyki i fizyków \*****L. D. Landau — some remarks on his attitude towards physics and physicists**

Osiemdziesiątą rocznicę urodzin L.D. Landaua (22 stycznia 1988) obchodziliśmy w Moskwie w tej samej sali (w Instytucie Problemów Fizyki), w której odbywały się seminaria Landaua i gdzie zwykle go widzieć. Być może dlatego dosłownie prześladowała mnie myśl, którą wyraziłem otwierając wspomniane posiedzenie, że Landau mógłby być tu z nami, siedzieć jak zwykle w pierwszym rzędzie. Ale od czasu ostatniego seminarium, które prowadził, minęło już ponad 26 lat. Jak wiadomo 7 stycznia 1962 r. Landau uległ wypadkowi samochodowemu, po którym ciężko chorował aż do śmierci (zmarł 1 kwietnia 1968). Z tego powodu wspomnienia osobiste o Landauie jako fizyku mogli zachować tylko ludzie co najmniej 45—50-letni. Młodszy i ci, którzy w ogóle nie mieli z nim do czynienia, znają go głównie na podstawie jego prac. Wiele z tych prac zachowało swoją aktualność, lub w każdym razie nie zestarzało się. Dlatego, a także dzięki istnieniu znakomitego kursu fizyki Landaua i Lifszycy (którego wydawanie kontynuuje L. P. Pitajewski), wkład Landaua w rozwój fizyki jest nie tylko, lub nawet nie tyle sprawą przeszłości, lecz pozostaje aktualny i dzisiaj. Świadczy o tym w szczególności ogromna liczba odnośników do publikacji Landaua również i w najnowszej literaturze.

Oczywiście nie wszystko co zawdzięczamy Landauowi sprowadza się do tego, co zostało opublikowane, nie mówiąc już o zrozumiałym zainteresowaniu osobą Landaua jako nauczyciela i fizyka. Ta strona „fenomenu Landaua” została przedstawiona w sposób, jak mi się wydaje, niedościgniony w artykule E. M. Lifszycy [1—3], a także w wydanych wreszcie wspomnieniach [3]. W zbiorze [3] znajdują się również i moje artykuły. Oprócz tego napisałem artykuł [4] z okazji 60. rocznicy urodzin L. D. Landaua, będący jednak faktycznie wspomnieniem pośmiertnym. W tym referacie, przygotowanym na konferencję w Kopenhadze<sup>1</sup>, chciałbym skoncentrować się na kilku uwagach i przykładach charak-

\* Referat wygłoszony w Warszawie dnia 6 października 1988 na Konwersatorium w Instytucie Fizyki Teoretycznej UW (przyp. Red.).

<sup>1</sup> Landau Birthday Symposium, Kopenhaga, 13—17 czerwca 1988.

teryzujących stosunek Landaua do fizyki. Nie porywam się przy tym ani na bardzo szczegółową analizę, ani na uogólnienia.

Muszę przyznać, że gdy kilka razy pisałem wspomnienia o wybitnych ludziach spotykałem się z następującą krytyką: zbyt często w tych wspomnieniach pojawiają się ja sam. Taka krytyka jest w pełni zrozumiała i całkowicie uzasadniona. Czytelnika lub słuchacza wspomnień czy uwag, powiedzmy o Landale, interesuje właśnie Landau a nie autor wspomnień. Niestety nawet pełne zrozumienie tego faktu nie wystarcza. Choćbym się nie wiem jak starał, nie potrafię odsunąć swojej postaci na dystans i uniknąć zaimków osobowych (ja, mnie, itp.). Do pewnego stopnia taka sytuacja jest w pełni zrozumiała — człowiek lepiej zapamiętuje to co jest mu bliskie i co jest dla niego ważne. Proszę mi wierzyć, że powyższa usterka tego referatu nie jest spowodowana chęcią mówienia o sobie.

1. Zaczęę od przykładu interesującego z kilku powodów. W jedynej wspólnej, mojej i Landaua, pracy [5] skonstruowaliśmy fenomenologiczną lub też makroskopową teorię nadprzewodnictwa (być może poprawniej jest nazwać tę teorię quasi-makroskopową; wydaje mi się że Landau używał właśnie tego terminu). Centralnym punktem [5] jest równanie na pewien parametr porządku — „efektywnej funkcji falowej nadprzewodzących elektronów”  $\psi$ . Człon tego równania zależny od potencjału wektorowego  $A$  ma postać

$$\frac{1}{2m^*} \left( -i\hbar\nabla - \frac{e^*}{c} A \right)^2 \psi \quad (1)$$

i jak widać jest zupełnie podobny do analogicznego członu w równaniu Schrödingera dla cząstki z ładunkiem  $e^*$  i masą  $m^*$ . Jeśli chodzi o „masę”  $m^*$ , to można ją wybrać dowolnie, ponieważ wielkość  $|\psi|^2$  nie jest bezpośrednio mierzalna. W chwili obecnej najczęściej zakłada się, co jest wygodne, że  $m^* = 2m$ , gdzie  $m$  jest masą swobodnego elektronu. Ale jaki sens ma ładunek  $e^*$ ? Ponieważ teoria ma charakter fenomenologiczny, od samego początku wydawało mi się, że ładunek  $e^*$  jest pewnym ładunkiem efektywnym, być może nierównym ładunkowi swobodnego elektronu  $e$ . Ale Landau odrzucił ten pomysł i w naszym artykule [5] opublikowanym w 1950 r. figuruje typowa dla Landaua uwaga, że „nie ma podstaw by uważać ładunek  $e^*$  za inny niż ładunek elektronu”. Nie miałem wtedy żadnych konkretnych podstaw aby nalegać na wprowadzenie ładunku efektywnego  $e^*$ , a bardziej szczegółowych rozważań na ten temat nie prowadziliśmy. Jednak po kilku latach w trakcie rozwijania teorii [5] porównując ją z danymi eksperymentalnymi doszedłem do wniosku, że wprowadzenie ładunku efektywnego  $e^* = (2-3)e$  w znacznym stopniu poprawia zgodność teorii z doświadczeniem<sup>2</sup>. Oczywiście powiedziałem o tym Landauowi, ale on

<sup>2</sup> W teorii [5] występuje bezwymiarowy parametr  $\kappa$ , przy czym

$$\kappa = \frac{2(e^*)^2}{\hbar^2 c^2} H_c^2 \delta_0^4, \quad |$$

gdzie  $H_c$  jest krytycznym polem magnetycznym, a  $\delta_0$  głębokością wnikania zewnętrznego pola magnetycznego w nadprzewodnik. Wielkości  $H_c$  i  $\delta_0$  mogą być bezpośrednio zmierzone (praca [5] dotyczyła nadprzewodników pierwszego rodzaju, dla których  $\kappa < 1/\sqrt{2}$ ). Parametr  $\kappa$  można także bezpośrednio wyznaczyć na podstawie danych o energii powierzchniowej pomiędzy fazą nadprzewodzącą i fazą normalną, i granicznego pola przechłodzenia. Znając  $H_c$  i  $\delta_0$  można znaleźć wartość  $\kappa$ .

wówczas sprzeciwił się wprowadzeniu ładunku efektywnego  $e^*$  podając jawny powód (możliwe, że argument ten był mu już znany wcześniej gdy pisaliśmy artykuł [5]). Otóż ładunek efektywny, podobnie jak masa efektywna może zależeć od ciśnienia, temperatury, składu metalu, itd. Oznacza to, że  $e^*$  może zależeć nawet od współrzędnych (np. w wyniku niejednorodności próbki lub zależności temperatury od współrzędnych). Ale w takim wypadku naruszona zostaje niezmienniczość cechowania. Próbowałem jakoś obejść ten problem, lecz nie udało mi się, i było jasne, że zastrzeżenie Landaua jest w pełni uzasadnione. W swoim artykule [6] tak też napisałem, to jest wskazałem na możliwość istotnego poprawienia zgodności z doświadczeniem drogą wprowadzenia ładunku efektywnego  $e^*$  i za zgodą Landaua (i, oczywiście powołując się nań) przytoczyłem jego zastrzeżenie. Jak wiadomo niedługo potem pojawiła się mikroskopowa teoria nadprzewodnictwa Bardeena, Coopera i Schrieffera (BCS), w której  $e^* = 2e$  w wyniku tworzenia par. Przyznam, że do dzisiejszego dnia żal mi, a w pewnym stopniu nawet wstyd, że nie pomyślałem o takiej możliwości — przecież argument Landaua odpada jeżeli ładunek efektywny  $e^*$  ma charakter uniwersalny, w szczególności gdy jest równy  $2e$  niezależnie od temperatury, składu itd. Ale ani samemu Landauowi, ani nikomu innemu znającemu moją pracę [6] nie przyszedł do głowy pomysł, by wprowadzić uniwersalny ładunek  $e^* \neq e$ . Oznacza to, że ten, obecnie wydający się trywialnym, pomysł nie był wtedy tak oczywisty, co miało również swoje powody. O nich powiem później.

2. Teraz chciałbym podkreślić co innego. Niejeden raz miałem okazję słyszeć rozmowy o tym, że Landau swoją ostrą krytyką przeszkodził komuś jeśli już nie stworzyć coś wielkiego, to co najmniej otrzymać i (lub) opublikować jakieś niesłychanie ważne wyniki. Rzeczywiście Landau krytykował dość bezceremonialnie, ostro i nie zawsze w sposób uprzejmy. Lecz taki był jego styl i ludzie znający Landaua byli pewni, że nawet ostre wyrażenia nie świadczyły o jakiejś nieżyczliwości. A o tym, aby przeszkadzał w kontynuacji prac lub publikacji, w znanych mi przypadkach nie mogło być mowy. Historia z ładunkiem efektywnym, jak mi się wydaje, jest tu dość dobrym przykładem. Aczkolwiek Landau był zdecydowanie przeciwny wprowadzeniu ładunku efektywnego, to nie tylko nie sprzeciwił się opublikowaniu artykułu [6] ale, jak powiedziałem, zgodził się, bym przytoczył jego argumentację.

Ważne osiągnięcia naukowe pojawiają się z reguły tam, gdzie się ich najmniej spodziewamy. Ktoś inny, czasami nawet wielu ludzi, myślało już o tym samym, znajdowało się być może blisko celu, ale czegoś zabrakło, coś pozostało niezrozumiałe, niedocenione. Kto temu winien? Po pierwsze, niesłychanie dużą rolę odgrywa przypadek. Oczywiście, nie mam na myśli teorii względności, czy w ogóle wielkich, głębokich idei. Ale kiedy mowa o jakimś efekcie, szczególnym zjawisku, twierdzeniu, to przyczyn, dla których dany fizyk nie przemyślał do końca, nie docenił, nie opublikował swoich wyników może być bez liku. Po drugie, niezrozumienie przez samego autora otrzymanych przez niego wyników najlepiej wskazuje na to, że wynik był otrzymany na wpół przypadkowo, jeżeli w ogóle był otrzymany (bywa i tak, przy czym mam na myśli nie świadome oszustwo, ale pewien znany efekt psychologiczny). W związku z tym co powiedziałem przytoczę taką anegdotę: „Pewien fizyk A w rozmowie z fizykiem B stwierdził, że otrzymał on równanie Schrödingera jeszcze zanim uczynił to Schrödinger, ale nie opublikował artykułu

na ten temat, gdyż nie uważał, aby rezultat ten był wystarczająco ważny. Na to fizyk B odpowiedział: nie radzę panu nikomu więcej o tym opowiadać, gdyż nie wstyd jest nie wyprowadzić równania Schrödingera, ale wstyd jest otrzymać taki rewelacyjny wynik i nie zrozumieć jego znaczenia”. Niestety nie pamiętam dokładnie, ale wydaje mi się, że słyszałem tę historyjkę od Landaua, to właśnie on występował w roli fizyka B. W każdym razie stanowisko Landaua było takie jak fizyka B. Krótko mówiąc, Landau mógł oczywiście nie zrozumieć, nie poprzec lub nawet skrytykować jakąś niejasną ideę przedstawioną mu do oceny. Ale, przynajmniej ja tak uważam, jest to po prostu śmieszne, aby obciążać go odpowiedzialnością za to, że ta idea zaowocowała później w rękach kogoś innego. Chciałbym również zauważyć, że Landau był człowiekiem bardzo tolerancyjnym (pojedyncze wyjątki nie przeczą temu, przecież wielu ludzi ma jakieś anomalnie czułe punkty). Poniżej przytoczę jeszcze pewne przykłady, ale już teraz chciałbym zauważyć, że Landau był bardzo liberalny jeśli chodzi o publikację artykułów. Był on przeciwny publikowaniu artykułów nie zawierających nowych wyników, a powiedzmy inne wyprowadzenie tego co jest już znane (*Neubegründung* — właśnie tego niemieckiego słowa używał). Nawiasem mówiąc nie znam przypadku, aby rzeczywiście przeszkadzał w opublikowaniu takiego rodzaju artykułów. Ale z góry wiadomo było, że nie było konieczne, aby zgadzał się z treścią publikacji (oczywiście jeżeli nie chodziło o jawne błędy). Jednak nie przeszkadzać a popierać — to różne rzeczy. Nie pamiętam czy Landau popierał czy też nie opublikowanie mojego artykułu [6], ale w ogóle upominał mnie niekiedy, wręcz z rozdrażnieniem, że „publikuję wszystko co wiem” itp. Generalnie był on przeciwnikiem zbytnej „łatwości” w publikowaniu artykułów i naturalnie sam też nie wszystko publikował. Z reguły nigdy się z tym nie spieszył.

Pozwolę sobie przedstawić mój pogląd na ten temat: kwestii zbytnej „łatwości” lub „powściągliwości” przy publikacji artykułów nie można rozstrzygnąć jednoznacznie — jest to problem stylu, smaku autora. Myślę, że niewielka liczba publikacji Landaua w pewnym sensie wynikała z tego, że on sam bardzo nie lubił pisać — wiadomo, że nawet jego własne (bez współautorów) prace zwykle pisał ktoś inny. Oprócz tego, jak mi się wydaje, Landau w pewnej mierze kierował się myślą, że fizyk jego klasy nie powinien publikować drobiazków. Za to mnie, na przykład, pisanie przychodzi z dużą łatwością, co więcej, dopóki nie napiszę, nie czuję, że praca została zakończona. A jeśli już artykuł zostanie napisany i wydaje się interesujący, dlaczego nie skierować go do druku? Tak zwykle postępowałem i postępuję, aczkolwiek dawno już zrozumiałem, że publikowanie drobnych przyczynków wcale nie służy mojej renomie, a wręcz daje powody do niezbyt życzliwej krytyki. Ale powtarzam, uważam, że to kwestia gustu. A nie opublikować czegoś tylko z powodu obawy przed taką krytyką, nie jest cechą chwalebna.

3. W *Dzielał Zebranych* L. D. Landaua znajduje się 98 jego artykułów (wydanie angielskie nieco się różni), a także odnośniki do 17 artykułów nie zamieszczonych w tym zbiorze. Część z tych 17 publikacji to krótkie streszczenia prac zawartych w *Dzielał Zebranych*. Nie włączono do *Dzielał* pewnych artykułów, które sam Landau uważał za błędne (patrz [1]). Wśród nich znajduje się również artykuł zawierający próbę wyjaśnienia nadprzewodnictwa za pomocą hipotezy spontanicznych prądów [7]. Pracę tę oczywiście można uważać za błędną, ale w rzeczywistości zawiera ona pewien szczególnie

interesujący element<sup>3</sup>, zwróciłem na nią uwagę w 1978 r, w 55 lat od chwili opublikowania (!). Dobrze, że w ogóle wiedziałem o istnieniu tego artykułu.

Los pracy [7] wydaje mi się charakterystyczny, w pewnym sensie typowy dla działalności Landaua. Oczywiście, bywało, że tak jak każdy człowiek, i on się mylił. Ale procent tych błędów w stosunku do stwierdzeń prawdziwych był mały. Interesujące, że jeśli Landau nie miał racji, to było to również pouczające (mam na myśli oczywiście fizykę). Wracając do problemu publikacji Landaua, chciałem podkreślić, że liczba jego artykułów mogła być dużo większa. Po pierwsze, o czym już mówiłem, Landau daleki był od publikowania wszystkiego i w żadnej mierze nie dążył do tego, aby zwiększyć liczbę swych artykułów. Po drugie do Landaua należy niemało wyników przedstawionych w artykułach innych autorów. Nie mam tu wcale na myśli zapożyczenia (lub plagiatu). Chodzi o to, że rady i krytyka Landaua były bezcenne i bez nich niektóre prace nie ujrzałyby światła dziennego lub też straciłyby na jakości. Landau przy tym czasami po prostu odmawiał współautorstwa, tzn. włączenia go do grona autorów. W 1943 r. zajmowałem się problemami pola działającego w plazmie (zastosowaniami do jonosfery Ziemi, tj. przy założeniu rozrzedzonej plazmy). W tym czasie problem był niejasny — jedni autorzy uważali, że w takim wypadku efektywne pole  $E_{\text{eff}}$  jest równe średniemu polu makroskopowemu  $E$ , inni zakładali, że  $E_{\text{eff}} \neq E$ , np.

$$E_{\text{eff}} = E + \frac{4\pi}{3} P = \frac{\varepsilon + 2}{3} E, \quad (2)$$

gdzie

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E \quad (3)$$

jest polaryzacją, a  $\varepsilon$  przenikalnością dielektryczną. Wyjaśnić kto ma rację nie było łatwo, w każdym razie przy ówczesnym poziomie teorii plazmy. Nie wiedziałem jak osiągnąć jasność w zrozumieniu problemu i zwróciłem się o radę do Landaua. On od samego początku był pewien, że  $E_{\text{eff}} = E$  i nie uważał nawet za konieczne aby tego dowodzić. Krótko mówiąc, z pomocą Landaua udowodniłem powyższy wynik i naturalnie zaniósłem mu artykuł, w którym figurował on jako jeden z dwóch autorów. Ale Landau odmówił i opublikowałem ten artykuł sam dziękując Landauowi „za szczegółową dyskusję problemu” i za wskazanie jak uwzględniać bliskie zderzenia. W artykule zamieszczonym w zbiorze [3] przytoczyłem jeszcze inny przykład tego jak Landau odmówił umieszczenia jego nazwiska wśród grona autorów. Jednak nie chciałbym się zatrzymywać na tym nieprzyjemnym dla mnie przypadku, choć jest on mniej banalny, niż rozważany uprzednio. Dla czego Landau odmawiał dołączenia go do grona autorów — dokładnie nie wiem, ale

<sup>3</sup> W pracy [7] Landau rozpatrywał przejście fazowe do stanu z gęstością prądu spontanicznego  $j \neq 0$ . Jest to niedozwolone w związku z naruszeniem niezmienniczości cechowania (praca [7] pojawiła się zanim Landau w 1937 r. rozwinął teorię przejść fazowych). Ale zamiast  $j$  można jako parametr porządku wybrać posiadającą te same własności transformacyjne gęstość toroidalnego momentu dipolowego  $T$ . W ten sposób otrzymujemy magnetyki toroidalne — nowy typ magnetyków [8].

wydaje mi się, że w takich wypadkach uważał otrzymane wyniki za niezbyt cenne i interesujące. Nawiasem mówiąc nie wszyscy korzystający z rad i pomocy Landaua, doceniali ich znaczenie (to rzeczywiście nie zawsze było łatwe), i w związku z tym publikowali wyniki tylko pod własnym nazwiskiem. Znam popularne w literaturze wyniki, które, gdyby traktować rzecz uczciwie, powinny nosić również nazwisko Landaua, a nie tylko nazwiska współautorów.

4. Powrócę do teorii nadprzewodnictwa i nadciekłości. Wydaje mi się, że Landau nieprzypadkowo nie domyślił się możliwości kreacji par z ładunkiem  $e^* = 2e$ . Oczywiście takie założenie nie może być sprawdzone, ale mam na myśli następującą rzecz. Landau przez długi czas uważał, że statystyka Bosego i kondensacja Bosego-Einsteina, nie mają związku z nadciekłością helu II. Wynikało to z tego, że idealny gaz bozonowy nie powinien być nadciekły [9]. Oprócz tego Landauowi wydawało się, że założenie o statystyce Bosego dla atomów He, nie jest potrzebne do udowodnienia nadciekłości helu II (o ile wiem, jasno udało się to pokazać R. Feynmanowi; patrz [11], gdzie pierwszy odnośnik dotyczy artykułów: R. P. Feynman *Phys. Rev.* **91**, 1291, 1301 (1953).) Niestety nie pamiętam jak Landau zareagował na stwierdzenie tego faktu, że ciekły He otrzymany w 1948 r. nie był nadciekły aż do bardzo niskich temperatur  $T > 0,1$  K. W każdym razie aż do powstania w 1957 r. mikroskopowej teorii nadprzewodnictwa BCS, idea o sparowaniu elektronów była obca zarówno Landauowi, jak i wielu innym. Pisałem o tym szczegółowo w artykule [12], a tutaj chciałbym zauważyć, że jeżeli w takich wypadkach należą się docinki, to ja zasługuję na nie w znacznie większym stopniu niż Landau (patrz [12]).

5. Miałem zamiar przytoczyć i inne przykłady na to, że uwagi Landaua, nawet jeśli, jak się później okazywało, nie miały dużego znaczenia, były zwykle interesujące i pouczające. Jednak tekst tego referatu i tak, w sposób dla mnie nieoczekiwany, stał się już dość długi. Dlatego ograniczę się do wspomnienia o tym, jak Landau w pewnym okresie uważał (patrz mój artykuł w [3]), że plazmony w ciałach stałych nie mogą istnieć jako „dobre” kwazicząstki, ponieważ ich tłumienie powinno być bardzo duże (tego rzędu co okres drgań). W tym miejscu znalazła odbicie jedna z ulubionych tez Landaua, że elektrony w normalnym (nie nadprzewodzącym) metalu wcale nie tworzą idealnego gazu Fermiego, gdyż „prawa Coulomba nikt jeszcze nie obalił”. Jak wiadomo, to właśnie Landau wyjaśnił później w czym rzecz, w swojej teorii cieczy Fermiego [13]. Co zaś się tyczy plazmonów, to mimo wszystko istnieją one nawet w zwykłych metalach (tzn. tłumienie jest stosunkowo małe [14]).

Chciałbym się teraz zatrzymać nad stosunkiem Landaua do ogólnej teorii względności. Landau, w sposób kategoryczny, po pierwsze odrzucał możliwość wprowadzenia członu  $A$ , a po drugie możliwość jakiejś modyfikacji lub uogólniania teorii względności, oczywiście nawet bez naruszenia zgodności ze znanymi wynikami obserwacji. Tu znajduje swe odbicie zachwyt dla ogólnej teorii względności, którą Landau nazwał „najpiękniejszą z istniejących teorii fizycznych”. Z tą ostatnią opinią zgadzam się w zupełności, ale nie mogę zrozumieć, dlaczego istnienie członu  $A$  ma prowadzić do sprzeczności. O ile pamiętam, Landau nie wysuwał żadnych fizycznych argumentów przeciwko istnieniu członu  $A$ ,

a sam Einstein zdaje się uważał, że wprowadzając ten człon prawie popełnił błąd <sup>4</sup>. Również Pauli negatywnie odnosił się do użycia członu  $\Lambda$  [16]. Jak wiemy dzisiaj, człon  $\Lambda$  jest równoważny wykorzystaniu równania stanu  $p = -\varepsilon$  i obecnie jest szeroko dyskutowany w kontekście teorii wczesnego Wszechświata.

Co właściwie chciałem pokazać na powyższym przykładzie? Landau, tak jak i nieco starsi od niego Einstein i Pauli, nadawał bardzo duże znaczenie logicznej prostocie i pięknu teorii fundamentalnej. Rozumiał, że wykorzystanie takiego podejścia jest konieczne i nieuniknione, gdy mamy do czynienia z problemami, na temat których brak na razie wystarczających danych doświadczalnych, a liczba możliwych rozwiązań teoretycznych jest ogromna. W tym m. in. przejawiał się pragmatyzm Landaua. Przecież w czasach, o których mowa, ani ogólna teoria względności, ani oparta na niej relatywistyczna kosmologia nie znajdowały się jeszcze na etapie wprowadzenia członu  $\Lambda$ , a tym bardziej uogólnień teorii względności.

6. Chciałbym również opowiedzieć, w jaki sposób poznałem Landaua, lub dokładniej jak pierwszy raz spotkałem się z nim na gruncie nauki (widziałem Landaua już wcześniej i możliwe, że formalnie już znaliśmy się). W ciągu pewnego, stosunkowo krótkiego czasu (głównie w 1940 r., ale również w końcu 1933) dwie grupy teoretyków, jedna kierowana przez L. D. Landaua (z IFP — Instytutu Problemów Fizyki Akademii Nauk ZSRR), a druga kierowana przez I. E. Tamma (w FIAN-ie — Instytucie Fizyki im. Lebediewa Akademii Nauk ZSRR) spotykały się na macierzystym terenie to jednej, to drugiej grupy. Obie grupy były nieduże. Ze współpracowników Landaua pamiętam tylko E. F. Lifszycza. Utkwiły mi w pamięci dwa posiedzenia. Na jednym z nich, w IFP, Landau miał referat na temat nadciężkości i Tamm zaproponował termin „roton” [10]. Na drugim w FIAN-ie Tamm zaczął opowiadać o jednej z moich pierwszych prac poświęconych teorii promieniowania Wawilowa-Czerenkowa. Pokazałem, że warunek promieniowania wynika z praw zachowania energii i pędu przy wypromieniowywaniu przez cząstkę w ośrodku fotonu o energii  $E = \hbar\omega$  i pędzie  $\frac{\hbar\omega n}{c}$ , gdzie  $n = n(\omega)$  jest współczynnikiem załamania.

Dalej obliczałem natężenie promieniowania. Ale do natężenia nie doszliśmy. Landau od początku wykazywał negatywny stosunek do moich obliczeń. Powiedział, że jest to mało interesujące, gdyż efekt jest klasyczny i nie ma sensu rozpatrywać go kwantowo. W pewnym sensie miał rację, gdyż poprawki w przypadku efektu Wawilowa-Czerenkowa są rzędu  $\frac{\hbar\omega}{mc^2}$  ( $m$  — masa cząstki) i w obszarze optycznym są małe. Ale bardzo często nowa interpretacja, czy nowe podejście bywają pożyteczne. I w tym przypadku okazało się, że podejście kwantowe, wykorzystanie praw zachowania, dają nowe wyniki, np. przy zastosowaniu do efektu Dopplera w ośrodkach. Wszystko to przedstawiłem w artykule [17], gdzie znajdują się różne odnośniki do literatury, i w związku z tym nie będę głębiej anali-

<sup>4</sup> Nie znalazłem teraz odpowiedniego fragmentu w artykułach Einsteina, ale w dodatku do swojej książki [15] pisał on: „Wprowadzenie tego dodatkowego członu skomplikowało teorię, i w ten sposób pozbawiło ją logicznej prostoty”.

zować tego problemu<sup>5</sup>. Chciałem na powyższym przykładzie po pierwsze zademonstrować pragmatyzm Landaua, jego niechęć do *Neubegründung*. Po drugie, przynajmniej dla mnie, jest to jaskrawy przykład tego, jaką rolę odgrywają w nauce gusty i przyzwyczajenia. Ja jestem po prostu zakochany w zagadnieniach związanych z promieniowaniem Wawilowa-Czerenkowa, lub ogólniej, związanych z promieniowaniem poruszających się jednostajnie źródeł [17]. Landau natomiast, któremu pewną klasa problemów była zupełnie obojętna, nie uważał tego efektu, za „piękny”. Znalazło to swoje odbicie nie tylko w tym przypadku. O ile pamiętam, gdy opowiedziałem Landauowi o pracy, zdaje się Bohma i Pinesa, w której odkryte przez Landaua tłumienie podłużnych fal plazmowych zostało zinterpretowane jako odwrotny efekt Wawilowa-Czerenkowa, Landaua taka interpretacja zupełnie nie zainteresowała.

7. Wcześniej poruszałem już temat „obwiniania” Landaua o to, że jego ostra krytyka mogła komuś zaszkodzić. Tak samo zupełnie nieuzasadnione są poglądy o konserwatywności Landaua i o tym, że „uważał się za mądrzejszego od innych”. Nie chciałbym, i nie uważam tego za słuszne, idealizować postaci Landaua, i nie dostrzegać jego słabych stron. W końcu Landau odnosił się krytycznie nawet do wielkich ludzi i sam wobec siebie również był krytyczny. To ostatnie przejawiało się w wielu miejscach. Na przykład stawiał siebie niżej niż wielu innych fizyków — jego równieśników [1, 3, 4]. W szczególności dotyczyło to R. Feynmana, który był młodszy od Landaua o 10 lat. W 1962 r. spotkałem Feynmana na konferencji w Polsce. Interesował się stanem zdrowia Landaua, pytał o niego (choć nigdy się nie spotkali). W trakcie rozmowy wspomniałem, jak wysoko Landau oceniał wyniki Feynmana, że stawiał je nawet wyżej od swoich własnych. O ile pamiętam, Feynman nieco się zmieszał i zdecydowanie stwierdził, że Landau nie ma racji. Oczywiście, nie w tym rzecz, a sam Landau z latami coraz rzadziej porównywał siebie i innych fizyków. Nawiasem mówiąc, ze wszystkich fizyków, których spotkałem, nikt nie pasuje do Landaua bardziej niż Feynman. Dotyczy to wielu cech: stylu naukowego, pewnych manier i cech osobistych, zainteresowania działalnością pedagogiczną. Talenty bywają różne, np. Bohr i Landau to dwie zupełne przeciwności, natomiast talenty Landaua i Feynmana są tego samego typu. Ich bliskość wydaje mi się wręcz genetyczna. Oczywiście, różnice też są wielkie, co wynika z odmiennego środowiska, innego wychowania. Szkoda, że tych dwóch wybitnych fizyków nigdy się nie spotkało. Dosłownie z goryczą myślę o tym „owocu” naszej przeszłości. Talent Landaua był tak jaskrawy, władanie aparatem fizyki teoretycznej tak biegłe, że mógł on, jak się wydaje, dokonać więcej, rozwiązać i inne trudne problemy. Kiedyś zdarzyło mi się wypowiedzieć podobną opinię w rozmowie z Landauem. Jego replika była natychmiastowa; „Nie, to nieprawda, zrobiłem co mogłem”. Należy przypuszczać, że Landau miał rację. Pracował przecież wiele, próbował rozwiązać i bardzo trudne problemy. Na przykład wiele wysiłków poświęcił próbie stworzenia teorii przejść fazowych drugiego rodzaju, poza obszarem stosowalności przybliżenia pola samouzgodnionego. Powiedział mi kiedyś, że żadnemu innemu zagadnieniu nie poświęcił tyle pracy, a żadnego większego sukcesu, jak wiadomo, nie osiągnął. Nie raz przekony-

<sup>5</sup> Artykuł [17] to mój referat na symposium poświęconym 100-leciu urodzin N. Bohra. Niestety, tekst tego referatu został przez redakcję skrócony (widocznie z powodu braku miejsca). Pełny tekst został opublikowany w *Trudy FIAN* 176, 31 (1986) oraz wydany w języku angielskim (*Proceedings of the Lebedev Physics Institute*, Nova Science Publishers, New York 1988).



wał, że nie jest on wynalazcą i że niczego nie wynalazł. Jeśli mowa o wynalezieniu jakichś przyrządów czy urządzeń, to całkowicie się zgadzam. Żyłki konstruktora i pewnych cech właściwych wynalazcy Landau nie miał. Trzeźwy umysł wysoko wykształconego fizyka-teoretyka jest w jakiś sposób ortogonalny do stylu wynalazczego z jego poszukiwaniami w ciemności, kombinowaniem, metodą niekończących się prób i błędów. Ale Landau był bardzo pomysłowy, jak chodziło o rozwiązanie skomplikowanych problemów i poszukiwanie nowych metod poszukiwania.

Jego wysoki krytycyzm, odrzucanie przez niego wielu pomysłów jako patologicznych, wynika z niesłychanej jasności rozumienia problemów, głębokiej wiedzy fizycznej. W dodatku nie troszczył się on o formę swoich uwag, był bardzo bezpośredni i spontaniczny. To w szczególności stwarzało wrażenie kategoryczności poglądów Landaua, jego niechęci do nowych idei. Mówię o wrażeniu, gdyż w rzeczy samej Landau często zgadzał się, choć nie od razu, z nowymi hipotezami. Dlatego też nie uważam poglądu o konserwatyzmie Landaua, z którym się spotykałem, za uzasadniony. Trudno jest oczywiście zważyć poziom konserwatyizmu na aptekarskiej wadze. Trudno ocenić gdzie kończy się prawdziwy konserwatyzm, a zaczyna „zdrowy konserwatyzm”, tzn. rozumienie faktu, że łamanie starego powinno mieć miejsce tylko wtedy, gdy istnieją ku temu głębokie przyczyny. Myślę, że doskonałym dowodem tego, że Landau nie był konserwatystą jest jego ostatnia publikacja — artykuł „O fundamentalnych problemach” — opublikowany w 1960 r. w zbiorze poświęconym pamięci Pauliego [19]. W tym artykule Landau przedstawił pogląd, że „podejście hamiltonowskie do problemu oddziaływań silnych już *przeżyło się i pora je pochować*”. W ten sposób Landau gotów był przystać na głęboki przełom w tej fundamentalnej teorii, chociaż, jak się wyjaśniło, podejście hamiltonowskie wcale nie było wyczerpane i legło u podstaw chromodynamiki kwantowej.

Kończąc ten referat, jasno zdaję sobie sprawę z tego, że mogłem tylko w niewielkim stopniu przybliżyć styl i postać L. D. Landaua. Pocieszam się myślą, że scharakteryzować postać tego wielkiego fizyka rzeczywiście nie jest łatwo.

Ale jeszcze jedna uwaga. Landau odszedł od nas wiele lat temu, ale niewielu jest ludzi, do których powracam w myślach tak często. Nie mogę tego wyjaśnić tylko przyjacielskimi uczuciami, jakimi go darzyłem, ani jego naprawdę tragiczną i gorzką śmiercią. Myślę, że ważne jest tutaj co innego — Landau był wyjątkowym fizykiem i nauczycielem fizyków. Dlatego stosunek do niego jest nierozzerwalnie związany ze stosunkiem do samej fizyki, drogiej i bliskiej nam wszystkim.

Tłumaczył z języka rosyjskiego

*Olaf Mańczak*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

#### Literatura

- [1] E. M. Lifszyc, „Lev Davidovich Landau”. Ten artykuł został zamieszczony w wydaniu rosyjskim *Sobranie trudov* L. D. Landaua ([2], t. 2, s. 427) i w zbiorze [3].  
[2] L. D. Landau, *Sobranie trudov* (dwa tomy), Moskwa, Nauka 1969; L. D. Landau, *Collected Papers*, Pergamon Press 1965.

- [3] *Vospominania o L. D. Landau*, Moskva, Nauka 1988; tłum. ang. Pergamon Press 1988.
- [4] V. L. Ginzburg, *Lev Davidovich Landau (k shestidesyatyletyu so dnia rozhdeniya)*, *Usp. Fiz. Nauk* **94**, 181 (1950); przekład ang. *Sov. Phys.-Usp.*
- [5] V. L. Ginzburg, L. D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **50**, 1064 (1950). Artykuł został zamieszczony w [2], t. 2, s. 126; w wydaniu angielskim s. 546.
- [6] V. L. Ginzburg, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **29**, 748 (1950). Przekład ang. *Sov. Phys.-JETP* **2**, 589 (1958).
- [7] L. D. Landau, *Phys. Zs. Sowjet Union* **4**, 43 (1933).
- [8] V. L. Ginzburg, A. A. Gorbatsевич, Yu. V. Kopaeв, B. A. Volkov, *Solid State Commun.* **50**, 339 (1984).
- [9] V. L. Ginzburg, *Izv. Akad. Nauk. SSSR* **8**, 76 (1944). Treść tej pracy zawarta jest również w rozdziale 6 monografii: *W. L. Ginzburg, Teoria rasprostraneniya radiovoln v ionosferie*.
- [10] L. D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **11**, 592 (1941); *Journ. Phys. USSR* **5**, 71 (1941).
- [11] R. P. Feynman, *Statistical mechanics*, W. A. Benjamin, Massachusetts 1972. Przekład polski *Wykłady z mechaniki statystycznej*, PWN, Warszawa 1980.
- [12] V. L. Ginzburg, *Progress in Low Temperature Physics* (1988).
- [13] L. D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **30**, 1058 (1958).
- [14] D. Pines, *Elementary excitations in solids*, W. A. Benjamin, New York 1963. Istnieje przekład rosyjski.
- [15] A. Einstein, *The meaning of relativity*, Princeton 1956. Przekład polski: *Istota teorii względności*, PWN, Warszawa 1958.
- [16] W. Pauli, *Theory of relativity*, Pergamon Press, London 1958. Istnieje przekład rosyjski.
- [17] V. L. Ginzburg, *The lesson of quantum theory* (N. Bohr Centenary Symposium, Oct. 3—7 1985), North-Holland 1986.
- [18] L. D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **16**, 574 (1946); *Journ. Phys. USSR* **10**, 25 (1946).
- [19] L. D. Landau, *Theoretical physics in twentieth century*, red. M. Fierz i V. F. Weisskopf, Interscience, New York 1960 (patrz także [2], t. 2, s. 421, w wyd. ang. s. 800).

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### XXIV Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii w Monachium

XXIV Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii odbyła się w dniach 4—10 sierpnia 1988 r. w Monachium, RFN. Była to kolejna z serii konferencji „rochesterskich”, organizowanych co dwa lata w różnych miejscach świata pod auspicjami Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP). W tym roku w konferencji wzięło udział ok. 1500 uczestników, wygłoszono 180 referatów na sesjach równoległych i 19 na sesjach plenarnych. Zgłoszono ok. 800 prac, z których część przedstawiono w formie plakatów. Konferencji towarzyszyła wystawa firm komputerowych i przedsiębiorstw produkujących sprzęt dla potrzeb fizyki wysokich energii. Liczba polskich uczestników była większa niż na poprzedniej konferencji i wynosiła 10 osób. Związane to było m. in. i z tym, że dla fizyków polskich i z innych krajów Europy Wschodniej organizatorzy ufundowali specjalne stypendia.

Zanim przejdziemy do bardziej szczegółowego omówienia wyników przedstawionych na konferencji, chcemy zasygnalizować, co nowego wydarzyło się w fizyce cząstek elementarnych w ciągu ostatnich dwóch lat, tzn. od poprzedniej konferencji z tej serii zorganizowanej w Berkeley w 1986 (sprawozdanie z niej opublikowały *Postępy Fizyki* 38, zes. 6, 1987 r.).

W Laboratorium KEK (Japonia) i Laboratorium Fermiego (FERMILAB, USA) rozpoczęły pracę nowe urządzenia do przyspieszania cząstek elementarnych. W KEK-u uruchomiono akcelerator TRISTAN, w którym przyspieszane są wiązki elektronów i pozytonów do energii 56 GeV w układzie środka masy (dla porównania, najwyższa energia osiągnięta w akceleratorze PETRA w ośrodku DESY, Hamburg, wynosiła 46 GeV). Niestety, nie nastąpił planowany na początek 1988 r. rozruch urządzenia SLC w SLAC-u (USA), w którym mają się zderzać wiązki  $e^+$  i  $e^-$  z energią wystarczającą do produkcji bozonu pośredniczącego Z (energia ok. 93 GeV). W FERMILAB-ie zaadaptowano istniejący akcelerator do zderzeń protonów i antyprotonów o energii 1,8 TeV. Ze względu na to, że urządzenie to wkracza w zakres energii rzędu TeV ( $10^{12}$  eV) nazwano je TEVATRONEM.

Nowe dane pozwoliły przesunąć granice doświadczalne na parametry teorii cząstek elementarnych, co z kolei wpłynęło na powstanie licznych prac teoretycznych — pojawiły się propozycje nowych, precyzyjniejszych testów istniejącej teorii, rozwinięto efektywne techniki obliczeniowe umożliwiające badanie coraz bardziej złożonych procesów. Wybuch w lutym 1987 r. supernowej SN1987 A w Wielkim Obłoku Magellana i obserwacje neutrin powstałych w tym wybuchu zapoczątkowały nową dziedzinę fizyki doświadczalnej — astronomię neutrinową. Zaskakujące jest to, że obserwacji nieba dokonuje się wykorzystując detektory neutrin umieszczone w głębokich kopalniach.

Pomimo przeprowadzenia nowych doświadczeń, nie udało się wyjaśnić zagadki 5 siły. Na konferencji pojawiły się natomiast propozycje wyjaśnienia struktury spinowej hadronów. Poprzednio, dane dotyczące spinu hadronów były nie raz interpretowane jako sprzeczne z opisem standardowym. Wydaje się, że kryzys ten został przezwyciężony. W wyniku nowych pomiarów strumienia neutrin słonecznych wykonanych przez grupę Davisa zmniejszyła się różnica pomiędzy danymi doświadczalnymi i przewidywaniem opartym na modelu standardowym oddziaływań elementarnych i powszechnie stosowanych założeniach o budowie Słońca.

Przechodzimy teraz do bardziej szczegółowego omówienia konferencji. Wyniki różnych doświadczeń przeprowadzonych w szerokim zakresie energii  $10^{-8}$ – $10^4$  GeV są zgodne z przewidywaniem modelu standardowego przy wartości sinusa kąta Weinberga

$$\sin^2 \Theta_W = 0,230 \pm 0,0048.$$

Wartość tę uzyskano przy uwzględnieniu poprawek radiacyjnych i założeniu mas kwarka  $t$  (top)  $m_t = 45$  GeV i bozonu Higgsa  $m_H = 100$  GeV. Precyzja pomiarów tego kąta w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym i poprzez pomiar mas bozonów  $W$  i  $Z$  pozwala uzyskać ograniczenie:  $m_t \leq 200$  GeV. W eksperymencie UA1 (CERN) ze zderzającymi się wiązkami  $p$  i  $\bar{p}$  przy energii 630 GeV uzyskano dolne ograniczenie  $m_t > 41$  GeV. Bezpośrednie poszukiwania kwarka  $t$  w zderzeniach  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$  w KEK-u nie przyniosły rezultatu. Wynika stąd, że  $m_t > 27,4$  GeV. Dla masy hipotetycznego kwarka z czwartej generacji ( $b'$ ) uzyskano ograniczenie  $m_{b'} > 23,8$  GeV.

Obserwowany wzrost z energią wielkości

$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-),$$

mierzącej stosunek przekroju czynnego na produkcję hadronów do przekroju czynnego na produkcję mionów w zderzeniach  $e^+e^-$ , odzwierciedla (zgodnie z oczekiwaniami modelu standardowego) rosnący wpływ bozonu  $Z$ . Efekt związany z wymianą bozonu  $Z$  widać jeszcze silniej w asymetrii rozkładów kątowych par leptonowych produkowanych w zderzeniach  $e^+e^-$ . Pomiar wielkości  $R$  odgrywa podstawową rolę przy wyznaczaniu wartości stałej sprzężenia oddziaływań silnych  $\alpha_s$ , dlatego też zarówno nowe wyniki teoretyczne, jak i doświadczalne dotyczące tej wielkości przyjmowane są z dużym zainteresowaniem. Na konferencji przedstawiono wyniki obliczeń  $R$  z dokładnością do wyrazów trzeciego rzędu rachunku zaburzeń. W tzw. schemacie zmodyfikowanego minimalnego odjęcia, poprawka trzeciego rzędu jest większa od poprawki drugiego rzędu. Przedyskutowano również zależność wyniku od wyboru cechowania. Odżyły więc na nowo problemy interpretacyjne rozwinięcia perturbacyjnego i wyboru schematu rachunkowego. Mimo tych niepewności teoretycznych, dane doświadczalne dla stosunku  $R$ , przypadków „3-„jetowych”, produkcji  $W$  i  $Z$  z dużym pędem poprzecznym i wielu innych wielkości zgadzają się z przewidywaną przez model standardowy zależnością stałej sprzężenia od energii.

Grupa ARGUS z DESY (RFN) zaobserwowała rozpady mezonów  $B$ , zawierających kwark  $b$  (bottom), na cząstki zbudowane z lekkich kwarków. Jest to sprzeczne z wynikami grupy CLEO z CESR (USA), która takich rozpadów nie widzi. Tego typu przypadki są bardzo interesujące, gdyż pozwalają wyznaczyć wartość elementu  $V_{ub}$  macierzy Kobayashi-Maskawy dla mas kwarków. Przyjmując wynik grupy ARGUS otrzymuje się niezerową wartość elementu  $V_{ub}$ , co jest bardzo istotne dla wytłumaczenia niezachowania parzystości kombinowanej CP w modelu standardowym. Grupa NA31 z CERN-u przedstawiła rezultaty pomiaru parametrów określających łamanie symetrii CP:  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (3,3 \pm 1,1) 10^{-3}$ .

Nadal bardzo mało wiemy o sektorze Higgsa modelu standardowego. Najnowsze dane z grupy CUSB (CESR) dotyczące rozpadu  $Y$  świadczą o tym, że  $m_H > 5,4$  GeV, chociaż przedział (100—200) MeV nie jest jeszcze wykluczony.

Nowe dane doświadczalne uzyskała grupa CFD z FERMILAB-u w zderzeniach  $p\bar{p}$  przy energii 1,8 TeV. Wyniki pomiarów dotyczące fizyki bozonów  $W$  i  $Z$ , bezpośredniej produkcji fotonów oraz „jetów” hadronowych zgadzają się bardzo dobrze z przewidywaniami teorii. Natomiast nadal utrzymuje się ok. 15% niezgodność między wynikami dla funkcji struktury  $F_2$  uzyskanymi z poprzednich doświadczeń rozpraszania głęboko nieelastycznego mionów na nukleonach przez grupy EMC i BCDMS z CERN-u. Duże zainteresowanie wywołały dane dotyczące struktury spinowej nukleonów przedstawione przez grupę EMC. Interpretowane w ramach modelu partonowego prowadzą do nieoczekiwanego wniosku, że całkowity spin kwarków wynosi zero. Na konferencji przedstawiono propozycje uwzględnienia gluonów i momentu orbitalnego kwarków jako składowych niosących spin nukleonu.

Ponowne pomiary strumienia neutrin słonecznych przeprowadzone przez grupę Davisa świadczą o znacznym jego wzroście w 1986 r. Sugerować to może korelacje między strumieniem neutrin a cyklem aktywności słonecznej. Obecne dane zmniejszają występującą przez wiele lat dużą rozbieżność między wynikami pomiarów a przewidywaniami teorii standardowej.

Fizyka neutrin staje się również coraz bardziej standardowa. Nie obserwuje się oscylacji neutrin ani w próżni, ani w materii. Zaobserwowane ostatnio podwójne rozpady  $\beta$  są zgodne z oczekiwaniami modelu standardowego. Utrzymuje się natomiast niejasność co do masy najlżejszego neutrina — elektronowego ( $\nu_e$ ). Wszystkie grupy doświadczalne, z wyjątkiem grupy z ITEF-u (Moskwa), otrzymują jedynie górne ograniczenie dla  $m_{\nu_e}$ . Najniższą granicę podała grupa z Zurychu:  $m_{\nu_e} < 18$  eV, natomiast najnowsza wartość masy neutrina elektronowego podana przez grupę z ITEF-u wynosi  $26 \pm 6$  eV.

Wyraźnie widać spadek fascynacji teorią superstrun. Teoria ta okazała się znacznie trudniejsza, a droga do sformułowania przewidywań, które można by sprawdzić doświadczalnie, znacznie dłuższa niż to wydawało się jeszcze dwa lata temu. Ponadto okazało się, że można sformułować teorię superstrun bezpośrednio w czterech wymiarach i można zrobić to na miliony sposobów. Tym samym teoria ta straciła swój jednoznaczny charakter.

Aktywnie natomiast rozwija się fenomenologia modeli inspirowanych teoriami superstrun oraz modeli supersymetrycznych. W szczególności badane są konsekwencje rozszerzenia niskoenergetycznej grupy symetrii o dodatkową grupę  $U(1)$ , z czym wiąże się istnienie nowego, cięższego bozonu neutralnego  $Z'$ . Większość diskutowanych modeli ma również znacznie bogatszy sektor Higgsa (w tym jeden bozon Higgsa o masie mniejszej niż masa bozonu  $Z$ ) oraz liczne widmo cząstek supersymetrycznych z typową skalą masy rzędu 1 TeV. Nowe dane doświadczalne grupy CDF pozwoliły podnieść dolne granice na masy cząstek supersymetrycznych. Supersymetryczni partnerzy kwarków i gluonów — skwarki i gluina, muszą mieć masy większe niż ok. 80-90 GeV. Poszukiwanie „supercząstek” i bozonów Higgsa w nowych akceleratorach będzie jednym z głównych celów badawczych w najbliższych latach. Brak ich w oczekiwanym zakresie mas zmusi fizyków teoretyków do gruntownej rewizji poglądów na teorię cząstek elementarnych.

Warto również wspomnieć o wyraźnym ożywieniu fizyki promieni kosmicznych. Grupa z Los Alamos za pomocą układu liczników scyntylacyjnych i detektorów mionów zaobserwowała fotony o ultrawysokich energiach  $10^{14}$ - $10^{15}$  eV. Pochodzą one z kierunku pulsara o nazwie Herkules X—1, silnego źródła promieni X. Obserwacje te zostały potwierdzone jeszcze przez dwie grupy doświadczalne z Arizony i Hawajów. Konwencjonalne modele kosmologiczne nie dostarczają zadowalającego wyjaśnienia źródła tak wysokoenergetycznych fotonów.

Do czasu kolejnej konferencji z tej serii, która odbędzie się w r. 1990 w Singapurze, można spodziewać się wielu nowych wyników doświadczalnych. W okresie tym powinien być uruchomiony duży akcelerator wiązek przeciwbieżnych  $e^+e^-$  LEP w CERN-ie (Genewa), osiągający energię zderzenia 100 GeV w układzie środka masy. Cztery zainstalowane tam grupy urządzeń pomiarowych zarejestrują wiele przypadków rozpadu bozonu pośredniczącego  $Z$ . Zostaną zmierzone zasadnicze parametry bozonu  $Z$  jak masa, szerokość połowkowa  $\Gamma$  oraz różne kanały rozpadów. Szczególnie ciekawym parametrem jest szerokość  $\Gamma$ , która pozwoli oszacować liczbę lekkich neutrin, a przez to również liczbę generacji (rodzin) kwarkowo-leptonowych. Inne możliwe wyniki (ale mniej pewne) to rejestracja szóstego kwarka (top), bozonu Higgsa czy też supersymetrycznych partnerów znanych cząstek. Podobne wyniki powinny być uzyskane za pomocą akceleratora SLC ze Stanfordu, jednak z mniejszą statystyką i dokładnością niż w LEP-ie.

Istniejące obecnie akceleratory dostarczą do tego czasu, jak się oczekuje, więcej danych dotyczących twardych zderzeń partonowych w oddziaływaniach  $p\bar{p}$ , m. in. z produkcją bozonów  $Z$  i  $W$  (TEVATRON, FERMILAB), oraz anihilacji  $e^+e^-$  (TRISTAN, KEK). Eksperyment DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detector) z Hawajów powinien już mieć wyniki pomiarów wysokoenergetycznych neutrin i mionów pochodzących z promieniowania kosmicznego.

Uczestnicy konferencji byli podejmowani przez rząd krajowy Bawarii w pałacu dawnych królów Bawarii — Wittelsbachów. W jednej z największych restauracji (piwiarni) Monachium, Salvatorkeller, odbyła się kolacja dla ok. 1500 fizyków i ich rodzin, w czasie której przygrywała bawarska kapela ludowa oraz odbył się pokaz tańców na stołach ze strzelaniem z bicia. Podczas tego przyjęcia zabawne przemówienie wygłosił dyrektor FERMILAB-u Leon Lederman, od października 1988 r. laureat nagrody Nobla w dziedzinie fizyki.

*Maciej Górski*

IPJ, Warszawa

*Maria Krawczyk i Jan Kalinowski*

IFT UW, Warszawa

## Europejska Konferencja Elektroniki Kwantowej w Hanowerze

Istnieje kilka dużych konferencji o ustalonej już renomie, poświęconych laserom i ich zastosowaniom. Jednak większość z nich jest organizowana poza Europą. Dlatego Rada Sekcji Elektroniki Kwantowej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) postanowiła utworzyć stałą europejską konferencję, dającą szansę bliższego kontaktu oraz wymiany idei badań europejskiej społeczności laserowej, która ugruntowała już swój wysoki poziom naukowy. Europejska Konferencja Elektroniki Kwantowej (EQEC), która odbyła się w Uniwersytecie Hanowerskim w dniach od 12 do 15 września 1988 r., jest właśnie pierwszą konferencją z tej serii. Konferencja została zorganizowana pod patronatem EPS w bardzo krótkim czasie (11 miesięcy) przez następujące instytuty Uniwersytetu Hanowerskiego: Instytut Optyki Kwantowej (IOK), Instytut Fizyki Atomowej i Molekularnej oraz Instytut Fizyki Plazmy. Wsparcia finansowego Konferencji udzieliło też Niemieckie Towarzystwo Badań oraz Ministerstwo Wiedzy i Sztuki Dolnej Saksonii, do której należy Hanover. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego i równocześnie duszą całej imprezy był dyrektor IOK (i były rektor Uniwersytetu Hanowerskiego) prof. Herbert Welling. Głównym założeniem Rady Sekcji Elektroniki Kwantowej EPS było ustalenie opłaty konferencyjnej na umiarkowanym poziomie, aby umożliwić młodym pracownikom naukowym i studentom wzięcie udziału w pracach konferencji. Dlatego młodzi ludzie przeważali pośród ok. 300 uczestników reprezentujących 27 krajów, głównie europejskich, ale również USA, Kanadę, Japonię i Chiny. Skromny był udział laserowców polskich — cztery osoby z Poznania i jedna z Gdańska oraz dodatkowo trzy osoby przebywające aktualnie na stażach naukowych w RFN. Warto tutaj wspomnieć, iż organizatorzy przyznali wszystkim uczestnikom z krajów socjalistycznych stypendium wystarczające na pokrycie kosztów zakwaterowania i wyżywienia.

Prace konferencji toczyły się w czterech równoległych sesjach, przed i po południu, na których wygłoszono ok. 200 referatów, przeciętnie pięć w sesji. Organizatorzy zrezygnowali zupełnie z sesji plakatowych. Referaty typu monograficznego (invited papers) trwały 30 min., a doniesienia z prac własnych — 15 min. Po każdym referacie przewidziano 5 min. na pytania i dyskusje. Obszerne trzystronicowe streszczenia wszystkich prac zakwalifikowanych do wygłoszenia zostały wydrukowane w materiałach konferencji, wydanych w języku angielskim. Sesje poświęcone były (w kolejności następowania po sobie) takim oto zagadnieniom: zjawisku sprzężenia fazowego, ciśnieniu światła, szybkim zjawiskom w półprzewodnikach, spektroskopii czasowej, spektroskopii o wysokiej zdolności rozdzielczej, pułapkowaniu jonów, analizie substancji śladowych, laserom ekscymerowym, technikom nieliniowym, generacji promieni X, optyce nieliniowej, spektroskopii molekularnej, laserom przestrajalnym, podstawowym zjawiskom optycznym, zjawisku dryftu indukowanego światłem, zjawiskom optycznym na powierzchni, stanom ściętnionym światła, spektroskopii krótkich impulsów, fizyce zjawisk fundamentalnych (atomom i molekułom rydbergowskim), zjawiskom wielofotonowym, laserom gazowym, dynamice nieliniowej (aż cztery sesje poświęcone tej tematyce), krótkim impulsom laserowym, spektroskopii atomowej, statystyce atomów oraz laserom ciała stałego. Jak wynika z powyższego zestawienia tematyka konferencji obejmowała w zasadzie wszystkie cieszące się obecnie największym zainteresowaniem problemy optyki nieliniowej i elektroniki kwantowej.

O sukcesie konferencji decyduje nie tylko ciekawie dobrany program naukowy, ale (w nie mniejszym stopniu) także panująca atmosfera. Pod tym względem konferencja EQEC'88 była bardzo udana. Organizatorzy stworzyli życzliwą i koleżeńską atmosferę, czemu służyły również imprezy pozanaukowe. Wieczorem pierwszego dnia konferencji podejmowano uczestników lampką szampana w reprezentacyjnym holu głównego gmachu uniwersytetu (spotkanie to było połączone z otwarciem wystawy rzeźby współczesnej). Natomiast oficjalne przyjęcie dla wszystkich uczestników konferencji odbyło się w pięknych salach Muzeum Historycznego, usytuowanego na uroczym Starym Mieście. Szczególna atmosfera tego przyjęcia, pośród autentycznych eksponatów i dzieł sztuki, uświetnionego występem pary solistów baletu hanowerskiego (artystów polskich), na długo pozostanie w pamięci uczestników.

W czasie konferencji zorganizowano też wystawę aparatury naukowej, na której dominowały firmy zachodniemieckie, głównie Spindler-Hoyer. Zwracał uwagę bogaty asortyment precyzyjnych urządzeń mechanicznych (często zautomatyzowanych), służących do mocowania i manipulacji różnorodnymi elementami optycznymi oraz lasery He-Ne, pracujące na jednej, dowolnie wybranej spośród 14, linii. Dużym

zainteresowaniem cieszyły się też lasery barwnikowe (firma Coherent), przystawki do wewnątrzrezonatorowego podwajania częstości laserów jonowych (Spectra-Physics), lasery półprzewodnikowe o zwartej konstrukcji (Spindler-Hoyer), w tym modele pracujące nawet na jednym modzie podłużnym, oraz nowe kryształy nieliniowe (np. BBO). Uczestnikom konferencji umożliwiono zwiedzenie pracowni naukowych Uniwersytetu Hanowerskiego, zajmujących się zagadnieniami elektroniki kwantowej i optyki kwantowej. Są one na wysokim poziomie naukowym, mają bogate wyposażenie aparaturowe i należą w swej tematyce do czołowych placówek naukowych w świecie. Tematyka badawcza dotyczy głównie laserów na centrach barwnych, antystokesowskich laserów ramanowskich charakteryzujących się bardzo ciekawymi własnościami, przestrajania promieniowania koherentnego, laserowego wytwarzania plazmy (prace nad skonstruowaniem lasera rentgenowskiego), termicznej bistabilności optycznej oraz mieszania częstości promieniowania optycznego (laserów ciągłych i impulsowych) w ośrodkach gazowych. Duże wrażenie wywierają bardzo nowoczesne laboratoria uniwersyteckie wytwarzające wiele elementów optycznych z pokryciami dielektrycznymi i metalicznymi oraz produkujące różnorodne aktywne ośrodki laserowe (zwłaszcza materiały półprzewodnikowe) jak i kryształy nieliniowe.

W czasie konferencji odbyło się posiedzenie Rady Sekcji Elektroniki Kwantowej EPS, na którym ustalono też terminy i miejsca kolejnych konferencji. Ze względu na to, aby konferencje EQEC wypadły przemiennie z konferencjami amerykańskimi IQEC, druga konferencja EQEC odbędzie się w Dreźnie w roku 1989 (na przełomie sierpnia i września), a następnie będą odbywały się już co dwa lata. Miejscem trzeciej konferencji będzie Bolonia, a następnie — Poznań.

*Zdzisław Błaszczak*

Institut Fyzyki UAM  
Poznań

## Teaching Modern Physics '88 — konferencja w Monachium

W dniach od 12 do 16 września 1988 odbyła się w Monachium, w Uniwersytecie Ludwika-Maxymiliana trzecia już z kolei konferencja pod nazwą TEACHING MODERN PHYSICS (TMP). Pierwszą konferencję TMP zwołano w r. 1984 w CERN-ie. Poświęcona była problemowi cząstek elementarnych, kosmologii i relatywistyce. Drugą konferencję TMP zorganizowano w r. 1986 w Laboratorium Fermiego (USA); zajmowano się na niej głównie problemem kwarków i kwazarów. Tegoroczna konferencja TMP dotyczyła węzłowych zagadnień fizyki ciała stałego. Wybór Monachium, a w szczególności uniwersytetu monachijskiego na miejsce tegorocznej konferencji TMP był szczególnie trafny i to zarówno ze względu na liczące się w świecie osiągnięcia z zakresu fizyki ciała stałego w tej uczelni (a generalnie w silnym ośrodku fizyki ciała stałego jakim jest Monachium), jak i ze względu na zainteresowania naukowe bezpośredniego organizatora tej konferencji prof. K. Luchnera z tegoż uniwersytetu.

Inicjatorem konferencji TMP (a zarazem organizatorem pierwszej) był zmarły przed paru laty R. U. Sexl, profesor Uniwersytetu Wiedeńskiego. Od niego też wywodzi się zasadnicza koncepcja i schemat organizacyjny tych konferencji. Zgodnie z tą koncepcją zadaniem konferencji TMP jest stworzenie międzynarodowego forum dla spotkań wybitnych specjalistów w określonej dziedzinie współczesnej fizyki z jednej strony, a nauczycielami, dydaktykami i wykładowcami ze szkół wyższych z drugiej strony. Celem tych spotkań jest wytyczenie optymalnych strategii postępowania oraz przygotowanie stosownych propozycji dotyczących treści programu nauczania (dla szkół wszystkich szczebli), jak i wybór najkorzystniejszych sposobów i środków przekazu zapewniających możliwość udostępnienia najnowszych osiągnięć naukowych w danej dziedzinie fizyki młodemu pokoleniu. Koncepcji tej przestrzegano konsekwentnie w poprzednich, jak i w obecnej konferencji TMP.

Wagę problemu przekazania najnowszej wiedzy młodemu pokoleniu podkreślił szczególnie w swym wystąpieniu (otwierając konferencję) Minister Kształcenia i Kultury Bawarii dr H. Zehetmair — *nb.* również fizyk z wykształcenia — stwierdzając, że szczególnie ważnym obecnie zadaniem nauki jest doprowa-

dzenie do możliwie wysokiego poziomu wykształcenia społeczeństwa w zakresie nauk przyrodniczych, a w szczególności w fizyce. Piętrzące się bowiem przed ludzkością coraz bardziej złożone problemy związane z dalszym jej trwaniem wymagać będą, i to już nawet w najbliższej przyszłości, najwyższego poziomu wykształcenia szerokich rzesz społeczności ludzkiej właśnie w tych dziedzinach wiedzy.

Tegoroczna konferencja TMP przebiegała wg schematu organizacyjnego realizowanego już i w trakcie poprzednich konferencji TMP. Ramowy porządek dnia obejmował sesję poranną, dwie sesje popołudniowe oraz sesję wieczorną.

W ramach sesji porannych przewidywano po dwa wykłady (łącznie odbyło się ich osiem), z założenia ściśle z sobą powiązane. Pierwszy wykład dnia poświęcony był z reguły przeglądowi najważniejszych osiągnięć w określonym problemie fizyki ciała stałego. Drugi wykład stanowił jakby uzupełnienie pierwszego informacjami odnoszącymi się do możliwości bezpośrednich zastosowań zagadnień przedstawionych w pierwszym, lub też informacjami odnoszącymi się do problemów dydaktycznych związanych z tym zespołem zagadnień. Wykłady w tych sesjach powierzono znakomitym specjalistom fizyki ciała stałego, m. in. wygłosili je N. W. Ashcroft (Cornell University, Ithaca — autor znanej polskiemu czytelnikowi monografii); R. M. Cotteril (Politechnika w Kopenhadze); Ch. Janot (Instytut Lauego-Langevina, Grenoble) i inni. Odbyła się też jedna sesja przedpołudniowa plenarna, w ramach której spora liczba autorów miała okazję przedstawić w kilkunastuminutowych wystąpieniach swoje osiągnięcia. Generalnie biorąc sesje przedpołudniowe wypadły jako całkiem bardzo pozytywnie. Zarówno dobór tematyki wykładów, jak i dobór wykładowców był bardzo trafny. Była to chyba najlepsza część konferencji.

W ramach sesji popołudniowych działało równolegle osiem różnych wąskotematycznych seminariów. Zadaniem ich było opracowanie zasadniczych materiałów konferencyjnych (ściśle związanych z problematyką przedstawioną w godzinach przedpołudniowych), w szczególności zaś przygotowanie propozycji programów kształcenia i nauczania w zakresie tejsze problematyki, przygotowanie sugestii odnoszących się do optymalnych rozwiązań metodycznych problemu oraz opracowanie różnego rodzaju wskazówek, zaleceń, wniosków itp. Praca tak pomyślanych seminariów jest szczególnie trudna (już chociażby ze względu na brak czasu na gruntowniejsze zapoznanie się z problematyką) i stawia bardzo wysokie wymagania uczestnikom seminariów, a zwłaszcza ich kierownikom. Toteż nie wszystkie seminaria zdołały wywiązać się z nakreślonych zadań w sposób zadowalający. Niemniej jest to bardzo ważny składnik konferencji i warto by przeanalizować możliwości poprawy skuteczności działania tego jej elementu.

W ramach sesji popołudniowych przewidziano ponadto jeszcze i sesję plakatową (co stanowiło pewne novum w stosunku do poprzednich konferencji TMP), wystawę pomocy naukowych wykonanych przez uczestników konferencji, pokazy wideofilmów dydaktycznych oraz wystawę sprzętu i aparatury dydaktycznej stanowiących ofertę różnych firm zajmujących się wytwarzaniem tego rodzaju urządzeń. Te składniki konferencji (a w szczególności sesja plakatowa) wypadły na ogół interesująco. Do sesji plakatowej zgłoszono łącznie 59 plakatów, a więc ponad 25% uczestników wzięło w niej aktywny udział. Jak dla konferencji o takim charakterze, uwzględniając dodatkowo brak tradycji na dotychczasowych konferencjach TMP, jest to dobrym wskaźnikiem i potwierdza sens i potrzebę organizowania tego rodzaju sesji.

W sesjach wieczornych zorganizowano jeszcze dodatkowo trzy wykłady. Autorami ich byli laureaci Nagrody Nobla G. Binnig (Uniwersytet w Monachium) i K. von Klitzing (Instytut Maxa Plancka w Stuttgarcie), a ponadto H. Frauenfelder (Uniwersytet Illinois). Pierwsze dwa dostępne były dla szerszej publiczności. Ze zrozumiałych względów duża sala audytoryjna była całkowicie wypełniona.

W ramach tegorocznej konferencji TMP odbyła się też niezmiernie sympatyczna uroczystość wręczenia Honorowego Medalu ICPE (International Commission for Physics Education), wieloletniemu sekretarzowi tej organizacji Johnowi L. Lewisowi (Malvern College, Wielka Brytania).

Na półmetku konferencji (w środę 14 września) zorganizowano w godzinach popołudniowych 13 różnych wycieczek naukowych. Najciekawsze były niewątpliwie do różnych oddziałów firmy Siemens, do IBM, a zwłaszcza do „Deutsches Museum”. Trzygodzinny pobyt w tej placówce dał jedynie możliwość wytworzenia sobie poglądu o jej znaczeniu i roli. Dla ścisłości protokołarnej dodać jeszcze należy, że odbyła się i „cocktail party” (w przeddzień otwarcia konferencji) i uroczysty bankiet w podziemiach ratusza połączony z koncertem i poważnym wykładem naukowym!!!

Ten ogromny program upchany w ciągu pięciu dni stanowił spore obciążenie czasowe (a także i psychiczne) dla uczestników konferencji. Nie było też zbyt wiele czasu na swobodną, kulturalną dyskusję — często ważniejszą dla niektórych uczestników niż obrady programowe — nie mówiąc już o możliwości chociażby pobieżnego zapoznania się z pięknem i urokami Monachium! Drobna też już przesadą było



organizowanie poważnego wykładu naukowego („Fizyka biologiczna a biofizyka”), nie tak bardzo znów **związanego** z problematyką konferencji, w ramach bankietu; gdy to — po dwugodzinnym biesiadowaniu — uczestnicy mieli raczej całkiem inne zainteresowania i potrzeby niż „uczę duchową” w formie suchego wykładu akademickiego...

Lista zgłoszeń na tegoroczną konferencję TMP obejmowała 230 nazwisk (w tym 8 z Polski) z 43 krajów, co bardzo dobrze świadczy o popularności tej konferencji, a również o celowości jej zwoływania. Spośród zgłoszonych ok. 15% osób nie przybyło jednak na obrady. Jak na konferencję o takim zasięgu nie jest to złym wskaźnikiem.

Niezależnie od kilku uwag krytycznych (a także kilku zgryźliwości) na jakie sobie powyżej pozwoliłem, a odnoszących się na ogół do spraw mniej istotnych, generalnie biorąc można ocenić tegoroczną konferencję TMP pozytywnie. Spełniła swoje zadanie; wykazała, jak celowe i pożyteczne jest jej zwoływanie. Spodziewać się można, że po tegorocznych doświadczeniach przyszłe konferencje TMP cieszyć się będą jeszcze większym oddźwiękiem. Organizatorom konferencji, a zwłaszcza przewodniczącemu Komitetu Organizacyjnego prof. K. Luchnerowi, należą się w tym miejscu wyrazy słusznego uznania i gratulacje za bardzo sprawny i efektywny jej przebieg.

Na marginesie tej relacji warto może dodać kilka informacji dotyczących Uniwersytetu Ludwika-Maksymiliana. Powołał go w r. 1472 książę Ludwik Bogaty w miejscowości Ingolstadt. W roku 1802 książę Maksymilian IV (późniejszy król Maksymilian I) przeniósł go do miejscowości Landshut — od imion obu tych władców wywodzi się zresztą nazwa uniwersytetu — a w 1826 król Ludwik I do Monachium. Obecna struktura organizacyjna Uniwersytetu kształtowała się w latach 1967—78, w których nastąpił bardzo poważny rozrost tej uczelni, częściowo wskutek włączenia do niej niektórych samodzielnych dotąd szkół wyższych, a także przez utworzenie niektórych nowych wydziałów. Jest to obecnie największy uniwersytet w RFN (a także jeden z największych na świecie). Na dwudziestu wydziałach studiuje tu ok. 65 tys. młodzieży, w tym ponad 4 tys. z zagranicy. Na wydziale fizyki studiuje ok. tysiąca osób. Uniwersytet prowadzi pełne studia akademickie na 70 kierunkach. W skład Uniwersytetu wchodzi 160 jednostek w randze katedry. Z liczbą ponad 13 tys. zatrudnionych jest to największy pracodawca w Monachium.

Na Uniwersytecie monachijskim pracowało wielu wybitnych fizyków, że wspomnę tylko niektórych: P. Debye, P. P. Ewald, M. Laue, W. C. Roentgen, A. Sommerfeld i inni. Pracownikiem Uniwersytetu jest również G. Binnig.

*Henryk Wrembel*

Wyższa Szkoła Pedagogiczna  
Słupsk

## I Polsko-Radzieckie Seminarium Wysokoprzewodzących Materiałów Organicznych dla Elektroniki Molekularnej

W dniach 19—23 września 1988 r. w Czerniejewie k. Poznania odbyło się pierwsze polsko-radzieckie seminarium poświęcone badaniom wysokoprzewodzących materiałów organicznych dla elektroniki molekularnej. Spotkanie, zorganizowane z inicjatywy prof. A. Graji z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, zgromadziło polskich i radzieckich specjalistów pracujących nad otrzymaniem i badaniem własności nowych organicznych substancji o wysokim przewodnictwie elektrycznym.

Świat nasz wkroczył w erę cywilizacji elektronicznej. Potrzeby już nie tylko przemysłu i nauki, ale całej gospodarki idą w kierunku szybszych, bardziej niezawodnych, tańszych i mniej materiałochłonnych rozwiązań elektronicznych. Troska o istniejące zasoby naturalne kieruje wzrok naukowców i przemysłowców w stronę nowych materiałów przewodzących i półprzewodnikowych. Lata siedemdziesiąte przyniosły ogromny rozkwit badań niskowymiarowych soli i kompleksów z przeniesieniem ładunku, wykazujących własności półprzewodnikowe. Dziś uwaga uczonych skupiona jest na materiałach silnie przewodzących i nadprzewodzących. W dniach, gdy wyobraźnię nie tylko badaczy pobudzają perspektywy zastosowania wysokotemperaturowych ceramik nadprzewodzących, warto przypomnieć, że uczeni

radzieccy z Instytutu Chemii Fizycznej AN ZSRR w Moskwie byli autorami syntezy rodziny soli organicznych o najwyższej (w tej grupie materiałów) temperaturze przejścia do stanu nadprzewodzącego ( $T_c = 10,4$  K). Spotkanie w Czerniejewie było wynikiem współpracy polskich i radzieckich specjalistów w dziedzinie określania własności fizycznych tej jakże ciekawej grupy związków i stanowiło podsumowanie dotychczasowych osiągnięć.

W seminarium uczestniczyło 13 gości radzieckich z laboratoriów w Moskwie, Tallinie, Leningradzie, Erewaniu i Czelabińsku, oraz 30 badaczy polskich z Warszawy, Poznania, Wrocławia, Łodzi i Gdańska, jeden (J. Petzelt) z Pragi, dwóch (H. Streitwolf oraz H. J. Fischbeck) z Berlina oraz jeden (R. M. Faria) z Uniwersytetu w São Paulo w Brazylii. Wśród gości radzieckich znaleźli się m. in. profesorowie E. B. Yagubskii, M. G. Kaplunov i A. M. Vainrub.

Seminarium otworzył dyrektor Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu prof. J. Morkowski. Inauguracyjny wykład nt. struktur krystalicznych neutralnego kompleksu  $Ni(DDDT)_2$  i produktu jego utlenienia wygłosił E. B. Yagubskii. W 27 doniesieniach i 15 plakatach przedstawiono wyniki najnowszych badań organicznych przewodników i nadprzewodników. Najliczniejszą grupę stanowiły prace poświęcone solom bis-etyleno-di-tio-tetratiofulwalenu, BEDT-TTF, związkom, o których wysokim przewodnictwem i temperaturach przejścia do stanu nadprzewodzącego donosiła po raz pierwszy grupa E. B. Yagubskiego w 1983 r., a które na kilka lat przyciągnęły uwagę badaczy zjawisk fizycznych w niskowymiarowych substancjach organicznych z całego świata. Dyskutowano m. in. technologię otrzymywania soli (R. N. Lyubovskaya), ich strukturę krystaliczną (E. B. Yagubskii, L. P. Shibaeva) oraz własności fizyczne (m. in. M. G. Kaplunov, W. N. Laukhin, R. Świetlik, G. Sekretarczyk, J. Petzelt, W. Pukacki). Drugą grupę tematyczną stanowiły doniesienia dotyczące polimerów wysokoprzewodzących oraz polimerów domieszkowanych wysokoprzewodzącymi kompleksami z przeniesieniem ładunku (m. in. G. A. Vinogradov, A. I. Gutman, J. Sworakowski, K. Pesz, A. Tracz, B. Bułka). Referowano również prace pozwalające na nowe spojrzenie na związek pomiędzy elektronowymi (optycznymi, elektrycznymi itp.) własnościami niskowymiarowych soli półprzewodnikowych a rozkładem ładunku w molekułach (V. M. Yartsev, A. Graja, B. N. Semkin) oraz poświęcone innym własnościom fizycznym półprzewodnikowych kwaziejednowymiarowych soli organicznych i metodom ich badania (S. K. Hoffmann, A. M. Vainrub, B. P. Gorshunov). Jak zwykle w przypadku tego typu spotkań naukowych wielce pożyteczne były dyskusje poza zajęciami przewidzianymi harmonogramem seminarium, dotyczące bieżących problemów badawczych, związanych z nimi wątpliwości, pytań i projektów rozwiązań.

Seminarium odbywało się w pięknym XIX-wiecznym pałacu, mieszczącym dziś muzeum wnętrza. Angielski park, złocący się w promieniach jesiennego już słońca, dodawał uroku miejscu. Dodatkową atrakcją spotkania było odwiedzenie pobliskiej stadniny koni oraz zwiedzenie muzeum wyposażenia jeździeckiego.

Czerniejewo staje się tradycyjnym miejscem spotkań fizyków pracujących w dziedzinie niskowymiarowych układów organicznych. We wrześniu 1985 r. odbyło się tu pierwsze z serii polsko-francuskich seminariów poświęconych tej tematyce, a zorganizowane również przez prof. A. Graja.

Następne z cyklu spotkań polsko-radzieckich zostanie zorganizowane w 1990 r. przez stronę radziecką.

*Lucyna Firlej*

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

## RECENZJE

Wacław Jakubowski; **Przewodniki superjonowe. Własności fizyczne i zastosowania**, WNT, Warszawa 1988, str. 164, wyd. I, nakład 800 egz., cena zł 180.—

Zwyczaj własności elektryczne ciał stałych związane są z ruchem elektronów lub dziur. Udział jonów w przewodnictwie elektrycznym jest pomijalnie mały i staje się znaczący w temperaturach bliskich temperaturom topnienia materiałów. Transport jonowy jest typowy dla cieczy i gazów, jednakże znane są materiały krystaliczne charakteryzujące się możliwością uzyskania w nich wysokich wartości przewodnictwa jonowego. Materiały te nazywane są przewodnikami superjonowymi lub stałymi elektrolitami. Przewodnictwo elektryczne tych materiałów osiąga, w temperaturach znacznie niższych od temperatur topnienia, wartości porównywalne z przewodnictwem w stanie stopionym.

Prace dotyczące badań własności przewodników superjonowych zostały zapoczątkowane przez Faradaya ponad 100 lat temu, jednakże intensywne badania tych materiałów prowadzone są dopiero od początku lat siedemdziesiątych. Powrót zainteresowania przewodnikami superjonowymi jest związany z rozwojem fizyki ciał nie krystalicznych i jest stymulowany możliwością zastosowań ich wyjątkowych własności, łączących cechy ciała stałego i elektrolitu. Obecnie trwają intensywne prace nad wykorzystaniem przewodników superjonowych do budowy nowych źródeł energii elektrycznej.

Prace badawcze z zakresu przewodników superjonowych są prowadzone w dwóch kierunkach. Jeden z nich jest związany z określeniem możliwości modyfikacji własności przewodników superjonowych, drugi natomiast dotyczy poszukiwań nowych materiałów. Oba kierunki badań mają na celu wyjaśnienie istoty stanu superjonowego i możliwości jego opisu oraz wskazanie przykładów zastosowań przewodników superjonowych.

Biorąc pod uwagę aktualność badań przewodników superjonowych należy z satysfakcją stwierdzić, że wydanie książki prof. Wacława Jakubowskiego *Przewodniki superjonowe, własności fizyczne i zastosowania* jest jak najbardziej na czasie. Autor książki jest wybitnym specjalistą w omawianej dziedzinie. Wraz z kierowaną przez siebie grupą prowadzi od lat badania mechanizmów transportu jonowego w ceramicznych materiałach superjonowych.

Książka adresowana jest do osób interesujących się fizyką i chemią ciała stałego, a w szczególności do osób pracujących w przemyśle, które zechcą głębiej zrozumieć fizyczne podstawy działania przyrządów wykorzystujących przewodniki superjonowe. Sposób ujęcia przedstawionych zagadnień wskazuje na głęboką znajomość omawianej tematyki. Autor z równą swobodą przedstawia zarówno sprawy znane od dawna (omawiane w cytowanych monografiach) jak i zagadnienia publikowane tylko w pracach oryginalnych. Szczególnie jest to widoczne w tych fragmentach książki, które dotyczą badań beta alumin. Autor, dzięki bezpośredniemu uczestnictwu w badaniach transportu jonowego tych materiałów, doskonale potrafi przedstawić i przybliżyć czytelnikowi specyfikę tych zjawisk.

Książka składa się z trzech zasadniczych rozdziałów. Pierwszy z nich zawiera zwięźle, wręcz podręcznikowe informacje dotyczące struktury ciał stałych oraz roli defektów w przewodnictwie elektrycznym kryształów jonowych. Rozdział drugi zawiera opis metod pomiaru przewodnictwa elektrycznego materiałów superjonowych oraz przedstawia własności wybranych przewodników superjonowych. W rozdziale trzecim przedstawiono opisy urządzeń, w których wykorzystano przewodniki superjonowe — są to ogniwa elektryczne, generatory energii elektrycznej, kondensatory o anomalnie dużej pojemności elektrycznej, czujniki do analizy zawartości tlenu oraz analizy gazów spalinowych. Rozdział ten uważam za najlepszy. Autor w sposób zwięzły i jasny przedstawia zasady działania omawianych urządzeń.

Intencją Autora książki jest przedstawienie drogi jaką należy pokonać od badań o charakterze podstawowym poprzez interpretację obserwowanych zjawisk do wskazania przykładów realizacji urządzeń wykorzystujących uzyskane wyniki badań. Można z satysfakcją stwierdzić, że Autor cel ten z powodzeniem zrealizował.

Koncepcja książki nie wzbudza moich zastrzeżeń i uważam ją za słuszną, jednakże mam kilka uwag dotyczących sposobu przedstawienia natury stanu superjonowego oraz modeli jego opisu. Na str. 7 Autor pisze, że przejście kryształu do stanu superjonowego jest związane z silnym zdefektowaniem kryształu. Zdefektowanie to określa się jako „topienie” podsięci utworzonej przez ruchome jony kryształu. Jest to interpretacja „klasyczna”, słuszną w przypadku stosunkowo małej koncentracji defektów (poniżej 1%), które można rozpatrywać jako izolowane. Wyrażenia na koncentrację defektów Frenkla i Schottky’ego (równania 1.14 i 1.17) są słuszne tylko przy założeniu  $n \ll N$ , tzn. gdy koncentracja defektów kryształu jest dużo mniejsza od koncentracji jonów znajdujących się w węzłach sieci krystalicznej. Stąd równanie Arrheniusa (1.44) ma charakter przybliżony i może być stosowane do obserwacji przejścia kryształu do stanu superjonowego. W przypadku dużej koncentracji defektów obserwuje się efekty ich oddziaływań kolektywnych, którym towarzyszą zmiany własności termodynamicznych kryształu oraz anomalie dynamiki sieci i transportu jonowego. Dynamicznych własności kryształu w stanie superjonowym nie można opisać tradycyjnymi metodami fizyki ciała stałego i do ich opisu należy stosować modele hydrodynamiczne. Przejście od klasycznego opisu ruchu jonów w kryształach do opisu stochastycznego wyznacza porównanie czasów przebywania jonu w węzle sieci krystalicznej ( $t_f$ ) z czasem jego przelotu między węzłami ( $t_d$ ). Dopóki jest spełniony warunek  $t_f > t_d$ , do opisu ruchu jonów w kryształach może być stosowany model klasyczny. Przewodniki superjonowe są materiałami, w których w znacznym stopniu ulega zaburzeniu regularności sieci krystalicznej. W rezultacie czego, podstawowe pojęcia fizyki ciała stałego, takie jak fonony, pasma energetyczne czy strefa Brillouina, muszą być odrzucone lub w znacznym stopniu zmodyfikowane. Te istotne różnice pomiędzy kryształem jonowym i superjonowym są, moim zdaniem, zbyt mało wyeksponowane w książce. Czytając pierwsze rozdziały książki, odczuwałem pewien niedosyt w przedstawieniu istoty stanu superjonowego oraz możliwości eksperymentalnej jego obserwacji. Ważnych informacji na ten temat mogą dostarczyć badania dynamicznych własności kryształu oraz badania rozpraszania neutronów, pozwalające niemalże wprost wyznaczyć gęstość jonów sieci krystalicznej. Moim zdaniem, przedstawienie metod spektroskopii w podczerwieni, rozpraszania neutronów, badań termodynamicznych i pomiarów transportu jonowego oraz wskazanie ich wzajemnych korelacji i powiązań, pozwoliłyby czytelnikowi lepiej zrozumieć naturę i przyczyny występowania stanu superjonowego bezpośrednio związane ze strukturą przewodników superjonowych.

Reasumując — uważam, że ukazanie się recenzowanej książki z dziedziny fizyki przewodników superjonowych jest dużym osiągnięciem Autora i Wydawnictwa. Jest to bodajże pierwsza książka z tej dziedziny pisana w języku polskim. Podejmuje ona bardzo istotne i aktualne problemy fizyki przewodników superjonowych i przedstawia je w sposób przystępny dla czytelnika, który po raz pierwszy styka się z tą tematyką.

*Igor Kosacki*

Wyższa Szkoła Inżynierska  
Radom

Marian Kielkiewicz.: *Teoria reaktorów jądrowych*, PWN, Warszawa 1987, s. 272, wydanie I, nakład 1500 egz., cena zł 350.—

Recenzowana książka ma charakter monografii metod matematycznych i numerycznych używanych przy opisie fizyki rdzeni reaktorów jądrowych. Jednocześnie może ona służyć jako podręcznik metod obliczeniowych fizyki rdzeni reaktorowych dla studentów wyższych uczelni i słuchaczy studiów podyplomowych.

Książka powstała na podstawie doświadczeń doc. M. Kielkiewicza jako wykładowcy politechnicznego i autora podręcznika *Jądrowe reaktory energetyczne* (WNT 1978). Tematyka *Teorii reaktorów jądrowych* jest węższa niż *Jądrowych reaktorów energetycznych*, natomiast wiele zagadnień potraktowano znacznie obszerniej.

Generalnie rzecz biorąc można stwierdzić, że polski rynek księgarski jest bardzo ubogi w książki o tematyce związanej z reaktorami energetycznymi, szczególnie o charakterze przeglądowym lub wprowadzającym. Zapotrzebowanie na opracowania szczegółowe pokrywane jest w znacznej mierze przez *Postępy*

Koncepcja książki nie wzbudza moich zastrzeżeń i uważam ją za słuszną, jednakże mam kilka uwag dotyczących sposobu przedstawienia natury stanu superjonowego oraz modeli jego opisu. Na str. 7 Autor pisze, że przejście kryształu do stanu superjonowego jest związane z silnym zdefektowaniem kryształu. Zdefektowanie to określa się jako „topienie” podsięci utworzonej przez ruchome jony kryształu. Jest to interpretacja „klasyczna”, słuszną w przypadku stosunkowo małej koncentracji defektów (poniżej 1%), które można rozpatrywać jako izolowane. Wyrażenia na koncentrację defektów Frenkla i Schottky'ego (równania 1.14 i 1.17) są słuszne tylko przy założeniu  $n \ll N$ , tzn. gdy koncentracja defektów kryształu jest dużo mniejsza od koncentracji jonów znajdujących się w węzłach sieci krystalicznej. Stąd równanie Arrheniusa (1.44) ma charakter przybliżony i może być stosowane do obserwacji przejścia kryształu do stanu superjonowego. W przypadku dużej koncentracji defektów obserwuje się efekty ich oddziaływań kolektywnych, którym towarzyszą zmiany własności termodynamicznych kryształu oraz anomalie dynamiki sieci i transportu jonowego. Dynamicznych własności kryształu w stanie superjonowym nie można opisać tradycyjnymi metodami fizyki ciała stałego i do ich opisu należy stosować modele hydrodynamiczne. Przejście od klasycznego opisu ruchu jonów w kryształach do opisu stochastycznego wyznacza porównanie czasów przebywania jonu w węzle sieci krystalicznej ( $t_f$ ) z czasem jego przelotu między węzłami ( $t_d$ ). Dopóki jest spełniony warunek  $t_f > t_d$ , do opisu ruchu jonów w kryształach może być stosowany model klasyczny. Przewodniki superjonowe są materiałami, w których w znacznym stopniu ulega zaburzeniu regularności sieci krystalicznej. W rezultacie czego, podstawowe pojęcia fizyki ciała stałego, takie jak fonony, pasma energetyczne czy strefa Brillouina, muszą być odrzucone lub w znacznym stopniu zmodyfikowane. Te istotne różnice pomiędzy kryształem jonowym i superjonowym są, moim zdaniem, zbyt mało wyeksponowane w książce. Czytając pierwsze rozdziały książki, odczuwałem pewien niedosyt w przedstawieniu istoty stanu superjonowego oraz możliwości eksperymentalnej jego obserwacji. Ważnych informacji na ten temat mogą dostarczyć badania dynamicznych własności kryształu oraz badania rozpraszania neutronów, pozwalające niemałym wprost wyznaczyć gęstość jonów sieci krystalicznej. Moim zdaniem, przedstawienie metod spektroskopii w podczerwieni, rozpraszania neutronów, badań termodynamicznych i pomiarów transportu jonowego oraz wskazanie ich wzajemnych korelacji i powiązań, pozwoliłyby czytelnikowi lepiej zrozumieć naturę i przyczyny występowania stanu superjonowego bezpośrednio związane ze strukturą przewodników superjonowych.

Reasumując — uważam, że ukazanie się recenzowanej książki z dziedziny fizyki przewodników superjonowych jest dużym osiągnięciem Autora i Wydawnictwa. Jest to bodajże pierwsza książka z tej dziedziny pisana w języku polskim. Podejmuje ona bardzo istotne i aktualne problemy fizyki przewodników superjonowych i przedstawia je w sposób przystępny dla czytelnika, który po raz pierwszy styka się z tą tematyką.

*Igor Kosacki*

Wyższa Szkoła Inżynierska  
Radom

Marian Kielkiewicz.: **Teoria reaktorów jądrowych**, PWN, Warszawa 1987, s. 272, wydanie I, nakład 1500 egz., cena zł 350.—

Recenzowana książka ma charakter monografii metod matematycznych i numerycznych używanych przy opisie fizyki rdzeni reaktorów jądrowych. Jednocześnie może ona służyć jako podręcznik metod obliczeniowych fizyki rdzeni reaktorowych dla studentów wyższych uczelni i słuchaczy studiów podyplomowych.

Książka powstała na podstawie doświadczeń doc. M. Kielkiewicza jako wykładowcy politechnicznego i autora podręcznika *Jądrowe reaktory energetyczne* (WNT 1978). Tematyka *Teorii reaktorów jądrowych* jest węższa niż *Jądrowych reaktorów energetycznych*, natomiast wiele zagadnień potraktowano znacznie obszerniej.

Generalnie rzecz biorąc można stwierdzić, że polski rynek księgarski jest bardzo ubogi w książki o tematyce związanej z reaktorami energetycznymi, szczególnie o charakterze przeglądowym lub wprowadzającym. Zapotrzebowanie na opracowania szczegółowe pokrywane jest w znacznej mierze przez *Postępy*

*Techniki Jądrowej*. Tym samym książka Kiełkiewicza wypełnia lukę na rynku pozycji dotyczących podstawowych metod analizy fizyki rdzeni reaktorów energetycznych.

Trzy pierwsze rozdziały książki poświęcone są opisowi podstawowego aparatu matematycznego teorii reaktorów jądrowych, czyli wprowadzeniu równania transportu neutronów i metod jego rozwiązywania, tak w formie dokładnej jak i przybliżonej.

Kolejne dwa rozdziały wprowadzają czytelnika w zagadnienia oddziaływania neutronów z materią, ze szczególnym uwzględnieniem procesów zachodzących w reaktorach lekkowodnych, czyli spowalniania i termalizacji.

Następnie Autor przechodzi do przeglądu reaktorów jądrowych i opisu matematycznego procesów fizycznych zachodzących w reaktorze jądrowym w trakcie jego pracy. Kolejno opisywane są zagadnienia związane z krytycznością reaktora, odbiorem ciepła i przepływem chłodziwa, zmianami składu izotopowego i procesami przejściowymi.

W ten sposób Autor pokrywa w swej książce pełny zakres zagadnień niezbędnych do zrozumienia działania jądrowego reaktora energetycznego i jego pracy w warunkach normalnych. Jeśli chodzi o opis teorii pracy reaktora, to Autor w zasadzie ograniczył się do przedstawienia analitycznych metod matematycznych opisu zjawisk fizycznych, choć niektóre tematy potraktowane są obszerniej, tzn. łącznie z przedstawieniem numerycznym metod uzyskiwania rozwiązań w sytuacjach, w których rozwiązanie analityczne jest praktycznie niemożliwe. Należą do nich numeryczne w swej istocie metody  $S_N$  i  $P_N$  oraz metoda różnic skończonych dla równania dyfuzyjnego.

Jeśli zaliczyć *Teorię reaktorów jądrowych* do książek typu przeglądowego i wprowadzającego, to można w niej się doszukać pewnych pominięć, które nie wpływają na jej ogólną wartość, ale mogą utrudniać zainteresowanemu czytelnikowi przejście do samodzielnej pracy w wybranych zagadnieniach. Na przykład, po bardzo jasnym i zwięzłym opisie metody  $S_N$ , Autor pisząc o programach komputerowych (§ 2.1.9) ogranicza się jedynie do stwierdzenia, że one istnieją, bez podania literatury. Podobnie w § 7.6.2 Autor wspomina o popularnej metodzie Honecka rozwiązywania całkowitego równania transportu jednak ani to równanie, ani metoda prawdopodobieństwa zdarzeń nie są wspomniane w rozdz. 2, poświęconym przybliżonym metodom rozwiązywania równania transportu. Dotyczy to także pominięcia bardzo popularnego w dyfuzyjnych obliczeniach reaktorów tzw. przybliżenia 1,5 grupowego.

Ważną zaletą książki jest przejrzystość jej konstrukcji i jasność wykładu wynikająca z długoletniego doświadczenia Autora jako wykładowcy. Książka składa się jak gdyby z dwóch części. W pierwszych 5 rozdziałach opisane są głównie zjawiska mikroskopowe zachodzące w reaktorze na skutek oddziaływania neutronów z materią. W pozostałych 5 rozdziałach Autor przechodzi do opisu konstrukcji reaktorów i teorii procesów inherentnie związanych z właściwościami reaktora jako obiektu fizycznego, sztucznie stworzonego przez człowieka. W tym miejscu nasuwa się uwaga, że w przeglądzie konstrukcji reaktorów nie wspomniano o typie reaktora zastosowanego w Czarnobylu, co wynika zapewne z długości cyklu wydawniczego.

Od strony technicznej książka wykonana jest bardzo poprawnie. Zastrzeżenie budzi jakość papieru w książce typu podręcznikowego. Nie wpływa ona jednak na czytelność książki, dzięki bardzo dobrej jakości druku. Strona graficzna, w sensie doboru czcionki, liczby linii na stronie i wyfłuszczenia tytułów może być uznana za wzorową.

Reasumując, *Teoria reaktorów jądrowych* jest cenną pozycją na polskim rynku księgarskim w sytuacji, gdy kraj wchodzi w energetykę jądrową. Z uwagi na długość cyklu wydawniczego, w następnych wydaniach lub wersjach książki celowe wydaje się uwzględnienie w bibliografii zagadnień może jeszcze niezbyt dobrze opracowanych w kraju, ale mających charakter przyszłościowy dla obliczeń reaktorów energetycznych.

*Krzysztof Andrzejewski*

Institut Energii Atomowej  
Świerk

## KRONIKA

## PTF

## Oddział Lubelski

W dniu 2 marca 1989 odbyło się Walne Zebranie Oddziału Lubelskiego PTF. Ustępujący Zarząd złożył sprawozdanie, z którego wynika, że w minionej kadencji kontynuowano dotychczasowe formy działalności: odbyło się 36 posiedzeń popularnonaukowych (w tym 13 z udziałem prelegentów zagranicznych), tradycyjne "Pokazy z Fizyki" obejrzało w 1988 r. ok. 7000 widzów, sprawnie działało Międzyszkolne Koło Fizyków. Problemem jest nadal nie płacenie składek przez niektórych członków Oddziału, z tego powodu skreślono z listy członków 17 osób.

Obecni na zebraniu wysoko ocenili pracę Zarządu i wybrali ponownie przewodniczącym Oddziału Stanisława Hałasa. Nowo wybrany Zarząd ukonstytuował się następująco: wiceprzewodniczący — J. Gowin, sekretarz — A. Góźdz, skarbnik — J. Kraśkiewicz, członkowie — Z. Dimitruk, B. Gocłowska, J. Siewielesiuł.

Na pierwszym zebraniu nowy Zarząd dyskutował m. in. propozycję zorganizowania "Sejmiku Fizycznego" — dyskusji nad formami przyszłej działalności Towarzystwa.

*Tomasz Goworek*

## Zebranie Rady EPS

Zebranie Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego odbyło się w dniach 16 i 17 marca 1989 w Zagrzebiu. Został wybrany Komitet Wykonawczy na kadencję 1989/90 w następującym składzie: prezes — R. A. Ricci (Legnaro), wiceprezes — E. Skrzypczak (Warszawa), sekretarz — M. Jacob (CERN), wicesekretarz — L. Cohen (Londyn), skarbnik — I. Slaus (Zagrzeb), wiceskarbnik — J. M. Gilles (Namur), członkowie — Ph. Choquard (Lozanna), O. G. Folberth (Böblingen), D. Horn (Tel-Aviv), J. K. Pożela (Wilno), H. Ryde (Lund).

Członkami honorowymi EPS zostali wybrani:

J. Friedel (Paryż), N. Kurti (Oxford) i G. Occhialini (Mediolan).

Spośród innych najważniejszych uchwał wymienić należy:

— powołanie specjalnej Komisji, której zadaniem będzie projektowanie nowych struktur w obrębie Towarzystwa i przygotowywanie zaleceń co do nowych kierunków działalności,

— utworzenie Międzyoddziałowej Grupy ds. Akceleratorów,

— utworzenie Międzyoddziałowej Grupy ds. Historii Fizyki,

— utworzenie, we współpracy z UNESCO, Europejskiego Komitetu Doradczego ds. Gromadzenia i Oszczędzania Energii,

— ustalenie warunków przyznawania Nagrody EPS w dziedzinie Fizyki Wysokich Energii i Częstek Elementarnych,

— ustanowienie Nagrody EPS za najlepsze wyniki w zadaniach doświadczalnych i teoretycznych na następnej Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej.

*Europhys. News* 20, No 4 (1989)

*B. W.*

## Nominacje profesorskie

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Sławomir Jerzy Gibowicz (Instytut Geofizyki PAN, Warszawa), Marian Grynberg (Uniwersytet Warszawski), Lucjan Jarczyk (Uniwersytet Jagielloński), Kazimierz Rosiński (Instytut Fizyki PAN, Warszawa).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Bogdan Fechner (Uniwersytet Adama Mickiewicza, Poznań), Bohdan Kozarzewski (Politechnika Krakowska), Jacek Leliwa-Kopystyński (Uniwersytet Warszawski), Maria Suszyńska (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław), Jerzy Ziolo (Uniwersytet Śląski, Katowice).

Nominacje zostały wręczone 16 marca i 28 kwietnia 1989.

### Nowi członkowie zagraniczni AN ZSRR

Akademia Nauk ZSRR dokonała w grudniu 1988 wyboru nowych członków zagranicznych. Spośród fizyków są nimi: Sir Rudolf Peierls (Oxford), David Pines (Univ. of Illinois, USA), John Schrieffer (Cal. Tech., USA), Wolfgang Panofsky (Stanford Univ., USA), Carlo Rubbia (CERN), Samuel Ting (Univ. of Massachusetts, USA), Guangzhao Zhu (Inst. Fizyki Teoretycznej, Pekin).

*Vestn. AN SSSR*, No 2 (1989)

### Nagroda Hewletta — Packarda za 1989 r.

W 1989 roku Europejskie Towarzystwo Fizyczne wyróżniło nagrodą Hewletta-Packarda F. Steglicha z Politechniki w Darmstacie, H.-R. Otta z Politechniki w Zurychu oraz G. G. Lonzaricha z Laboratorium Cavendisha w Cambridge. Nagrodę, w wysokości 20 tys. franków szwajcarskich, przyznano za pionierskie badania metali z ciężkimi fermionami.

Już w 1975 r. H.-R. Ott ze współpracownikami wykazał, że ciepło właściwe  $CeAl_3$  w niskich temperaturach ( $< 0,3$  K) jest proporcjonalne do temperatury, ze współczynnikiem proporcjonalności ok. tysiąc razy większym niż w metalach normalnych, np. Na. Sugerowało to, że kwazicząstki tworzące ciecz Fermiego mają masy efektywne kilka rzędów wielkości większe niż masa swobodnego elektronu. Zainteresowanie metalami ciężkofermionowymi znacznie wzrosło, gdy w materiałach tej klasy ( $CeCu_2Si_2$  — F. Steglich i in.,  $UBe_{13}$  — H.-R. Ott i in.) wykryto nadprzewodnictwo oraz wykazano, analizując skok ciepła właściwego w temperaturze krytycznej, że pary Coopera tworzone są przez ciężkie elektrony. Warto zauważyć, że już pierwsze pomiary własności magnetycznych  $UBe_{13}$  (R. Troć i in., 1971 r.) wskazywały na anomalne własności tego materiału. Nie wykryto mianowicie magnetycznego przejścia fazowego, które powinno mieć miejsce gdyby elektrony f uranu tworzyły zlokalizowane momenty magnetyczne.

Istnieje obecnie wiele konkurencyjnych modeli teoretycznych, których autorzy podejmują próbę mikroskopowego opisu powstawania fazy ciężkofermionowej w niskich temperaturach. Część autorów uważa np., że renormalizacja masy wy-

nika z oddziaływania typu Kondo lekkich elektronów z siecią zlokalizowanych spinów typu f. Inni autorzy twierdzą, że zysk energii związany z delokalizacją elektronów typu f może prowadzić do przesunięcia się energii poziomu f na poziom Fermiego, tak że elektrony f dają wkład do kuli Fermiego.

*Europys. News* 20, No 1 (1989)

T. D.

### Nagroda Maxa Borna

Nagrodę Maxa Borna przyznaną wspólnie przez brytyjski Instytut Fizyki i Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, w jednym roku fizykowi niemieckiemu a w następnym brytyjskiemu, otrzymał w 1989 r. Robert Hughes Williams, profesor University College w Cardiff.

Williams (ur. 1941) otrzymał tę nagrodę za wybitne prace z dziedziny badań powierzchni ciała stałego. Do badań tych Williams stosuje wiele metod, a przede wszystkim spektroskopię fotoelektronów, fotoluminescencję, dyfrakcję niskoenergetycznych elektronów, jak również pomiary transportu. Jego prace, zarówno doświadczalne, jak i teoretyczne, doprowadziły m. in. do dobrego zrozumienia zagadnień powierzchni fosforu indu. Wykazał również, że przy pomocy spektroskopii fotoelektronów z rozdzieleniem kątowym można dokładnie określić strukturę pasmową półprzewodnika. Wcześniej też zdał sobie sprawę z możliwości wykorzystania promieniowania synchrotronowego do badań ciała stałego, co w znacznej mierze wpłynęło na zbudowanie źródła takiego promieniowania w Daresbury.

Williams ma również znaczne zasługi jako inicjator i organizator badań naukowych.

Obecnie zajmuje się międzypowierzchniami w strukturach niskowymiarowych, a w szczególności bardzo trudnym problemem dobrych kontaktów elektrycznych w ultramałych przyrządach. Wiele swoich prac prowadzi we współpracy z przemysłem.

*Phys. World*, Marzec 1989

B. W.

### Nagroda Gentnera i Kastlera

Francuskie Towarzystwo Fizyczne (SFP) i Niemieckie Towarzystwo Fizyczne (DPG) przyznają co roku, na przemian fizykowi niemieckiemu



i fizykowi francuskiemu, Nagrodę Gentnera i Kastlera za wybitny i aktualny wkład do fizyki.

Na wniosek DPG nagrodę SFP przyznało w 1989 r. Klausowi Dransfeldowi (ur. 1926 w Berlinie), profesorowi Uniwersytetu w Konstancji, za pionierskie prace nad wytwarzaniem ultradźwięków w zakresie częstości gigaherców, nad wytwarzaniem powierzchniowych fal akustycznych, za badania dynamicznych własności nadciekłego helu II, badania makrocząstek i wzrostu komórek biologicznych.

Dransfeld był organizatorem instytutów fizyki ciała stałego w Jülich i w Stuttgarcie, a również położył wielkie zasługi w powstaniu laboratorium wielkich pól magnetycznych w Grenoble.

*Phys. Bl.* 45, No 3 (1989)

B. W.

### Medal Maxa Plancka

Najwyższe odznaczenie Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego — Medal Maxa Plancka — otrzymał w 1989 r. Bruno Zumino, profesor Uniwersytetu Kalifornijskiego.

Zumino urodził się w 1923 r. w Rzymie, gdzie ukończył studia fizyki. Później pracował w Instytucie Maxa Plancka w Getyndze, w Uniwersytecie Nowego Jorku (gdzie stworzył silny ośrodek badań kwantowej teorii pola i cząstek elementarnych) i w CERN-ie.

Odznaczenie przyznano mu za "znaczący wkład w badania kwantowej teorii pola i jej zastosowania w fizyce cząstek elementarnych".

Zumino jest członkiem Amerykańskiej Akademii Sztuk i Nauk i Narodowej Akademii Nauk. W 1987 r. Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście nadało mu Medal Diraca.

*Phys. Bl.* 45, No 3 (1989)

B. W.

### Nagroda dla Friedela

Jacques Friedel (ur. 1921), profesor fizyki Univ. Paris-Sud, członek francuskiej Akademii Nauk, wybitny fizyk ciała stałego, otrzymał od amerykańskiego Towarzystwa Badań Materiałowych (Materials Research Society) najwyższe wyróżnienie tego Towarzystwa — Nagrodę Von Hippela za "wkład do wielu dziedzin wiedzy o materii skondensowanej".

Friedel jest doktorem Uniwersytetu w Bristolu i Uniwersytetu Paryskiego. Jego książka *Les Dislocations* (1956) stała się klasycznym źródłem wiedzy o dyslokacjach w kryształach i stale jeszcze jest używana przez wykładowców w wielu uczelniach. Przedstawił w niej swoje ujęcie ruchu dyslokacji poprzez przypadkowo rozłożone przeszkody, i przy pomocy intuicyjnych modeli pokazał jak stosować deformacyjną teorię plastyczności do rozwiązywania problemów praktycznych.

Friedel wprowadził ideę, że elektrony walencyjne atomów domieszek w stopach mogą zajmować stany rezonansowe, tzw. poziomy wirtualne, zanim wszkodzą do pasma przewodnictwa. Ta idea pozwoliła wyjaśnić wiele, przedtem niezrozumiałych, własności stopów. Rozwinął także wiele podstawowych idei w teorii momentów magnetycznych stopów i odkrył oscylacje przestrzenne (tzw. oscylacje Friedela) rozkładu ładunku wokół atomu domieszki. Stał się jednym z głównych animatorów rozwoju fizyki ciała stałego we Francji.

*Phys Today* 41, No 11 (1989)

B. W.

### Niemiecko-radziecka współpraca nad wyznaczeniem masy neutrina

Fizycy radzieccy i niemieccy rozpoczęli w grudniu 1988 wspólne prace w celu wyjaśnienia, czy masa spoczynkowa neutrina jest różna od zera. Ze strony niemieckiej kierownikiem tego przedsięwzięcia jest H. V. Klapdor z Instytutu Fizyki Jądrowej Maxa Plancka w Heidelbergu, ze strony radzieckiej — S. T. Bielajew z Instytutu Energii Atomowej im. Kurczatowa w Moskwie.

Przedmiotem badań doświadczalnych jest poszukiwanie podwójnego bezneutrinowego rozpadu  $\beta$  jądra  $^{76}\text{Se}$ . Istnienie takich rozpadów dla przejść  $0^+ \rightarrow 0^+$ , a nieistnienie dla przejść  $0^+ \rightarrow 2^+$  byłoby możliwe jedynie, jeżeli neutрино i antyneutрино byłyby cząstkami identycznymi o masie różnej od zera. Pomiar okresu połowicznego zaniku pozwoliłby wyznaczyć masę neutrina.

Detektorem promieniowania  $\beta$  będzie  $^{76}\text{Ge}$ , który również jest źródłem tego promieniowania. Projektuje się użycie detektorów z germanu wzbogaconego do 85% w izotop  $^{76}\text{Ge}$ . Związek Radziecki zobowiązał się dostarczyć 15 kg  $^{76}\text{GeO}_2$ . Już połowa tej ilości została przewieziona do Heidelbergu, gdzie mają być wykonane detektory. Wstępne eksperymenty mają się zacząć w połowie 1989 r.

w Moskwie (lub w Solotwinie na Ukrainie) i w Heidelbergu (lub w Gran Sasso koło Rzymu) celem znalezienia najkorzystniejszych warunków naturalnych. Przewiduje się, że badania potrwać ok. 5 lat.

*Phys. Bl.* 45, No 3 (1989)

B. W.

### Fuzja czy konfuzja?

Dwaj elektrochemicy — Martin Fleischmann z Univ. of Southampton (Anglia) i Stanley Pons z Univ. of Utah (USA) podali do wiadomości wyniki swoich, od dłuższego czasu prowadzonych, doświadczeń dotyczących elektrolizy ciężkiej wody z domieszką deuterotlenku litu. Autorzy wypowiedzieli się na temat swojej pracy najpierw na konferencji prasowej, a nie w publikacji naukowej, co wśród fizyków nie jest przyjęte. Dopiero potem wstępną notatkę opublikowali w *Journal of Electro-analytical Chemistry & Interfacial Electrochemistry* 261, 301 (1989), a następnie dodali erratę, w której m. in. stwierdzili, że współautorem był również Marvin Hawkins z Univ. of Utah.

Elektrolit zawarty był w naczyniu Dewara. Katoda, którą był pręt palladowy, otoczona była koncentrycznie spiralą platynową stanowiącą anodę. Głównym przedmiotem badań były pomiary kalorymetryczne oraz promieniowania  $\gamma$  wysyłanego z naczynia z wodą, w którym był zanurzony dewar. Według autorów wyniki mają świadczyć o tym, że zachodzi reakcja syntezy jądrowej  $D + D \rightarrow {}^4\text{He} + n$  lub  $D + D \rightarrow T + p$ . Zaobserwowano emisję promieniowania  $\gamma$  z maksimum przy energii 2, 2 MeV, co ma pośrednio wskazywać na obecność neutronów. Liczba zliczeń zarejestrowanych w taki pośredni sposób neutronów wynosiła typowo 6 na godzinę, tzn. trzykrotnie więcej niż zmierzone tło. Najwyraźniej występującym efektem jest wydzielanie ciepła w ilości, która wg autorów nie daje się wyjaśnić tylko chemicznym bilansem energetycznym.

Jak wiadomo, warunkiem zachodzenia syntezy jądrowej jest bliski kontakt reagujących jąder, co wymaga pokonania bariery kulombowskiej. Inaczej mówiąc, termojądrowa reakcja syntezy wymaga temperatury rzędu  $10^8$  K. Autorzy biorą pod uwagę możliwość, że w warunkach ich eksperymentu atomy deuteru mogą tworzyć skupiska w lukach sieci krystalicznej palladu. Być może

stwarza to warunki umożliwiające zajście zimnej reakcji syntezy jądrowej.

Ogłoszone przez Fleischmanna i Ponsa wiadomości wywołały powszechne zainteresowanie. Z wielu stron wyrażane są jednak wątpliwości co do poprawności interpretacji ich wyników. W wielu ośrodkach w toku są prace mające na celu wyjaśnienie nie zbadanych dotychczas aspektów zjawiska.

B. W.

### Villa Gualino

Nieomal po cichu, bez żadnej reklamy, powstało we Włoszech przed czterema laty jeszcze jedno miejsce spotkań naukowych. Do sławnych już ośrodków szkoleniowych w Varenie i w Erice i do Centralnego Instytutu Fizyki Teoretycznej w Trieście dołączył jeszcze Instytut Wymiany Naukowej (Institute for Scientific Interchange — ISI) w pobliżu Turynu. Ulokowany jest w Villa Gualino, w pałacyku zbudowanym w latach dwudziestych przez magnata finansowego. Odbywają się tam spotkania fizyków, biologów, socjologów. Spotykają się zainteresowani zbliżonymi problemami i przez kilka tygodni nie tylko wymieniają poglądy, lecz nawiązują współpracę, piszą wspólne publikacje, projektują dalsze wspólne badania.

Ośrodek ISI jest finansowany przez magistrat miasta Turynu, zarząd prowincji Piemontu i przez lokalny przemysł.

Należy się ogromne uznanie władzom i społeczeństwu włoskiemu, które tak hojnie przyczynia się do rozwoju międzynarodowej współpracy naukowej.

*Europhys. News* 20, No 2 (1989)

B. W.

### Autobiografia Jerzego Pniewskiego

W zeszycie 2/88 *Kwartalnika Historii Nauki i Techniki* ukazały się obszernie (ponad 70 str.) wspomnienia autobiograficzne Jerzego Pniewskiego. Jego działalność była już od czasów studenckich związana z Instytutem Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, wspomnienia są więc nie tylko historią jego osobistej drogi w fizyce, lecz stanowią też w pewnej mierze fragment historii "Hożej".

B. W.

## Helena Danuta Stachórska

(1912—1987)

W dniu 23 grudnia 1987 roku zmarła dr hab. Helena Danuta Stachórska, docent w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie. Do ostatnich swoich chwil była czynnym nauczycielem akademickim i zaangażowanym członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Helena Danuta Stachórska urodziła się w 1912 r. we Lwowie, w rodzinie inteligentkiej. Od r. 1918 mieszkała w Krakowie, gdzie w 1930 r. ukończyła gimnazjum i wstąpiła na Uniwersytet Jagielloński, by studiować matematykę i fizykę na Wydziale Filozoficznym. W r. 1935 uzyskała stopień magistra w zakresie matematyki. Jej szczególne zainteresowania fizyką sprawiły, że ciągle doskonalać wiedzę w tej dziedzinie w r. 1938 uzyskała stopień magistra fizyki.

Działalność dydaktyczną rozpoczęła w r. 1935 jako asystentka w Zakładzie Matematyki Akademii Górniczej w Krakowie. W latach 1936—39 była nauczycielką w gimnazjach w Chorzowie i Siemianowicach.

W czasie wojny znalazła się w Łucku, gdzie w latach 1939—40 pracowała jako nauczycielka, w polskiej szkole średniej, a później jako laborantka przy Katedrze Fizyki Instytutu Nauczycielskiego w Łucku. Podczas okupacji niemieckiej pracowała w Urzędzie Mierniczym. Po wyzwoleniu Łucka była nauczycielką szkoły średniej do 28 czerwca 1945 r.

Po przyjeździe do Lublina w r. 1945 rozpoczęła pracę jako starsza asystentka w Zakładzie Fizyki UMCS. Włączyła się czynnie w pracę dydaktyczną i w organizowanie lubelskiego ośrodka fizyki. Jednocześnie podjęła pracę naukową nad dynamiką procesów zachodzących w komorze Wilsona. Na podstawie wyników badań w tej dziedzinie uzyskała w r. 1954 stopień kandydata nauk, a w r. 1962 obroniła rozprawę habilitacyjną.

Lata 60. były dla doc. Stachórskiej okresem mniej intensywnej pracy ze względu na zły stan zdrowia. Jednak po jego poprawie w r. 1967 objęła kierownictwo Katedry Fizyki Ogólnej w UMCS, a później kierownictwo Zakładu Fizyki Ogólnej i Dydaktyki Fizyki tej uczelni. Zakładem tym kierowała do r. 1982, tj. do momentu przejścia na emeryturę. W późniejszym okresie prowadziła jeszcze zajęcia z dydaktyki i seminaria magisterskie oraz kierowała pracami magisterskimi.

Kierując Zakładem zajmowała się fizyką do-



świadczalną, badając ze współpracownikami procesy zachodzące w plazmie wyładowania w gazie. Plonem działalności doc. Stachórskiej na polu fizyki eksperymentalnej jest ponad 20 publikacji. Jednak najwięcej zaangażowana była w sprawę dydaktyki, organizując w Lublinie Zespół Dydaktyki Fizyki przy UMCS. W ramach tej działalności była współautorem 5 skryptów uniwersyteckich, podręcznika dla szkół średnich oraz ponad 20 publikacji. Współorganizowała tzw. "Muzeum Fizyki" w Uniwersytecie, będące zbiorem zestawów do zautomatyzowanego demonstrowania ciekawych zjawisk fizycznych.

Jako nauczyciel akademicki wychowała ośmiu doktorów i kilkudziesięciu magistrów.

Była aktywnym członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W ramach tej działalności organizowała tzw. „Pokazy z Fizyki” propagujące tę dyscyplinę wśród społeczeństwa, szczególnie wśród młodzieży. Przez jedną kadencję była przewodniczącą Lubelskiego Oddziału PTF. Przez 15 lat kierowała Lubelskim Komitetem Olimpiady Fizycznej.

Środowisko знаło doc. Stachórską jako osobę skromną, wyculoną na sprawę sprawiedliwości w stosunkach międzyludzkich. W ważnych sprawach występowała stanowczo, mając na uwadze

właściwie rozumiane dobro całego środowiska. Potrafiła kosztem własnej pozycji bronić interesów grupy czy też interesów poszczególnych ludzi. Jej zasady moralne, wyznawany światopogląd

sprawiły, że na rzeczywistość patrzyła bardzo realistycznie... jednak do ostatnich chwil z wielką nadzieją.

*Zdzisław Wroński*

**Jerzy Pniewski**  
(1913—1989)

W dniu 16 czerwca 1989 zmarł Jerzy Pniewski, emerytowany profesor Uniwersytetu Warszawskiego, przez wi 16 lat dyrektor Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW, członek rzeczywisty PAN.

Wspólnie z Marianem Danyszem odkrył w 1952 r. hiperjądro. W zapoczątkowanej przez nich nowej dziedzinie fizyki prowadził długie i wnikliwe badania.

Obszerniejsze wspomnienie ukaże się w jednym z dalszych zeszytów *Postępów Fizyki*.

## LIST DO REDAKCJI

Arkadiusz Henryk Piekara  
Fizyk żarliwy, człowiek niezłomnego ducha

Gdy chcemy coś powiedzieć o człowieku, który wywarł na nas ogromny wpływ, stajemy przed zadaniem zbadania związku jego samego z pozostawionym przez niego światem. A ponieważ wpływem tym objął dużą drupę ludzi, których według swojej intuicji wybrał, w sobie tylko właściwy sposób kształtował i prowadził, moje o nim wspomnienie jako o niezrównanym Mistrzu nie będzie przystawać do odczuć wszystkich, nie będzie to uśredniona, ludzka o nim opinia. Będzie to rzecz o zderzeniu się dwóch losów ludzkich, Mistrza i ucznia.

Pierwszy raz wtargnął w moje życie za pośrednictwem dwóch książek: popularnonaukowej *Fizyka stwarza nową epokę* i podręcznika, wówczas uniwersyteckiego, *Elektryczność i budowa materii*. Z pierwszej do dziś pamiętam opowieść o królownie Alfie, która intensywnie śpiewając cała zmienia się w śpiew i dzięki temu opuszcza wiążący ją potencjał jądra. Ten poetycki sposób przybliżenia efektu tunelowego charakteryzuje wysiłek Mistrza, który chciał przybliżyć w popularyzatorskich dziełkach rzeczy niewyobrażalne za pomocą modeli. Widzimy to również w wyjaśnieniu dwoistości natury światła, korpuskularnej i falowej, na przykładzie monety. Ma ona awers i rewers, lecz nie jest ani jednym ani drugim. W *Nowym obliczu optyki* w analogii do rynku poznańskiego wyjaśnia sprzężenie zwrotne, które jest istotą powszechnego dziś lasera. Można by mnożyć przykłady wymyślonych przez Arkadiusza Piekarę modeli i analogii, którymi uwodził czytelników, popychając ich do rozmyślenia o zjawiskach fizycznych. Zawsze przekonywał, że całe piękno fizyki można ujrzeć tylko „w nieustannym o zjawiskach myśleniu”.

Arkadiusz Piekara zadecydował o moim losie już w liceum, bo zamiast w Toruniu w 1952 r. rozpocząłem studia u Mistrza w Poznaniu (właśnie przyjechał tam z Gdańska aby tworzyć poznański ośrodek fizyki). Wykłady Piekary z tamtych lat utkwily nam wszystkim w pamięci jako wspaiała przygoda. Pokazy wykładowe wraz z całą dramaturgią wykładu celebrowanego przez Mistrza wspominamy do dziś. Potknięcia demonstratorów weszły do anegdoty. Takiej atmosfery nie udało się powtórzyć nikomu, choć wielu starało się tego dokonać. Na trzecim roku proseminarium dotyczyło zjawiska rezonansu magnetycznego i opisujących je równań Blocha. Obok prac Blocha i Purcella referowaliśmy z wydawanego w ZSRR w języku angielskim *Journal of Physics* prace Zawojskiego z r. 1944 i prace Frenkla interpretujące zjawisko elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Nie zdawałem sobie wówczas sprawy, że są to korzenie radiospektroskopii, która później stała się specjalnością Poznania. Mimo że największe osiągnięcia Piekary dotyczyły nieliniowej polaryzacji cieczy, rozwijał on badania ferroelektryków i wielu jego uczniów do dziś tę dziedzinę uprawia. Zawsze pasjonowała go nowa technika, bo eksperymentatorem był niedoścignionym. Po wojnie mikrofałe rozwijały się burzliwie i Piekara spowodował ich rozwój w kraju. W 1955 r. wydał książkę *Mikrofałe i spektroskopia mikrofalowa*, która przez wiele lat była podstawą edukacji młodych entuzjastów tej młodej dziedziny. Również dzięki Mistrzowi weszliśmy w krąg mikrofał niezwykajnie, jak zawsze u Piekary, bo poprzez konstrukcję masera amoniakalnego. Praca trwała od końca 1959 r. do 2 stycznia 1964 r., gdy to po północy zobaczyliśmy po raz pierwszy sygnał emisji masera. Gdy dzisiaj wspominam moment rozpoczęcia tej szalonej w naszych warunkach pracy, utwierdzam się w przekonaniu, że na to aby zrobić coś dużego, trzeba na początku nie zdawać sobie sprawy z trudności piętrzących się w ciągu realizacji. Praca nad maserami i laserami pochłonęła Piekarę bez reszty. Związane to było z jego wcześniejszymi badaniami zjawisk nieliniowych, które teraz rozszerzył na bardzo silne związki światła. Samoogniskowanie doprowadziło go w ostatnich latach do rozważań

na temat struktury fotonów. Pasjonował się tym do końca, zarzucając nam często lekceważenie tego istotnego problemu.

Żarliwość z jaką zajmował się fizyką promieniowała na wszystkich z jego otoczenia. Cieszyło go każde osiągnięcie, każde zjawisko jakie pokazywaliśmy mu w laboratorium. Z jego entuzjazmu czerpaliśmy wszyscy, a ponieważ metodologię badań naukowych znał jak nikt ze spotkanych fizyków doświadczalnych, krótka uwaga lub minimalna sugestia Mistrza rozjaśniała wiele lub wskazywała na bezsens prezentowanego rozwiązania. Głupotę i nieporadność krytykował ostro, a nieuczciwość tępił bezwzględnie. Przypominam sobie sugestię małego „oszustwa” w pokazie do wykładu, zaproponowaną przez nieostrożnego demonstratora lub pokaz sygnału rezonansu ferromagnetycznego, który nie zniknął po usunięciu kulki ferromagnetyka! Obydwa młodzi niesumienni fizycy zostali przez Mistrza odrzuceni i nigdy już ich poważnie nie traktował. Tak był bezkompromisowy, jeśli chodziło o uczciwość w eksperymentowaniu.

Arkadiusz Piekara był także niespokojnym humanistą, wynikało to z odpowiedzialności jaka cechowała go jako pedagoga. Sam od siebie żądał wiele i dlatego mógł stawiać wysokie wymagania innym. Uczył nas jasno referować na seminariach i rzadko udawało się w pełni zadowolić Mistrza. Przy czym nie był to krytycyzm werbalny. Oceniał pracę i ją najwyżej cenił. Zawsze, nawet po największych burzach, osoby które intensywnie pracowały były przez niego cenione. W pracy naukowej wiele nie dyskutował. Stawiał zagadnienie z niebywałą intuicją i następnie dyskutował wyniki. Sugerował trudne tematy i zawsze znajdował „wariatów”, którzy je wykonywali i dzięki temu wysiłkowi stawali się doktorami, docentami i profesorami. Miał magiczną moc zniewalania nas do fizyki i za to jesteśmy mu wdzięczni.

Korzenie mistrzostwa Piekary tkwią na Hożej w Warszawie i w Krakowie, gdzie był docentem, a przede wszystkim w Szkole w Rydzynie. Nic tak nie zmusza do samokontroli jak praca z młodymi ludźmi. Tutaj deklaracje i wymagania na nic się nie zdadzą, gdy nauczyciel nie jest wzorem pod każdym względem. Te podstawowe cechy wychowania i nauczania stosował Arkadiusz Piekara w praktyce i nie zawsze przynosiły mu one poklask i wzięcie. Lecz był sobie wierny do ostatnich dni. Mając taki wzór, czasem nieprzystający do zdeformowanej rzeczywistości, można skorzystać więcej niż stale oddziałując z konformistycznym światem. Dlatego ci, którzy chcieli, skorzystał wiele będąc w kręgu Piekary zarówno wtedy gdy był czynny, jak i wówczas gdy samotnie uprawiali ukochaną fizykę.

Brak mi będzie Mistrza, bo jego obecność, chociaż ostatnio daleka, scalała to, co zawsze będzie się nazywać SZKOŁĄ PIEKARY.

*Jan Stankowski*

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

## POSTĘPY FIZYKI (dwumiesięcznik)

Prenumeratorzy indywidualni, instytucje i zakłady pracy zamawiają prenumeratę w Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch” właściwych dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.

Prenumeratę krajową przyjmują i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręczyciele na wsiach oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PBK XIII OM Warszawa, nr 370044-1195-139-11.

Na życzenie prenumeratora dostawa może odbywać się drogą lotniczą, koszty dostawy pokrywa w całości prenumerator.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa.

### PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS Polona—Ruch, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our banker: Bank Handlowy S. A., 20 1061-710-15107-787 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

## SPIS TREŚCI

M. Mięrowicz, J. Janik — Makro- i mikrodynamiczne efekty w ciekłych kryształach (W stulecie odkrycia ciekłych kryształów) . . . . .	383
RÓŻNE	
Z. Pogoda, L. M. Sokołowski — Czy matematyka wyróżnia jakiś wymiar przestrzeni?	407
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
W. L. Ginzburg — L. D. Landau: kilka uwag o jego stosunku do fizyki i fizyków (tłum. <i>Olaf Mańczak</i> ) . . . . .	435
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	445
RECENZJE . . . . .	453
KRONIKA . . . . .	457
LIST DO REDAKCJI	
Arkadiusz Henryk Piekara (J. Stankowski) . . . . .	463

## CONTENTS

M. Mięrowicz, J. Janik — Macro- and microdynamic effects in liquid crystals (On occasion of the centenary of the discovery of liquid crystals) . . . . .	383
MISCELLANEA	
Z. Pogoda, L. M. Sokołowski — Does mathematics single out some value of the space dimension? . . . . .	407
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
W. L. Ginzburg — L. D. Landau: some remarks on his attitude towards physics and physicists . . . . .	435
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	445
REVIEWS . . . . .	453
CHRONICLE . . . . .	457
LETTER TO THE EDITOR	
Arkadiusz Henryk Piekara (J. Stankowski) . . . . .	463