PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 33
ZESZYT 3
1982

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesi

Prof. dr EWA SKRZYPCZAK
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr WŁODZIMIERZ ZYCH

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

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

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

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

ADRES ZARZĄDU
00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 33, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1982

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji — Marek Szczekowski, Barbara Wojtowicz

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

Korespondenci Oddziałów PTF

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

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

Nakład 2061+89 egz. Ark. wyd. 8, Ark. druk. $6^{12}/_{16}+4$ wkl. Papier piśmienny kl. III. 70×100, 75 g. Oddano do składania w grudniu 1981. Podpisano do druku w sierpniu 1982. Druk ukończono we wrześniu 1982. Zam. 197/82. Cena zł 40.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Romualda Pfranger, Danuta Płusa, Stefan Szymura, Bolesław Wysłocki

Instytut Fizyki
Politechnika Częstochowska
Częstochowa

Struktury i własności magnetyczne związków metali ziem rzadkich z żelazem*

Structures and Magnetic Properties of Rare Earth Iron Compounds

Abstract: Crystal structure and preparation methods of rare-earth with iron compounds are described. Magnetic properties of the compounds, with particular attention paid to anisotropy, magnetostriction and domain structures, are reviewed. Data concerning crystal lattice constants, Curie points, magnetic moments as well as anisotropy and magnetostriction constants are listed.

1. Wstęp

W ostatnich latach obserwuje się intensywny rozwój badań materiałów magnetycznych otrzymywanych ze związków metali ziem rzadkich (R) z metalami (T) grupy przejściowej $3d$ (Fe, Ni, Co). Wzrost zainteresowań własnościami magnetycznymi związków R–T został zapoczątkowany w latach 1968—1969 po otrzymaniu przez Buschowa i innych [1—5] magnesów ze sproszkowanych, a następnie prasowanych stopów samaru z kobaltem $SmCo_5$. Stopy te posiadały nie spotykane dotychczas wartości $(B\cdot H)_{max}$ (18,5 MGs·Oe) oraz bardzo duże wartości koercji (8400 Oe). Dalsze prace [6—14] potwierdziły możliwość otrzymania na bazie związków metali ziem rzadkich z metalami przejściowymi grupy $3d$ materiałów magnetycznych o interesujących własnościach magnetycznych.

Związki R–Ni mają bardzo niskie temperatury Curie (wszystkie dużo niższe od temperatury pokojowej) i jak dotychczas nie znalazły większego praktycznego zastosowania [15—19].

Związki R–Co mają wysokie temperatury Curie (niektóre powyżej 1200 K), a przy tym niejednokrotnie posiadają wysokie wartości H_c i $(B\cdot H)_{max}$. Własności magnetyczne tej grupy materiałów były przedmiotem badań wielu autorów i zostały stosunkowo dobrze poznane i opisane w licznych pracach [7,13—16, 20—24].

Związki R–Fe mają interesujące własności magnetyczne szczególnie w tym przypadku, gdy R jest ciężkim metalem ziemi rzadkiej takim jak: Gd, Tb, Dy, Ho, Er lub Tm. Me-

* Praca finansowana w 1977 roku przez Instytut Fizyki PAN w Warszawie w ramach Programu PR-3.

tale te tworzą z żelazem cztery typy związków: RFe_2, RFe_3, R_6Fe_{23} oraz R_2Fe_{17} [12—16]. Charakteryzują się one wysokimi temperaturami Curie (rzędu kilkuset kelwinów), których wartość zależy od zawartości procentowej składników i od liczby atomowej pierwiastka ziemi rzadkiej. Najwyższe temperatury mają związki gadolinu, a najniższe związki erbu z żelazem.

Stosunkowo najlepiej zbadano własności magnetyczne związków RFe_2, które wyróżniają się bardzo wysoką magnetostrykcją (rzędu 10^{-3}) oraz dużą wartością anizotropii magnetycznej (w temperaturze pokojowej rzędu 10^6 J/m^3) [15, 16, 19, 25, 26]. Dla tej grupy związków wyznaczono typy struktur krystalicznych, stałe sieci oraz sporządzono wykresy fazowe [12—16, 19, 32—38]. Jak dotychczas jednak, własności magnetyczne tych związków nie zostały w pełni zbadane. W wielu przypadkach obserwowane własności magnetyczne nie znajdują jednoznacznego wytłumaczenia na gruncie istniejących obecnie teorii.

Z tego względu, że związki R–Fe znajdują coraz szersze zastosowanie w wielu dziedzinach techniki [13, 21] takich jak elektronika, kriogenika oraz w magnetycznych układach pamięciowych, uznano za celowe dokonanie analizy dotychczas przeprowadzonych badań doświadczalnych.

W artykule tym omówiono najczęściej stosowane metody otrzymywania związków metali ziem rzadkich z żelazem, ich struktury krystaliczne, własności magnetyczne, a w szczególności anizotropię i magnetostrykcję oraz strukturę domenową.

2. Struktura elektronowa metali ziem rzadkich

Metale ziem rzadkich zajmują miejsca od 57 do 71 w trzeciej grupie układu okresowego pierwiastków. Mają one podobne własności fizyczne i chemiczne, co spowodowane jest m. in. budową zewnętrznych powłok elektronowych [27, 28]. Strukturę elektronową izolowanych atomów metali ziem rzadkich można zapisać ogólnym wzorem:

$$4f^{0-14}5s^25p^65d^{0-1}6s^2.$$

Powłoki K, L, M są całkowicie wypełnione elektronami, podpowłoki $5s$ i $5p$, a także $6s$ wszystkich pierwiastków metali ziem rzadkich mają taką samą liczbę elektronów, natomiast w podpowłoce $5d$ mają jeden lub zero elektronów. Zewnętrzne powłoki elektronowe charakteryzują się więc bardzo podobną budową, natomiast duże różnice w liczbie elektronów występują w podpowłoce $4f$. Pierwszy z metali ziem rzadkich lantan (La) nie ma elektronów na podpowłoce $4f$. Następnie ze wzrostem liczby atomowej pierwiastka, elektrony wypełniają tę podpowłokę kolejno. Tak więc cer (Ce) ma dwa, praezodym (Pr) trzy i tak dalej do iterbu (Yb) i lutetu (Lu), które mają w podpowłoce $4f$ komplet 14 elektronów [12, 13, 27, 28]. Metale ziem rzadkich o niezapełnionej podpowłoce $4f$, mają w tej podpowłoce nieskompensowane momenty magnetyczne.

Elektrony podpowłoki $4f$, silnie ekranowane elektronami z dalszych powłok, nie mogą brać bezpośredniego udziału w wiązaniach chemicznych. Jony metali ziem rzadkich są przeważnie trójwartościowe w związkach chemicznych, co tłumaczy się przejściem jednego elektronu z podpowłoki $4f$ do $5d$ [12]. Ponieważ elektrony podpowłoki $4f$ są silnie związane z jądrem atomowym, średni promień podpowłoki $4f$ jest mniejszy około 10 razy od

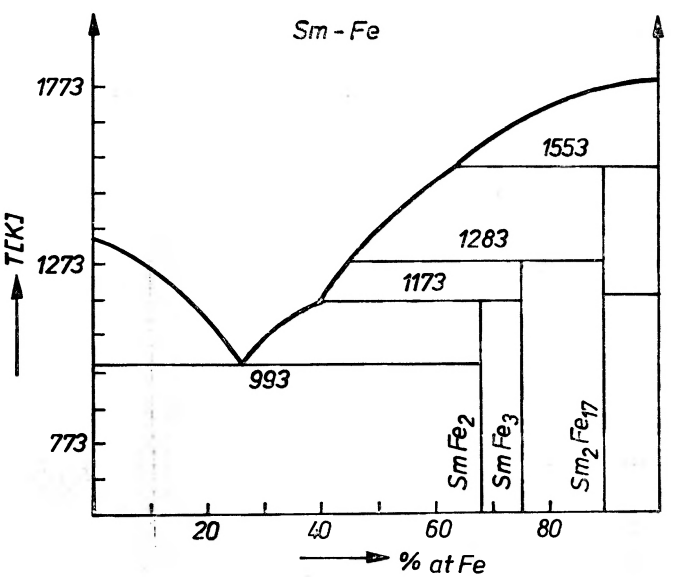
odległości międzyatomowej [15, 16]. Pomimo tego stwierdzono, że między jonami ziem rzadkich występują względnie silne oddziaływania magnetyczne, które odbywają się drogą pośredniego oddziaływania wymiany za pośrednictwem elektronów przewodnictwa. Takie oddziaływanie ma często oscylacyjny charakter i jest oddziaływaniem dalekiego zasięgu, a zatem może spowodować powstawanie różnorodnych magnetycznych struktur spinowych, co obserwuje się szczególnie w ciężkich metalach ziem rzadkich od gadolinu do lutetu. Teorię tych zjawisk opracowali Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida [29—31] (tzw. oddziaływanie RKKY).

Większość metali ziem rzadkich w temperaturach pokojowych jest paramagnetykami, gadolin jest ferromagnetykiem, natomiast ciężkie metale ziem rzadkich są ferromagnetykami w niskich temperaturach, a w temperaturach pokojowych paramagnetykami [13, 15]. Przejście ze stanu ferromagnetycznego do stanu paramagnetycznego odbywa się przez fazę antyferromagnetyczną [15].

3. Struktury związków metali ziem rzadkich z żelazem

3.1. Wykresy fazowe

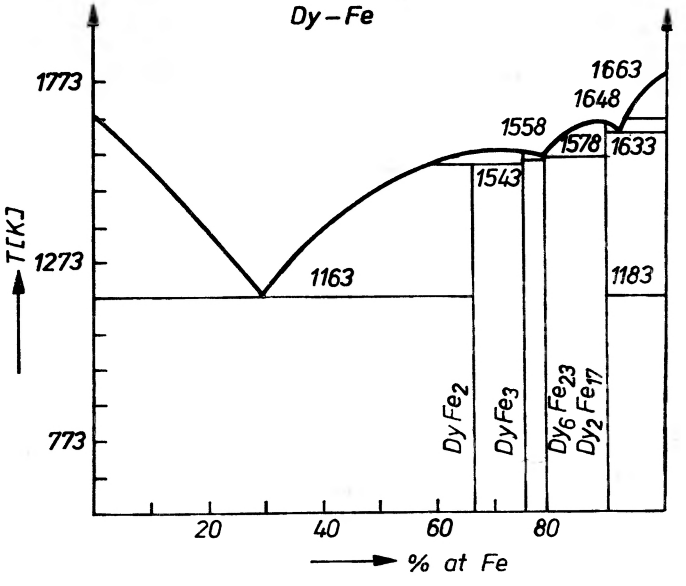
Dla wszystkich układów R–Fe za wyjątkiem układu iterb-żelazo opracowano wykresy fazowe [12, 13, 31—38]. Jak wynika z wykresu fazowego układu La–Fe, lantan nie tworzy związków z żelazem, a jedynie dla składu 95% La+5% Fe posiada punkt eutektyczny [12]. Cer, prazeodym i neodym tworzą z żelazem po dwa związki typu RFe_2 i R_2Fe_{17} [12, 13, 32], które powstają wyłącznie w procesie reakcji perytektycznych [1]. Samar tworzy



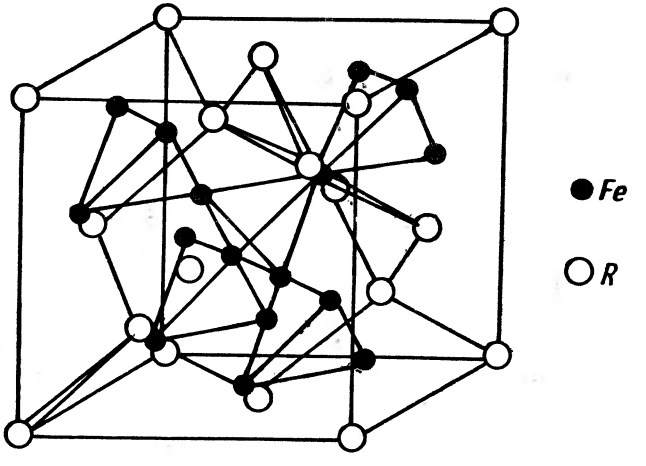
Rys. 1. Wykres fazowy układu Sm–Fe [33]

[1] Reakcja perytektyczna występuje w dwuskładnikowym układzie równowagi, w której faza ciekła najuboższa w składnik wysokotopliwy reaguje w stałej temperaturze zwanej perytektyczną z fazą najbogatszą w składnik wysokotopliwy dając fazę o składzie pośrednim tzw. perytektycznym [39].

z żelazem trzy związki: $SmFe_2$, $SmFe_3$, i $SmFe_{17}$, które jak wynika z diagramu fazowego przedstawionego na rys. 1 tworzą się także perytektycznie [33]. Wszystkie metale ziem rzadkich od gadolinu do lutetu tworzą z żelazem cztery typy związków: RFe_2, RFe_3, R_6Fe_{23}, R_2Fe_{17} [12—14, 34—38]. Przykładowo dla tej grupy przedstawiono diagram fazowy Dy–Fe na rys. 2.



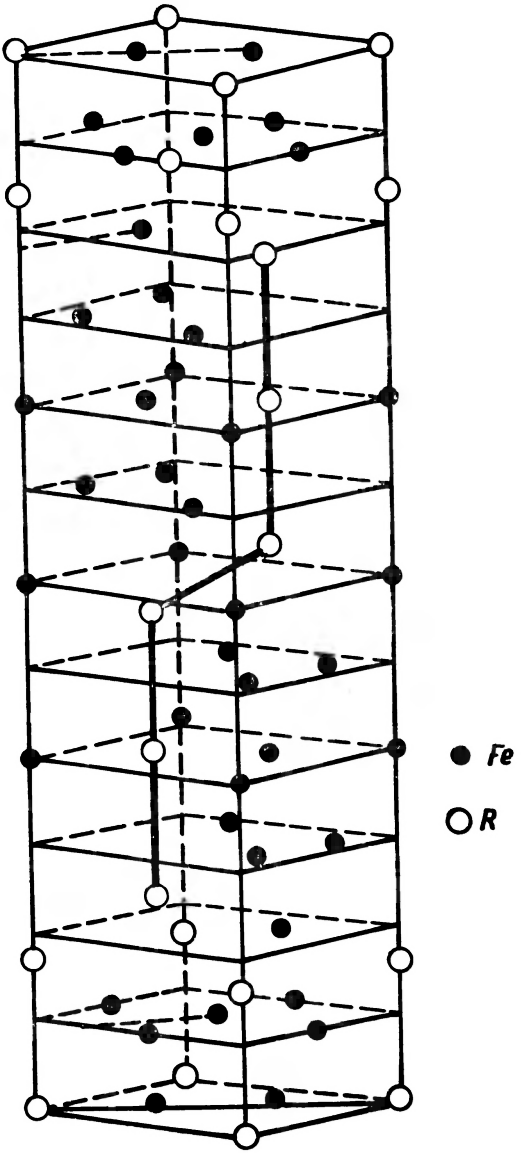
Rys. 2. Wykres fazowy układu Dy–Fe [35]



Rys. 3. Struktura krystaliczna związku RFe_2 [16]

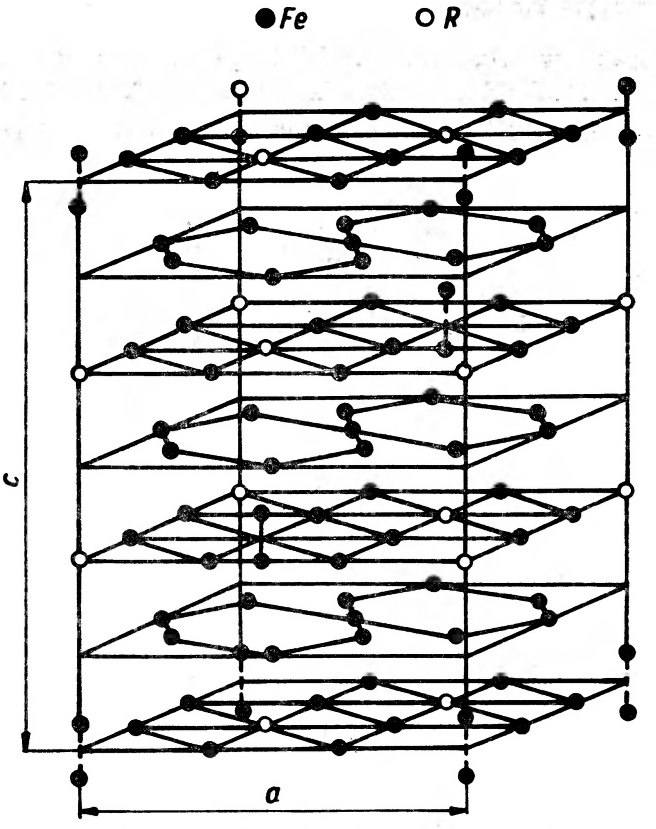
3.2. Struktury związków R–Fe

Związek najbogatszy w metal ziemi rzadkiej RFe_2 tworzą wszystkie metale ziem rzadkich od ceru do lutetu. Związki te podobnie jak wszystkie RT_2 [11—16, 19, 32—42] mają strukturę kubiczną typu $MgCu_2$, tzw. fazę Lavesa [2]. Strukturę taką przedstawiono na

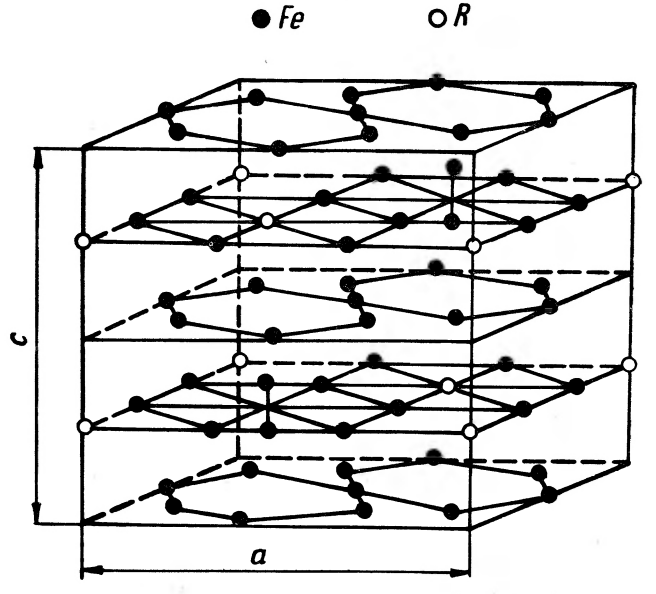


Rys. 4. Struktura krystaliczna związku RFe_3 [44]

[2] Fazami Lavesa nazywamy grupę faz metalicznych, którym przypisuje się wzór stechiometryczny AB_2, gdzie A oznacza większy, B mniejszy atom. Teoretyczny stosunek promieni atomowych składników $r_A/r_B = 1{,}225$, a rzeczywisty zawarty jest w granicach 1,06—1,38 [39].



Rys. 5. Struktura krystaliczna związku R_2Fe_{17} odmiana romboedryczna [12]



Rys. 6. Struktura krystaliczna związku R_2Fe_{17} odmiana heksagonalna [12]

Tabela 1. Typy związków metali ziem rzadkich z żelazem oraz ich stałe sieci (Å)

	La	Ce [32]	Pr [19]	Nd [19]	Pm	Sm [33]	Eu	Gd [19]	Tb [34]	Dy [35]	Ho [36]	Er [38]	Tm [19]	Yb [19]	Lu [19]	
RFe_2	nie tworzy związków z żelazem	$a = 7{,}304$			pierwiastek promieniotwórczy	$a = 7{,}417$	pierwiastek promieniotwórczy	$a = 7{,}376$	$a = 5{,}1896$ $c = 12{,}8214$	$a = 7{,}325$	$a = 7{,}305$	$a = 7{,}283$	$a = 7{,}247$		$a = 7{,}222$	Struktura kubiczna typu $MgCu_2$, struktura romboedryczna typu zaburzonego $MgCu_2$
RFe_3		nie tworzy	nie tworzy	nie tworzy		$a = 5{,}178$ $c = 24{,}910$		$a = 5{,}166$ $c = 24{,}76$	$a = 5{,}166$ $c = 24{,}76$	$a = 5{,}116$ $c = 24{,}55$	$a = 5{,}084$ $c = 24{,}45$	$a = 5{,}086$ $c = 24{,}46$	$a = 5{,}077$ $c = 24{,}43$			Struktura romboedryczna typu $PuNi_3$
R_6Fe_{23}		nie tworzy	nie tworzy	nie tworzy		nie tworzy		$a = 12{,}134$	$a = 12{,}085$	$a = 12{,}062$	$a = 12{,}032$	$a = 12{,}005$	$a = 11{,}972$	$a = 8{,}414$	$a = 11{,}933$	Struktura kubiczna typu Th_6Mn_{23}
R_2Fe_{17}		$a = 8{,}490$ $c = 12{,}416$ $a = 8{,}490$ $c = 8{,}281$	$a = 8{,}585$ $c = 12{,}463$	$a = 8{,}578$ $c = 12{,}462$		$a = 8{,}570$ $c = 12{,}440$		$a = 8{,}538$ $b = 12{,}431$	$a = 8{,}504$ $c = 12{,}413$ $a = 8{,}472$ $c = 8.321$	$a = 8{,}453$ $c = 8{,}287$	$a = 8{,}438$ $c = 8{,}310$	$a = 8{,}430$ $c = 8{,}279$	$a = 8{,}406$ $c = 8{,}291$	$a = 8{,}393$ $c = 8{,}252$	$a = 8{,}401$ $c = 8{,}272$	Od Pr do Gd, Ce_2Fe_{17} i wzbogacony Tb struktura romboedryczna typu Th_2Zn_{17} Od Dy do Lu, Ce_2Fe_{17} i wzbogacony Fe struktura heksagonalna typu Th_2Ni_{17}

rys. 3. Na podstawie dyfrakcji rentgenowskiej stwierdzono, że jedynie związek terbu z żelazem $TbFe_2$ ma romboedrycznie nieznacznie (~0,4°) zniekształconą fazę Lavesa [34]. Powodem tego zniekształcenia jest bardzo duża magnetostrykcja w kierunku [111] obserwowana w $TbFe_2$ w temperaturze pokojowej. Ze wzrostem liczby atomowej pierwiastka ziemi rzadkiej, stosunek promieni atomowych r_R/r_{Fe} zbliża się do wartości 1,225 odpowiadającej idealnemu stosunkowi promieni atomowych w fazach Lavesa [34]. Powoduje to wzrost stabilności fazy związków RFe_2.

Wszystkie metale ziem rzadkich od samaru do lutetu tworzą z żelazem związki typu RFe_3 [6,11—16, 43—45]. Mają one strukturę romboedryczną typu $PuNi_3$ (rys. 4).

Związki R_6Fe_{23} tworzą wszystkie metale ziem rzadkich od gadolinu do lutetu [12—16, 34—38]. Mają one strukturę kubiczną typu Th_6Mn_{23}. Jest to struktura bardzo złożona, ponieważ w jednej komórce elementarnej znajdują się 103 atomy.

Związki R_2Fe_{17} od prazeodymu do gadolinu mają strukturę romboedryczną typu Th_2Zn_{17}, a od dysprozu do lutetu heksagonalną typu Th_2Ni_{17} [13, 14, 32—38, 46]. W przypadku Ce_2Fe_{17} stwierdzono występowanie obydwu typów struktur zależnie od zastosowanej obróbki cieplnej [32]. Również dla Tb_2Fe_{17} stwierdzono występowanie obydwu typów struktur [34]. W związkach terbu wzbogaconych w żelazo obserwowano strukturę typu Th_2Ni_{17} niezależnie od temperatury i czasu wygrzewania. Dla próbek wzbogaconych w terb i gwałtownie ochłodzonych do temperatury pokojowej otrzymano mieszaninę obydwóch struktur, która przechodziła w czystą strukturę romboedryczną Th_2Zn_{17} po 8 godzinach wygrzewania w temperaturze 1473 K. Typy struktur związków R_2Fe_{17} przedstawiono na rys. 5 i 6.

Wszystkie dotychczas poznane własności strukturalne związków R–Fe zostały zebrane w tabeli 1. Oprócz typów struktur podano także stałe sieci.

4. Otrzymywanie związków metali ziem rzadkich z żelazem

Otrzymywanie związków metali ziem rzadkich z żelazem jest trudne m. in. z tego powodu, że mają one dość wysokie temperatury topnienia, a przy tym tworzą się najczęściej w procesie reakcji perytektycznych [13—16, 32—38, 47]. Temperatury topnienia związków R–Fe podano w tabeli 2.

Związki metali ziem rzadkich z żelazem najczęściej otrzymuje się przez topienie łukowe składników w atmosferze gazu obojętnego [32—38, 47]. Ze względu na możliwość reakcji chemicznych stopionych pierwiastków lub ich związków z materiałami tygla należy dobierać odpowiednie materiały na tygle, a ponadto stosować odpowiednie zabezpieczenia (np. tygle chłodzone wodą).

Ze względu na to, że większość związków R–Fe tworzy się perytektycznie otrzymywanie próbek jednofazowych jest trudne. Jedynie długotrwałe wygrzewanie (najczęściej 4-tygodniowe [33, 37]) przeprowadzone w zamkniętych kapsułach kwarcowych, pod zmniejszonym ciśnieniem gazu obojętnego, w temperaturach bliskich temperaturom topnienia, może spowodować uzyskanie jednofazowych związków.

Tabela 2. Temperatury Curie (T_c), temperatury kompensacji (T_k) i temperatury topnienia (T_t) dla związków metali ziem rzadkich z żelazem

	Ce	Pr	Nd	Sm	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Lu
	$CeFe_2$	$PrFe_2$	$NdFe_2$	$SmFe_2$	$GdFe_2$	$TbFe_2$	$DyFe_2$	$HoFe_2$	$ErFe_2$	$TmFe_2$	$LuFe_2$
T_c [K]	230 [32]			675 [33]	785 [16]	695 [55]	635 [35]	597 [55]	590 [38]	560 [55]	596 [19]
T_k [K]									485 [38]		
T_t [K]	1183 [32]		1403 [13]	1173 [33]	1353 [13]	1460 [34]	1543 [35]	1558 [36]	1573 [37]	1573 [13]	1618 [13]
				$SmFe_3$	$GdFe_3$	$TbFe_3$	$DyFe_3$	$HoFe_3$	$ErFe_3$	$TmFe_3$	$LuFe_3$
T_c [K]				650 [33]	725 [6]	655 [16]	605 [35]	575 [6]	555 [38]	535 [11]	
T_k [K]					615 [6]	595 [16]	545 [35]	395 [6]	250 [38]		
T_t [K]				1283 [33]	1433 [13]	1485 [34]	1558 [35]	1566 [36]	1548 [37]	1553 [13]	1583 [13]
					Gd_6Fe_{23}	Tb_6Fe_{23}	Dy_6Fe_{23}	Ho_6Fe_{23}	Er_6Fe_{23}	Tm_6Fe_{23}	Lu_6Fe_{23}
T_c [K]					659 [16]	574 [16]	545 [35]	573 [11]	495 [38]	449 [11]	481 [19]
T_k [K]							265 [35]		120 [38]		
T_t [K]					1553 [13]	1549 [34]	1578 [35]	1605 [36]	1531 [37]	1543 [13]	1548 [13]
	Ce_2Fe_{17}	Pr_2Fe_{17}	Nd_2Fe_{17}	Sm_2Fe_{17}	Gd_2Fe_{17}	Tb_2Fe_{17}	Dy_2Fe_{17}	Ho_2Fe_{17}	Er_2Fe_{17}	Tm_2Fe_{17}	Lu_2Fe_{17}
T_c [K]	270 [32]	282 [11]	326 [50]	385 [33]	466 [16]	408 [16]	380 [35]	325 [11]	310 [38]	304 [11]	268 [19]
T_t [K]	1343 [32]	1378 [12]	1468 [13]	1553 [33]	1608 [13]	1585 [34]	1633 [35]	1616 [36]	1568 [37]	1573 [13]	1593 [13]

5. Własności magnetyczne związków metali ziem rzadkich z żelazem

5.1. Oddziaływanie wymienne w związkach R–T

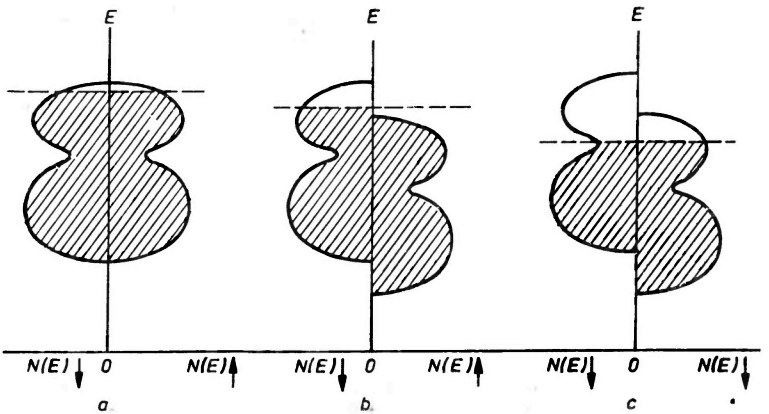
Metale ziem rzadkich posiadają nieskompensowane momenty magnetyczne związane ze spinowym momentem pędu w silnie ekranowanej podpowłoce 4*f*. Żelazo, kobalt i nikiel znajdują się w VIII grupie układu okresowego pierwiastków, a ich własności magnetyczne są uwarunkowane m. in. występowaniem nieskompensowanych momentów magnetycznych związanych ze spinem w podpowłoce 3*d*. W tych pierwiastkach podpowłoka 3*d* nie jest ekranowana warstwami elektronów leżącymi dalej od jądra atomowego. Badania związków metali ziem rzadkich z żelazem i innymi metalami grupy przejściowej 3*d* pozwalają analizować oddziaływanie różnych pod względem magnetycznym rodzajów atomów.

Struktura magnetyczna związków R–T składa się z dwóch podsieci magnetycznych. Jedną z nich tworzą jony metalu ziemi rzadkiej (podsieć R) drugą — jony metalu 3*d* (podsieć T) [6,11—16,35, 38, 43]. Uporządkowanie magnetyczne wewnątrz każdej podsieci i między nimi zależy od trzech rodzajów oddziaływań wymiennych: R–R, R–T, T–T. [6,14—16,19]. Natura tych oddziaływań nie jest jeszcze w pełni poznana. Najsłabsze w tej grupie jest oddziaływanie R–R [6,14—15,43].

Ze względu na silną lokalizację spinowych momentów magnetycznych podpowłoki 4*f* w jonach R oddziaływanie wymiany jest pośrednim oddziaływaniem zachodzącym za pośrednictwem elektronów przewodnictwa (oddziaływaniem RKKY) [29—31]. Każdy zlokalizowany moment magnetyczny związany ze spinem elektronów podpowłoki 4*f* wywołuje polaryzację momentów magnetycznych spinów elektronów przewodnictwa. Tak więc momenty magnetyczne elektronów podpowłoki 4*f* sieci krystalicznej „odczuwają" tę polaryzację ustawiając się odpowiednio względem siebie. Polaryzacja posiada oscylacyjny charakter, a jej bezwzględna wartość zmniejsza się ze wzrostem odległości [19, 48]. Te własności powodują, że sprzężenie między momentami R–R może mieć zgodne bądź przeciwne zwroty.

Najsilniejszym oddziaływaniem wymiany jest oddziaływanie T–T pomiędzy momentami magnetycznymi jonów metali 3*d*. Przyjmuje się, że jest ono prostym oddziaływaniem wymiany występującym w czystych metalach grupy przejściowej. Funkcje falowe elektronów podpowłoki 3*d* silnie przekrywają się: możliwy jest więc ruch elektronów podpowłoki 3*d* przez całą sieć krystaliczną, podobnie do elektronów przewodnictwa (tzw. model wędrownych elektronów). Moment magnetyczny metalu T związany jest z rozszczepieniem pasma *d* na dwa podpasma ze spinami skierowanymi w dół oraz w górę. Silne oddziaływanie wymienne między elektronami podpowłoki 3*d* może wytworzyć stan, w którym liczba spinów skierowanych w górę i dół jest różna (rys. 7a, b, c). Konsekwencją tego będzie powstanie wypadkowego momentu magnetycznego, którego wartość zależy od położenia poziomu Fermiego, wielkości siły wymiany i kształtu pasma 3*d* [19, 48].

Oddziaływanie wymienne pomiędzy momentami magnetycznymi R–T jest pośrednie między omawianymi wyżej oddziaływaniami R–R i R–T. Oddziaływanie wymiany między zlokalizowanymi elektronami 4*f* i niezlokalizowanymi elektronami 3*d* odbywa się głównie za pośrednictwem elektronów przewodnictwa (oddziaływanie RKKY) [29—31]. Oddziaływanie R–T prowadzi do antyrównoległego ustawienia momentów magnetycznych podsieci R i T, jeżeli R jest ciężkim pierwiastkiem ziemi rzadkiej. Z reguły Hunda wynika,



Rys. 7. Zależność gęstości stanów elektronów $3d$ ze spinami skierowanymi w górę $N(E)\uparrow$ i w dół $\downarrow N(E)$ od energii E dla różnych R–T: a) dla R–T nie posiadających momentu magnetycznego (np. YCo_2, $LaNi_5$), b) dla R–Co, c) dla R–Fe. Linią przerywaną zaznaczono poziom Fermiego [48]

że dla lekkich metali ziem rzadkich, o podpowłokach $4f$ zapełnionych mniej niż w połowie, wypadkowy moment magnetyczny J jonu R^{+3} równy jest różnicy momentu orbitalnego L i spinowego S: tzn. $J = L - S$. Natomiast dla jonów ciężkich metali ziem rzadkich, mających podpowłoki $4f$ zapełnione więcej niż do połowy, $J = L + S$. Dla związków R–T z lekkim metalem ziemi rzadkiej, wypadkowe momenty magnetyczne podsieci R i podsieci T mają zgodne zwroty, a wzajemne uporządkowanie jest ferromagnetyczne. Natomiast dla związków R–T z ciężkim metalem R momenty magnetyczne obydwu podsieci są antyrównoległe, a uporządkowanie jest ferrimagnetyczne. W większości związków R–T należy uwzględnić wszystkie trzy typy oddziaływań. O ich udziale, a także o udziale każdego z nich w oddziaływaniu wypadkowym można wnioskować m. in. na podstawie temperatur Curie tych związków (tabela 2). Według teorii RKKY dla pośrednich oddziaływań wymiany temperatura Curie T_c zależy liniowo od tzw. funkcji de Gennesa.
Na przykład dla R_2Fe_{17}, RFe_2 i temu podobnych związków

$$T_c = A + \alpha G, \tag{1}$$

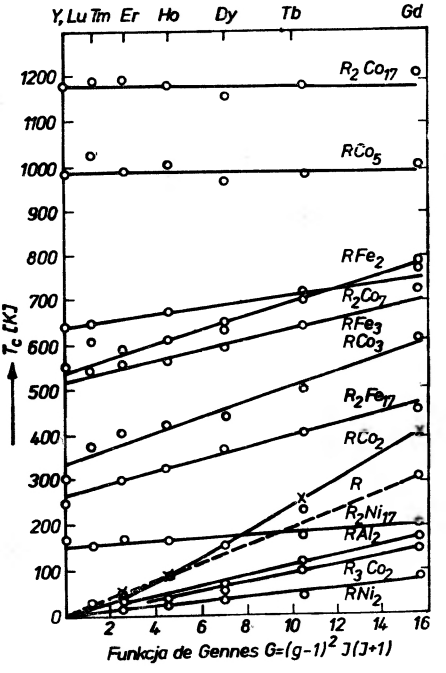
gdzie A i α są stałymi wartościami, G jest funkcją de Gennesa

$$G = (g-1)^2 J(J+1),$$

J jest całkowitym momentem pędu elektronu, g — czynnik Landégo.

Większość związków R–T spełnia równanie (1), zwłaszcza gdy R jest ciężkim pierwiastkiem ziemi rzadkiej [16]. Zmiany temperatur Curie T_c w zależności od funkcji de Gennesa różnych R–T przedstawiono na rys. 8. Z przedstawionej zależności wynika, że dla związków o dużej koncentracji ziemi rzadkiej RNi_2, RCo_2 itp., oraz dla czystych metali ziem rzadkich (linia przerywana) dla wartości $G = 0$ (wartość $G = 0$ posiada niemagnetyczny itr), $T_c = 0$, co świadczy o występowaniu w tych związkach pośrednich oddziaływań wymiennych R–R oraz braku oddziaływań T–T.

Dla związków R–Fe oraz R–Co z dużą koncentracją metalu T zależność $T_c = f(G)$ jest również liniowa, lecz dla $G = 0$, $T_c \neq 0$, co świadczy o występowaniu w tych związkach



Rys. 8. Zależność temperatur Curie T_c od funkcji de Gennesa G dla różnych R–T [21]

oddziaływań wymiany T–T. Zależność T_c od rodzaju ziemi rzadkiej (tabela 2) świadczy również o występowaniu w tych związkach pośredniego oddziaływania R–T.

Temperatury Curie związków R–Co tym słabiej zależą od rodzaju pierwiastka R im większa jest koncentracja Co. Np. dla RCo_5 i R_2Co_{17}. T_c jest prawie stała i bliska temperatury Curie dla czystego kobaltu (~ 1400 K). Świadczy to o tym, że w związkach o dużej zawartości kobaltu dominuje oddziaływanie wymienne T–T [21]. Z zależności temperatury Curie T_c i momentu magnetycznego przypadającego na atom metalu 3*d*, od składu związków R–Co, R–Ni, R–Fe wynika, że obniżenie T_c obserwowane dla malejącego składu procentowego atomu metalu grupy 3*d* w związkach R–Co i R–Ni jest wynikiem zmniejszającego się momentu magnetycznego elektronów podpowłoki 3*d*.

W związkach R–Fe jednakże, zmniejszeniu momentu magnetycznego Fe towarzyszy wzrost temperatury uporządkowania. Fakt ten nie jest jeszcze dobrze wyjaśniony [19]. W związkach R–Ni i R–Co momenty magnetyczne metalu grupy 3*d* powodują niezapełnienie tylko jednej podpowłoki 3*d* (rys. 7b), podczas gdy w związkach z Fe obydwie podpowłoki 3*d* są niezapełnione (rys. 7c). Jeżeli przyjmie się, że poziomy Fermiego dla związków R–Co i R–Fe leżą tak jak to przedstawiono kolejno na rys. 7b oraz 7c, to wzrost koncentracji metalu grupy 3*d* będzie powodował obniżenie momentu magnetycznego elektronów podpowłoki 3*d* dla związków R–Co i jego wzrost dla R–Fe. Potwierdzeniem tak przyjętego modelu mogą być w pewnym stopniu wyniki badań Piercy i Taylora [49] pseudobinarnego związku $Dy_xY_{1-x}Fe_2$, z których wynika, że dla x od 0,3 do 1 moment magnetyczny przypadający na atom Fe nie zmienia się, mimo zmiany koncentracji dysprozu. Ta niezmienna wartość momentu magnetycznego Fe w obszarze niskich koncentracji

dysprozu może świadczyć o istnieniu minimum na krzywej gęstości stanów, w którym znajduje się poziom Fermiego. Ze wzrostem koncentracji dysprozu rośnie temperatura Curie co świadczy o wzroście energii wymiany. Powoduje to takie przesunięcie poziomu Fermiego, że moment magnetyczny atomu Fe wzrasta (rys. 7c). Dalszej informacji o naturze oddziaływań 3d dostarczają badania wpływu ciśnienia zewnętrznego na temperaturę Curie [19, 48, 50—51]. Wartości dT_c/dp dla związków R–T są dość duże (dT_c/dp = 5 K/kbar dla $ThCo_5$) [48], i o rząd wielkości większe od wartości dT_c/dp dla związków, w których oddziaływanie wymiany zachodzi pomiędzy momentami magnetycznymi podpowłoki $4f$ (dT_c/dp = 0,7 K/kbar) dla $GdAl_2$ [48].

Zależność dT_c/dp od temperatury Curie dobrze opisuje równanie

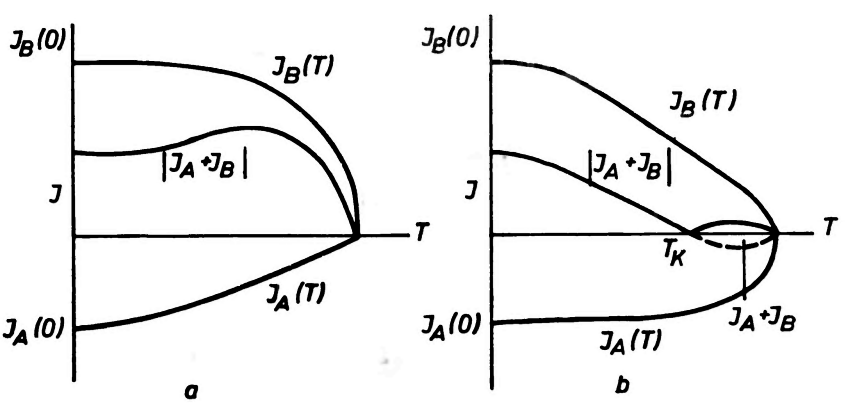
$$\frac{dT_c}{dp} = a\,T_c - \frac{b}{T_c} \tag{2}$$

wyprowadzone w oparciu o model wędrujących elektronów [50]. W równaniu tym a, b są stałymi zależnymi od siły odpychania kulombowskiego elektronów w podpowłokach $3d$, kształtu podpowłoki $3d$ i położenia poziomu Fermiego [19, 50].

Ze wzoru (2) wynika, że dodatnie wartości dT_c/dp wystąpią dla dużych T_c. Mniejsze natomiast wartości T_c powodują wzrost drugiego członu i dlatego dT_c/dp będzie ujemne.

Nie wszystkie własności związków R–T można wyjaśnić w oparciu o model wędrujących elektronów. Wyniki badań wykorzystujące efekt Mössbauera czy jądrowego rezonansu magnetycznego (NMR) świadczą raczej o zlokalizowanym charakterze momentu magnetycznego elektronów $3d$. Buschow [6] i Burzo [53] próbują wyjaśnić własności związków R–T za pomocą modelu Friedela [52] będącego połączeniem własności wędrujących i zlokalizowanych elektronów $3d$.

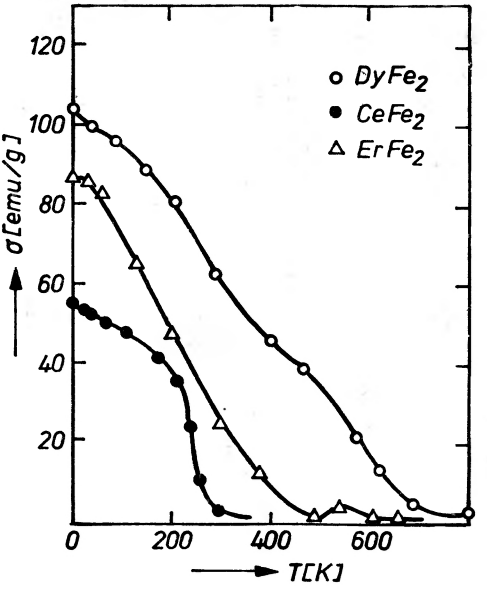
Związki ciężkich metali ziem rzadkich z żelazem są ferrimagnetykami [14, 19, 35, 38, 43]. W ferrimagnetykach podsieci magnetyczne mają antyrównoległe uporządkowanie i namagnesowanie każdej podsieci w różny sposób zależy od temperatury (rys. 9). Ponieważ wypadkowe namagnesowanie jest różnicą namagnesowań obydwóch podsieci



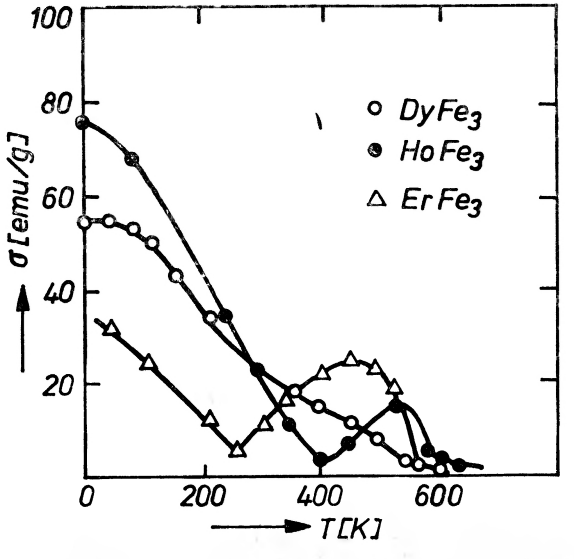
Rys. 9. Zależność namagnesowania I od temperatury T: I_A namagnesowanie podsieci A, I_B namagnesowanie podsieci B, I_A+I_B; namagnesowanie wypadkowe: a) dla ferrimagnetyka nie posiadającego punktu kompensacji T_k, b) dla ferrimagnetyka posiadającego punkt kompensacji T_k [27]

magnetycznych przebieg zależności $I = f(T)$ może wykazywać punkt kompensacji, tj. punkt, w którym wypadkowy moment magnetyczny równy jest zero (rys. 9b) [27].

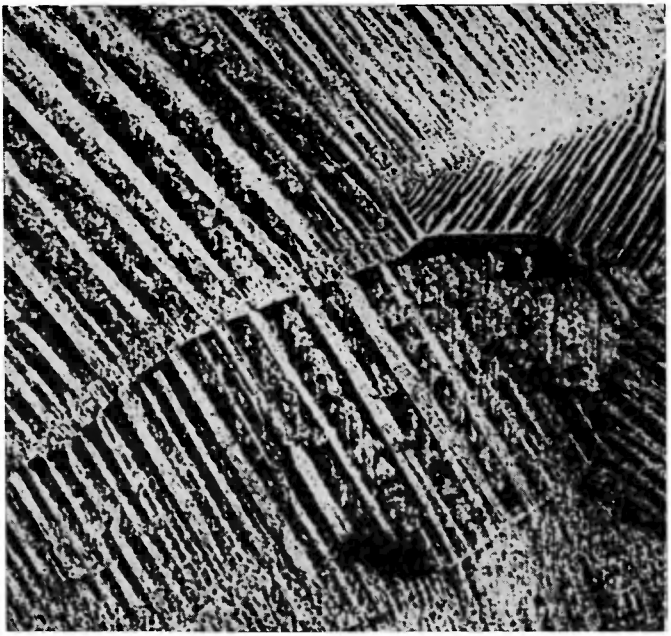
Przykłady zależności namagnesowania od temperatury dla różnych związków R–Fe przedstawiają rys. 10—13. Punkty kompensacji na tych wykresach widoczne są albo jako wyraźne minimum (rys. 11), albo tylko jako punkty przegięcia (rys. 10). Temperatury kompensacji dla związków R–Fe podano w tabeli 2.



Rys. 10. Zależności magnesowania od temperatury dla związków: ● — $CeFe_2$ w polu $H = 6$ kOe [32]; ○ — $DyFe_2$ w polu $H = 9$ kOe [35]; △ — $ErFe_2$ w polu $H = 10$ kOe [38]

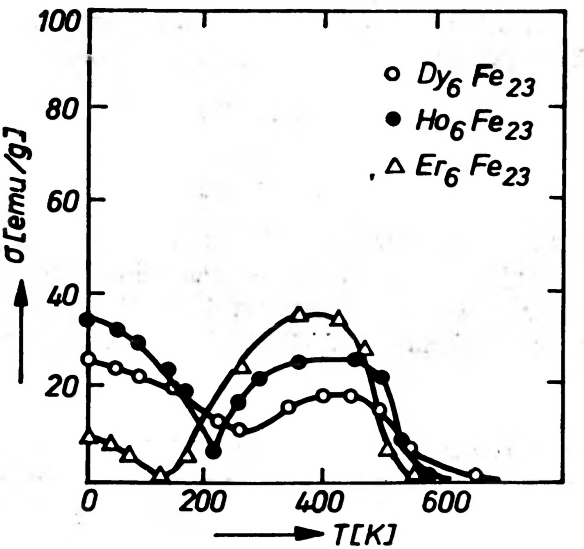


Rys. 11. Zależności magnesowania od temperatury dla: ○ — $DyFe_3$ w polu $H = 9$ kOe [35]; ● — $HoFe_3$ w polu $H = 11$ kOe [42]; △ — $ErFe_3$ w polu $H = 11{,}2$ kOe [38]

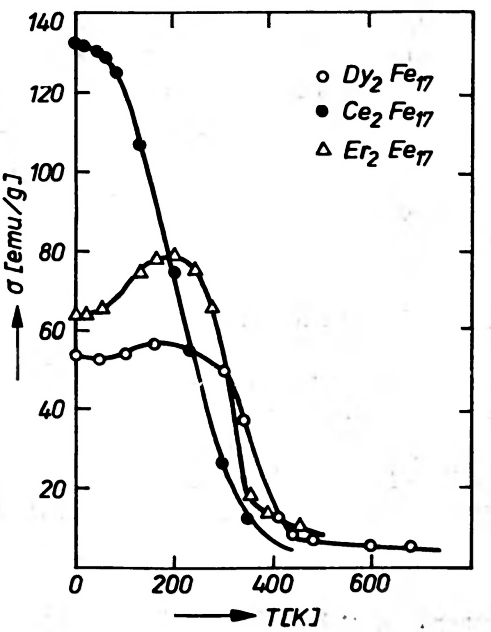


Rys. 14. Struktura domenowa związku Dy_2Fe_{17} na powierzchni równoległej do kierunku magnetycznie wyróżnionego [63] (pow. 220×).

Występowanie dwóch antyrównoległych podsieci magnetycznych w związkach ciężkich metali ziem rzadkich z metalami grupy 3*d* zostało potwierdzone doświadczalnie poprzez wyznaczenie momentów magnetycznych przypadających na jedną cząsteczkę związku R–T [15, 35, 38, 43].



Rys. 12. Zależności namagnesowania od temperatury dla: ○ — Dy_6Fe_{23} w polu $H = 9$ KOe [35]; ● — Ho_6Fe_{23} w polu $H = 3$ kOe [19]; △ — Er_6Fe_{23} w polu $H = 11{,}2$ kOe [38]



Rys. 13. Zależności namagnesowania od temperatury dla: ○ — Dy_2Fe_{17} w polu $H = 9$ kOe [35]; ● — Ce_2Fe_{17} w polu $H = 30$ kOe [32]; △ — Er_2Fe_{17} w polu $H = 11{,}2$ kOe [38]

Wypadkowy moment magnetyczny przypadający na cząsteczkę związku R–T można zapisać [15, 43]

$$\mu_{RT} = n\mu_R \pm m\mu_T \tag{3}$$

gdzie μ_R jest momentem magnetycznym metalu ziemi rzadkiej, a μ_T momentem magnetycznym metalu grupy 3*d*. Znak plus obowiązuje dla lekkich, a minus dla ciężkich R.

Dla związków RFe_3 (gdzie R = Dy, Er, Ho) [43]

$$\mu_{RFe} = \mu_R - 3\mu_{Fe} \tag{4}$$

Stąd

$$\mu_R = \mu_{RFe} + 3\mu_{Fe} \tag{5}$$

Wyznaczając μ_{RFe} z wielkości namagnesowania bezwzględnego a μ_{Fe} z pomiarów neutronograficznych otrzymuje się μ_R bardzo bliskie wartościom momentów magnetycznych swobodnych jonów ziem rzadkich, co potwierdza słuszność przyjętego modelu. Wartości momentów magnetycznych związków ciężkich metali ziem rzadkich z żelazem umieszczono w tabeli 3.

Tabela 3. Momenty magnetyczne związków żelaza z ciężkimi metalami ziem rzadkich [μ_B/mol]

	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Lu
RFe_2	2,80 [16] 3,35 [19] 3,69 [73]	4,72 [16] 4,47 [19] 4,52 [59]	4,91 [16] 5,50 [35] 7,03 [60] *	5,1 [15] 5,50 [16] 6,78 [60] *	4,8 [16] 5,82 [60] * 4,99 [73]	2,52 [16] 3,72 [60] * 3,09 [73]	2,97 [16] 2,50 [73]
RFe_3	1,6 [13] 1,79 [19]	3,6 [13] 3,13 [19]	3,74 [35] 4,6 [43]	4,6 [13] 4,4 [43]	3,5 [13] 2,8 [43]	1,6 [13] 1,39 [73]	
R_6Be_{23}	15,3 [19]		15,1 [35]	14,6 [19]	6,4 [19] 7,5 [38]	18 [19]	43,9 [19]
R_2Fe_{17}	21,2 [13]	16,8 [13] 17,9 [19]	15,6 [13] 15,9 [35]	15 [13]	17,1 [19] 16,4 [38]		33,8 [13]

* dla monokryształów.

5.2. Anizotropia magnetokrystaliczna [3]

Jak dotąd, nie ma jednoznacznego wyjaśnienia źródeł anizotropii magnetokrystalicznej związków R–T. Na ogół uważa się, że jest ona wywołana oddziaływaniem pomiędzy orbitalnym momentem pędu jonu R^{+3} z polem krystalicznym sieci [14]. Jednak wyniki badań anizotropii w związkach R–T, w których R jest atomem niemagnetycznym wskazują na duży udział jonów T w powstaniu anizotropii, zwłaszcza w związkach R–Co [19, 33, 40, 55].

[3] Definicję energii anizotropii magnetokrystalicznej podano w pracy przeglądowej B. Wysłockiego, W. Ziętka „Struktura domenowa ferromagnetyków w świetle badań doświadczalnych", która ukazała się w *Postępach Fizyki* [54].

Z pierwszych badań dotyczących anizotropii związków R–Co [21], wynika że niektóre z nich np. $SmCo_5$, Y_2Co_{17} charakteryzują się wysokimi wartościami stałej anizotropii ($K \sim 10^6$ J/m^3) [56].

W pracach dotyczących anizotropii związków R–Fe szerzej badano jedynie związki RFe_2 [26, 57—60]. Fazy Lavesa RFe_2 charakteryzują się wysokimi wartościami stałych anizotropii rzędu 10^6 J/m^3 (tabela 4). Są one magnetykami trójosiowymi z osiami łatwego namagnesowania leżącymi wzdłuż kierunków [100], [111] lub [101] [61, 62].

Tabela 4. Stałe anizotropii związków ciężkich metali ziem rzadkich z żelazem typu RFe_2 w temperaturach pokojowych

RFe_2	$K_1 \times 10^6$ J/m^3
$TbFe_2$	−3,85 [58] −7,600 [59] [64] −6,300 [60]
$DyFe_2$	2,1 [57] 2,69 [58] 2,450 [59]
$HoFe_2$	0,66 [58] 1,0 [59]
$ErFe_2$	−0,33 [26] −0,3 [59] −0,310 [60]
$TmFe_2$	−0,3 [59] −0,043 [60] −0,053 [64]

[60], [64] dla monokryształów.

Wyniki badań efektu Mössbauera wskazują, że w niektórych związkach RFe_2 np. $CeFe_2$ czy $GdFe_2$ występuje zmiana kierunku łatwego namagnesowania wraz ze zmianą temperatury [42, 61, 62]. Podobne zmiany zaobserwowano w niektórych związkach RFe_3 np. $GdFe_3$ i $DyFe_3$ [44]. Związki RFe_3 i R_2Fe_{17} są magnetykami jednoosiowymi, w których kierunek łatwy może być równoległy zarówno do osi c jak i a względnie b (przyjmuje się, że oś b jest prostopadła do osi a [45]). Badania anizotropii związku Dy_2Fe_{17} wskazują, że związek ten ma stałą anizotropii również rzędu 10^6 J/m^3 [63].

5.3. Magnetostrykcja

W początkach lat siedemdziesiątych zaobserwowano [65, 66], że związki metali ziem rzadkich z żelazem typu RFe_2, gdzie R = Dy, Ho, Er, Tb posiadają w temperaturach pokojowych bardzo dużą magnetostrykcję (rzędu 10^{-3}), większą o dwa rzędy wielkości od wartości dla klasycznych ferromagnetyków. Związki te posiadają także bardzo duży współczynnik sprzężenia magnetomechanicznego (10^8 J/m^3), który odgrywa dużą rolę w prak-

tycznym wykorzystaniu ich własności magnetostrykcyjnych. Zastosowania praktyczne są jednak ograniczone tym, że ze względu na bardzo dużą anizotropię magnetokrystaliczną [26, 57—60] konieczne jest stosowanie pól magnetycznych o dużym natężeniu do osiągnięcia stanu nasycenia magnetostrykcji. Ostatnio największą uwagę zwraca się na stopy potrójne $R^1_x R^2_{x-1} Fe_2$, gdzie R^1 i R^2 są metalami ziem rzadkich, które mogą posiadać równie wysoką magnetostrykcję przy znacznie obniżonej anizotropii magnetokrystalicznej [57, 67—71].

Dla większości związków poli- i monokryształów ciężkich metali ziem rzadkich z żelazem typu RFe_2 zostały wyznaczone stałe magnetostrykcji nasycenia λ_s (tabela 5). Wielkość tę określa się z zależności: $\frac{\Delta l}{l} = \lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp} = \frac{2}{3}\lambda_s$ [65, 66], gdzie $\lambda_{\parallel}$ i $\lambda_{\perp}$ są stałymi mierzonymi odpowiednio wzdłuż i prostopadle do kierunku przyłożonego pola magnetycznego. Wartości stałych magnetostrykcji dla monokryształów (tabela 5) są wyższe niż dla polikryształów. Dla wszystkich RFe_2 z wyjątkiem $DyFe_2$ $|\lambda_{111}| \gg |\lambda_{111}|$ (λ_{111} magnetostrykcja mierzona w kierunku [111]), λ_{100} mierzona w kierunku [100]) [57, 67, 71].

Tabela 5. Stałe magnetostrykcji związków metali ziem rzadkich z żelazem

Związek	$\lambda \times 10^6$ dla polikryształów	$\lambda \times 10^6$ dla monokryształów	$\lambda \times 10^6$ teoretyczne	
			0 K	300 K
$SmFe_2$	−1560 [57]	−2100 [57]	−3010 [62]	
$TbFe_2$	1753 [57]	2400 [59]	4160 [62]	2260 [64]
	1720 [68]	2450 [71]	4080 [64]	
$DyFe_2$	435 [57]	1260 [57]	4000 [62]	1610 [64]
	600 [66]	1900 [59]	3920 [64]	
$HoFe_2$	85 [57]	185 [57]	1540 [62]	520 [64]
	80 [68]		1490 [64]	
$ErFe_2$	−299 [57]	−300 [59]	−1470 [62]	−320 [64]
			−1450 [64]	
$TmFe_2$	−123 [57]	−210 [64]	−3520 [62]	−520 [64]
			−3450 [64]	
$YbFe_2$			−3370 [62]	
$LuFe_2$	22 [73]			
Tb_2Fe_{17}	131 [19]			
	53 [75]			
$TbFe_3$	693 [19]			
$Tb_{0,27}Dy_{0,73}Fe_2$		1620 [69]		
$Sm_{0,7}Ho_{0,3}Fe_2$	1200 [67]			
$Sm_{0,15}Dy_{0,85}Fe_2$	1200 [67]			
$Ho_{0,85}Tb_{0,15}Fe_2$	325 [68]			

[62], [64] dla monokryształów.

Z przebiegu zależności λ od temperatury można uzyskać informację o mechanizmie odpowiedzialnym za powstanie magnetostrykcji. Badając zależność $\lambda = f(T)$ w dużym zakresie temperatur stwierdzono [64, 66, 72], że do wyjaśnienia mechanizmu powstania magnetostrykcji można przyjąć teorię jednojonową (single-ion-theory). Zgodnie z tą teorią [70] dla RFe_2 zostały wyznaczone stałe magnetostrykcji w temperaturze 0 K, a następnie w 300 K (tabela 5). Obliczone na podstawie tej teorii stałe magnetostrykcji są wyższe od stałych wyznaczonych doświadczalnie.

5.4. Struktura domenowa

Strukturę domenową obserwowano dotychczas tylko w nielicznych związkach R–Fe [34, 63, 75, 76]. Dla polikrystalicznych próbek związków terbu z żelazem obserwowano strukturę domenową na powierzchni zawierającej trzy różne fazy $TbFe_3$, Tb_6Fe_{23}, Tb_2Fe_{17} wykorzystując zjawisko skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła w polu magnetycznym domen (magnetooptyczne zjawisko Kerra [34, 54]). Wnioski ograniczono jedynie do stwierdzenia, że wielkość obserwowanych domen jest różna dla różnych faz. Dla monokryształów $TbFe_2$ [73] badano strukturę domenową na powierzchniach (110) i (100) zarówno magnetooptyczną metodą Kerra, jak też metodą figur proszkowych polegającą na pokryciu wypolerowanej powierzchni magnetyka zawiesiną koloidalną drobnych cząstek ferromagnetycznych Fe_3O_4 (poniżej 1 μm) [54]. Zaobserwowano, że zależnie od kierunku przyłożonego pola magnetycznego obserwuje się ściany tworzące kąty 109° i 71°. Dla polikrystalicznych próbek $ErFe_2$ [76] stwierdzono występowanie domen o 180° ściankach Blocha oraz drobnych domen o nieregularnych kształtach i niezbyt wyraźnie zaznaczonych ściankach Blocha. Strukturę domenową badano także w polikrystalicznych próbkach Dy_2Fe_{17} metodą figur proszkowych [63]. Struktura domenowa przedstawiona przykładowo na rys. 14 jest typową strukturą obserwowaną na powierzchniach, w których leży jeden kierunek łatwego namagnesowania. W poszczególnych ziarnach obserwowano charakterystyczne 180° ścianki Blocha. Na podstawie pomiarów średnich szerokości domen D oraz średnich szerokości ziaren L stwierdzono, że pomiędzy tymi wielkościami istnieje zależność $D = 0{,}32\,L^{2/3}$, gdzie D i L mierzono w μm.

Należy zaznaczyć, że obserwacje struktury domenowej w związkach R–Fe są utrudnione przede wszystkim dlatego, że najczęściej otrzymane próbki są wielofazowe, a ich ujednorodnienie jest procesem bardzo złożonym technicznie.

6. Zakończenie

Na podstawie przeprowadzonego przeglądu prac dotyczących międzymetalicznych związków metali ziem rzadkich z żelazem można stwierdzić, że duża liczba tych związków pozwala otrzymywać stopy o różnych własnościach magnetycznych. Wydaje się, że obecnie najpilniejszym zadaniem jest udoskonalenie technologii otrzymywania związków R–Fe w postaci możliwie dużych, jednofazowych polikryształów, a następnie opracowanie technologii otrzymywania monokryształów. Takie prace są prowadzone między innymi w Polsce w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku [47].

W dziedzinie badań własności magnetycznych związków R–Fe dotychczas brak jest

danych dotyczących wielu charakterystyk magnetycznych. Niewiele wiadomo o strukturze domenowej tych związków, a stałe anizotropii magnetokrystalicznej wyznaczone zostały tylko dla niektórych RFe_2 i dla Dy_2Fe_{17}. Podobnie tylko w nielicznych przypadkach wyznaczono stałe magnetostrykcji. Do problemów nie w pełni jeszcze rozwiązanych należy m. in. wyjaśnienie oddziaływań wymiennych i źródeł pochodzenia anizotropii magnetokrystalicznej związków R–Fe oraz ustalenie ścisłego związku między własnościami magnetycznymi a strukturą krystaliczną. Od rozwiązania tych problemów zależy rozwój badań oraz dalsze zastosowanie techniczne związków R–Fe.

Literatura

[1] K. H. J. Buschow, *J. Less-Common Met.* **16,** 45 (1968).
[2] K. H. J. Buschow, *J. Less-Common Met.* **14,** 323 (1968).
[3] K. H. J. Buschow, P. A. Naastepada, F. Westendorpf, *J. Appl. Phys.* **40,** 4029 (1969).
[4] F. Westendorpf, K. H. J. Buschow, *Solid State Commun.* **7,** 639 (1969).
[5] K. H. J. Buschow, W. A. J. Velge, *Z. Angew. Phys.* **26,** 157 (1969).
[6] K. H. J. Buschow, *Phys. Status Solidi* **7,** 199 (1971).
[7] K. Strnat, *IEEE Trans. Magn.* **6,** 182 (1970).
[8] M. G. Benz, D. L. Martin, *Appl. Phys. Lett.* **17,** 176 (1970).
[9] M. G. Benz, D. L. Martin, *J. Appl. Phys.* **42,** 2786 (1971).
[10] S. P. Gordenko, *Redkozemelnye metally i ich tugoplavkie soedinenja*, Izd. Naukovaja Dumka, Kijów 1971.
[11] E. M. Savickij, *Splavy redkich metallov s osobymi fiziceskimi svojstvami*, Izd. Nauka, Moskwa 1974.
[12] E. A. Nesbitt, J. H. Wernick, *Rare Earth Permanent Magnets*, Academic Press, New York and London 1973.
[13] E. M. Savickij, V. F. Terechova, *Metallovedenie redkozemelnych metallov*, Izd. Nauka, Moskwa 1975.
[14] A. V. Derjagin, *Usp. Fiz. Nauk* **120,** 393 (1976).
[15] K. N. R. Taylor, M. I. Darby, *Physics of Rare Earth Solids*, Chapman and Hall Ltd., London 1972.
[16] K. N. R. Taylor, *Adv. Phys.* 20, 551 (1971).
[17] S. C. Abrahams, J. L. Bernstejn, R. C. Sherwood, J. H. Wernick, H. J. Wiliams, *J. Phys. Chem. Solids* **25,** 1069 (1964).
[18] W. Steiner, A. Planck, G. Weihs, *J. Less-Common Met.* **45,** 143 (1976).
[19] K. H. J. Buschow, *Rep. Prog. Phys.* **40,** 1179 (1977).
[20] A. V. Derjagin, E. A. Barabanova, I. Uljanova, *Phys. Status Solidi* a **31,** 391 (1975).
[21] A. V. Derjagin, J. F. Baschov, A. V. Andrejewa, *Dokl. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **221,** 584 (1975).
[22] W. E. Lee, F. Pourarian, *Phys. Status Solidi* a **33,** 380 (1976).
[23] W. E. Lee, F. Pourarian, *Phys. Status Solidi* a **33,** 483 (1976).
[24] K. J. Strnat, A. E. Ray, *AIP Conf. Proc.* **24,** 680 (1975).
[25] A. E. Clark, H. S. Belson, *Phys. Rev.* **5,** 382 (1972).
[26] A. E. Clark, H. S. Belson, N. Tamagawa, *Phys. Lett.* **42A,** 160 (1972).
[27] A. H. Morrish, *Fizyczne podstawy magnetyzmu*, PWN, Warszawa 1970.
[28] E. M. Savickij, V. F. Terechova, I. V. Burov, I. A. Markova, O. P. Nikitin, *Splavy redkozemelnych metallov*, Izv. Akad. Nauk SSSR, Moskwa 1962.
[29] A. N. Ruderman, Ch. Kittel, *Phys. Rev.* **96,** 99 (1954).
[30] T. Kasuya, *Progr. Theor. Phys.* **10,** 45 (1956).
[31] K. Yosida, *Phys. Rev.* **106,** 893 (1957).
[32] K. H. J. Buschow, J. S. Wieringen, *Phys. Status Solidi* **42,** 231 (1970).
[33] K. H. J. Buschow, *J. Less-Common Met.* **25,** 131 (1971).

[34] M. P. Dariel, I. T. Holtius, M. R. Pickus, *J. Less-Common Met.* **45**, 91 (1976).
[35] A. S. Van der Goot, K. H. J. Buschow, *J. Less-Common Met.*, **21**, 151 (1970).
[36] G. J. Roe, T. J. O. Keefe, *Metall. Trans.* **1**, 2565 (1970).
[37] A. Meyer, *J. Less-Common Met.* **18**, 41 (1969).
[38] K. H. J. Buschow, A. S. Van der Goot, *Phys. Status Solidi* **35**, 515 (1969).
[39] S. Prowans, *Materiałoznawstwo*, PWN, Warszawa-Poznań 1977.
[40] R. C. Mansey, G. V. Raynor, J. R. Harris, *J. Less-Common Met.* **14**, 329 (1969).
[41] K. H. J. Buschow, R. P. Van Stappele, *J. Appl. Phys.* **41**, 2154 (1973).
[42] U. Atzmony, M. T. Dariel, *Phys. Rev.* **B13**, 4006 (1976).
[43] K. P. Bielov, S. A. Nikitin, A. M. Bisliev, E. M. Savickij, V. F. Terechova, V. E. Kolosnicenko, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **64**, 2154 (1973).
[44] A. M. Van der Kraan, J. N. Van der Velden, J. H. Van der Appeldoorn, P. G. Gubbens, K. H. J. Buschow, *Phys. Status Solidi* a **35**, 137 (1976).
[45] R. L. Davis, R. K. Day, J. P. Dunlop, *J. Phys. F* **7**, 1885 (1977).
[46] K. H. J. Buschow, *J. Less-Common Met.* **11**, 204 (1966).
[47] A. Modrzejewski, W. Paszkowicz, S. Warchoł, Opracowanie Nr 0-137 XIV, Instytut Badań Jądrowych, Świerk (1976).
[48] K. H. J. Buschow, *J. Less-Common Met.* **43**, 55 (1975).
[49] A. R. Piercy, N. R. Taylor, *J. Appl. Phys.* **39**, 1096 (1968).
[50] M. Brouha, K. H. J. Buschow, A. R. Miedema, *IEEE Trans. Magn.* **10**, 182 (1974).
[51] M. Brouha, K. H. J. Buschow, *J. Appl. Phys.* **44**, 1813 (1973).
[52] J. Fridel, G. Leman, S. Olszewski, *J. Appl. Phys.* **32**, **325 S**, (1961).
[53] E. Burzo, *Solid State Commun.* **14**, 1225 (1974).
[54] B. Wysłocki, W. Ziętek, *Postępy Fizyki*, **14**, 307 (1963).
[55] P. G. Gubbens, A. M. Van der Kraan, K. H. J. Buschow, *Proc. Int. Conf. Magnetism*, Amsterdam 1976.
[56] J. D. Livingston, N. D. Mc Connell, *J. Appl. Phys.* **43**, 4756 (1972).
[57] A. E. Clark, *AIP Conf. Proc.* **18**, 1015 (1974).
[58] K. J. Strnat, G. Hoffer, A. E. Ray, *IEEE Trans. Magn.* **2**, 489 (1966).
[59] A. E. Clark, J. R. Cullen, K. Sato, *AIP Conf. Proc.* **24**, 670 (1975).
[60] A. E. Clark, R. Abbundi, W. R. Gillmor, *IEEE Trans. Magn.* **14**, 542 (1978).
[61] U. Atzmony, M. P. Dariel, *Phys. Rev.* **B 10**, 2060 (1974).
[62] A. M. Van Diepen, W. H. De Wijn, K. H. J. Buschow, *Phys. Rev.* **B 8**, 1125 (1973).
[63] R. Pfranger, D. Płusa, S. Szymura, B. Wysłocki, *J. Magn. Magn. Mater*, **21**, 43 (1980).
[64] R. Abbundi, A. E. Clark, *J. Appl. Phys.* **49**, 1969 (1978).
[65] N. Koon, A. Schindler, F. Carter, *Phys. Lett.* **37A**, 413 (1971).
[66] A. E. Clark, H. Belson, *Phys. Rev.* **5B**, 3642 (1972).
[67] A. E. Clark, R. Abbundi, H. T. Savage, O. D. Mc Masters, *Proc. Int. Conf. Magnetism*, Amsterdam 1976.
[68] N. Koon, A. J. Schindler, C. M. Williams, F. L. Carter, *J. Appl. Phys.* **45**, 5389 (1974).
[69] H. T. Savage, A. E. Clark, N. C. Koon, M. C. Williams, *IEEE Trans. Magn.* **13**, 1517 (1977).
[70] K. P. Bielov, E. P. Bockariev, K. I. Epifanova, G. I. Katajev D. Kim, S. A. Nikitin, Ju. F. Popov, G. E. Chuprikov, *Fiz. Met. Metalloved.* **43**, 295 (1977).
[71] R. Abbundi, A. E. Clark, *IEEE Trans. Magn.* **13**, 1519 (1977).
[72] E. Callen, H. B. Callen, *Phys. Rev.* **129**, 578 (1963).
[73] K. P. Bielov, S. A. Savickij, S. A. Nikitin, V. F. Terechova, A. M. Bisljew, V. E. Kolosnicenko, V. Fiszer, *Redkozemelnye metally, splavy i soedinenja*, Izd. Nauka, Moskwa 1973.
[74] S. A. Nikitin, D. Kim. Ju. F. Popov, A. K. Zvezdinak, A. F. Popkov, *Fiz. Tverd. Tela* **39**, 184 (1975).
[75] R. S. Sery, H. T. Savage, B. K. Tanner, G. F. Clark, *J. Appl. Phys.* **49**, 2010 (1978).
[76] G. S. Kandaurova, A. V. Derjagin, A. Lagutin, *Dokl. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **219**, 319 (1974).

Aage Bohr

Niels Bohr Institutet
Kobenhavns Universitet
Kopenhaga, Dania

Ben R. Mottelson

Nordisk Institut
for Teoretisk Atomfysik
Kopenhaga, Dania

Jądra szybko obracające się *

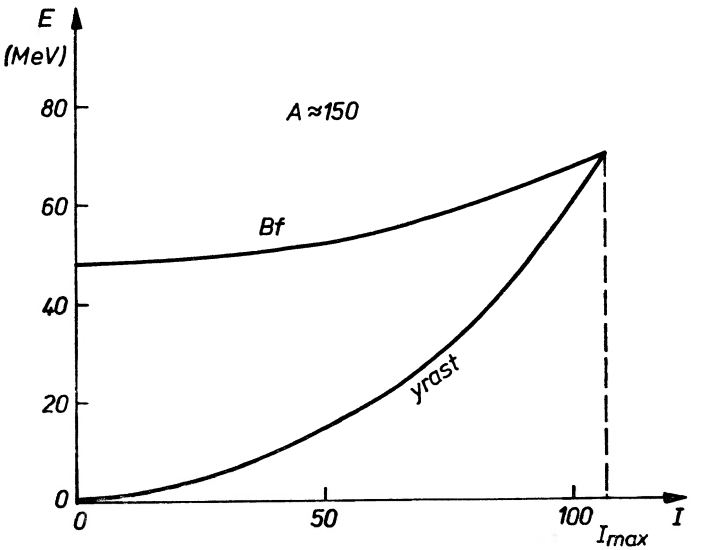
Rapidly Rotating Nuclei

Abstract **: Recent progress in a study of nuclear rotational motion is reviewed. Single-particle and collective aspects of this motion are described. The spectra of rapidly rotating nuclei reveal two distinct components in the build up of the total angular momentum, corresponding to collective rotation and alignment of orbital angular momentum of individual particles. Various aspects of the interplay of these two mechanisms are discussed.

Możliwość badania jąder o bardzo dużym momencie pędu otworzyła w ostatnich latach nową dziedzinę badań jądrowych. Skutecznego sposobu wytwarzania jąder szybko obracających się dostarczają zderzenia ciężkich jąder. W reakcjach, w których dwa ciężkie jądra łączą się tworząc układ złożony, moment pędu tego układu może osiągać wszystkie wartości aż do wartości granicznej I_{max}, przy której następuje rozszczepienie układu pod wpływem sił odśrodkowych. Wartość graniczna ta jest dla jąder ze środka tablicy okresowej rzędu 100 $\hbar$ (rys. 1). Przed zastosowaniem reakcji z ciężkimi jonami, nasza wiedza o jądrach ograniczała się do obszaru $I \lesssim 10\,\hbar$. Postęp w tej dziedzinie doprowadził więc do poważnego rozszerzenia układów jądrowych, które można badać. Szczególne zainteresowanie przyciąga obszar w otoczeniu linii *yrast*, odpowiadającej najniższej energii przy da-

* Artykuł niniejszy został napisany specjalnie dla *Postępów Fizyki*. Jest on bezpośrednio związany z wykładem, jaki prof. B. R. Mottelson wygłosił dn. 16 lutego 1981 r. w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, podczas uroczystości wręczenia mu Medalu Mariana Smoluchowskiego, przyznanego przez Polskie Towarzystwo Fizyczne (por. *Postępy Fizyki* **32**, 323 (1981)). Obok zamieszczamy fotografię z tej uroczystości. Sylwetkę prof. Mottelsona przedstawiliśmy (*Postępy Fizyki* **27**, 187 (1976)) z okazji przyznania mu, wspólnie z A. Bohrem i J. Rainwaterem, Nagrody Nobla z fizyki w roku 1975 (przyp. Red.).

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



Rys. 1. Jądrowa przestrzeń fazowa występująca w badaniach w zakresie wysokich momentów pędu

nym momencie pędu. W obszarze tym prawie cała energia wzbudzenia jądra idzie na wytworzenie momentu pędu. Jądro jest zatem „zimne" i można oczekiwać, że będzie miało widmo, w którym odległości między poziomami i stopień uporządkowania poziomów są zbliżone do tego, co obserwujemy blisko stanu podstawowego. Analiza takich widm daje szanse uzyskania ilościowej informacji o wpływie sił odśrodkowych, związanych z obrotem, na strukturę jądra.

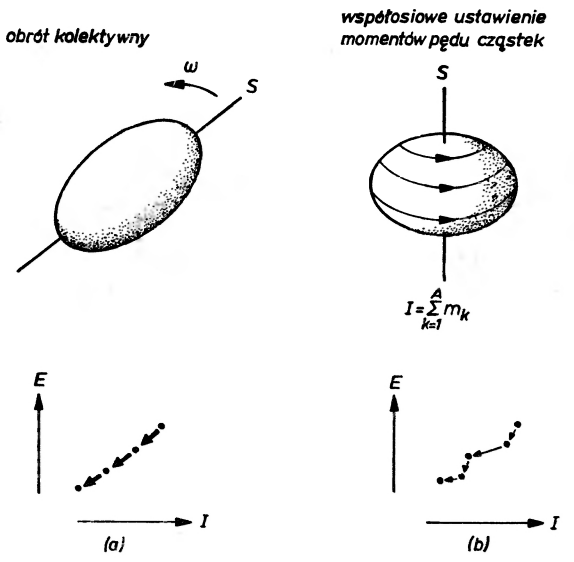
Wielka pomysłowość włożona w badania doświadczalne pozwoliła już do chwili obecnej głęboko wniknąć w tę nową dziedzinę. Odkrycia, jakie w niej nastąpiły rzuciły światło na podstawowe kwestie struktury jądra. Zobaczymy w szczególności jak te nowe badania naświetliły po nowemu stare problemy związane z przeplataniem się własności jednocząstkowych i kolektywnych jądra. Jak dobrze wiemy, właśnie to wzajemne oddziaływanie jednocząstkowych i kolektywnych stopni swobody determinuje bogatą rozmaitość dynamiki jądra.

Najbardziej uderzającymi efektami kolektywnymi w niskoenergetycznych widmach jądrowych są efekty związane z deformacją statyczną, która stanowi spontaniczne łamanie symetrii. Duże deformacje kształtu są wynikiem struktury powłokowej. Struktura ta jest odzwierciedleniem degeneracji w ruchu jednocząstkowym. Systematyczne występowanie takich degeneracji związane jest z istnieniem rodzin klasycznych orbit periodycznych. Jądro dopasowuje swój kształt do geometrii tych orbit.

Drugim ważnym zjawiskiem kolektywnym w widmie niskoenergetycznym są korelacje par. Tworzenie się par skorelowanych na powierzchni Fermiego jest ogólną własnością cieczy Fermiego przy dostatecznie niskiej temperaturze. Ujawnia się ono w postaci nadciekłości i nadprzewodnictwa. Zjawisko jądrowych korelacji par znane było od wczesnych dni fizyki jądrowej poprzez systematyczne różnice pomiędzy energią wiązania jąder parzystych i nieparzystych. Wraz z rozszyfrowaniem tajemnicy nadprzewodnictwa przez

teorię BCS (tj. Bardeena-Coopera-Schrieffera — *A. S.*), stało się jasne, że korelacje par stanowią nowy rodzaj łamania symetrii, lub statycznej deformacji związanej z występowaniem w średnim potencjale członów, które kreują lub anihilują pary cząstek. Chociaż całkowitą energię związaną z korelacjami par w jądrze ocenia się na zaledwie kilka MeV, to energia ta ma ważne konsekwencje dla niskoenergetycznych widm. Przywraca ona mianowicie symetrię kulistą kształtowi równowagi dla około połowy jąder i prowadzi do występowania drgań niskiej częstości wokół tego kształtu.

Przy analizie jąder szybko obracających się, motyw relacji: jednocząstkowe-kolektywne pojawia się od samego początku, gdy tylko stwierdzamy, że istnieją dwa jakościowo różne sposoby systematycznego tworzenia momentu pędu jądra. Pierwszy z nich (rys. 2a), to obrót kolektywny, który może zachodzić tylko wtedy gdy kształt jądra znacznie odchyla się od kulistego, tak, że można określić orientację jądra jako całości. Obrót kolektywny przejawia się w postaci widma kwantowego, które zbudowane jest z pasm o regularnie rozłożonych poziomach, połączonych między sobą silnymi przejściami elektrycznymi kwadrupolowymi. Natężenie tych przejść jest miarą niekulistości jądra, która określa zależne od czasu pole elektryczne związane z obrotem.



Rys. 2. Dwa różne mechanizmy tworzenia momentu pędu w jądrze: (a) kolektywny obrót jądra zdeformowanego (oś obrotu nie może być osią symetrii kształtu jądra), (b) współosiowe ustawienie momentów pędu niezależnych cząstek wzdłuż osi symetrii

Drugi sposób tworzenia momentu pędu (rys. 2b) występuje gdy moment ten skierowany jest wzdłuż osi symetrii jądra. Dla każdej cząstki w jądrze, składowa momentu pędu wzdłuż tej osi jest stałą ruchu (liczba kwantowa m), a całkowity moment pędu I jest (skalarną) sumą składowych m poszczególnych cząstek. Aby powiększyć moment pędu, trzeba zmienić konfigurację obsadzonych orbit nukleonowych. Moment pędu zbudowany przez współosiowe ustawienie spinów cząstek (*particle-aligned*) prowadzi do pasma *yrast* z nie-

regularnymi odległościami (zależnymi od dostępnych orbit jednocząstkowych) między poziomami. Przejścia pomiędzy kolejnymi stanami *yrast* mają natężenie co najwyżej jednocząstkowe i często mogą być znacznie opóźnione na skutek reguł wyboru. Własności te są odzwierciedleniem faktu, że w obrazie klasycznym wirującego układu, rozkład ładunku pozostaje w tym przypadku stały.

To, który z tych dwóch rodzajów obrotu jest preferowany dla danego jądra i w danym zakresie momentu pędu zależy od struktury powłokowej, która określa kształt równowagi jądra, a także od dostępnych orbit jednocząstkowych jakich można użyć do utworzenia momentu pędu.

Przykład widma *yrast*, powstałego przez współosiowe ustawienie momentów pędu cząstek, pokazany jest na rys. 3b. Zanim przejdziemy do analizy tego widma, właściwe chyba będzie zatrzymać się nieco, aby podziwiać pomysłowość i mistrzostwo dokonań eksperymentalnych, które doprowadziły do tego wielkiego kroku naprzód.

Przy niskich wartościach I, moment pędu zbudowany jest z kwantów wibracyjnych kwadrupolowych drgań niskiej częstości, charakterystycznych dla układu skorelowanych par, który ma kulisty kształt równowagi, ale jest miękki ze względu na deformację kwadrupolową. Przy większych wartościach I, widmo *yrast* ma zupełnie inną strukturę, z nieregularnymi odstępami pomiędzy poziomami oraz częstym występowaniem izomerii. Jednakże widmo to przejawia prostą zależność średnią, z energiami w przybliżeniu proporcjonalnymi do I^2. Zależności takiej oczekuje się dla przypadku współosiowego ustawienia spinów cząstek w normalnej cieczy Fermiego. Rzeczywiście, ponieważ liczba cząstek z momentami pędu ustawionymi współosiowo wzrasta, średnio rzecz biorąc, liniowo z I i ponieważ energia wzbudzenia przypadająca na jedną cząstkę rośnie, wskutek zasady Pauliego, proporcjonalnie do liczby cząstek wzbudzonych, średnia energia rośnie proporcjonalnie do I^2 (rys. 3a). Współczynnik przy I^2 określa efektywny moment bezwładności. Wartość jego można ocenić traktując jądro jako wirujący gaz Fermiego. W przybliżeniu Thomasa-Fermiego, najniższy stan odpowiada przypadkowi znikania w każdym punkcie względnego przepływu, obserwowanego w wirującym układzie współrzędnych; moment bezwładności ma zatem tę samą wartość co w przypadku klasycznego obrotu sztywnego. Widoczne jest, że efektywny moment bezwładności obserwowany dla pasma *yrast* jądra ^{152}Dy jest w granicach kilku procent równy wartości odpowiadającej ciału sztywnemu. Wniosek, że jądro w obszarze dużych momentów pędu z rys. 3 znajduje się w swej fazie normalnej zgodny jest z oceną częstości krytycznej dla przejścia od fazy nadciekłej do normalnej dla układu, w którym moment pędu tworzony jest przez współosiowe ustawienie spinów cząstek

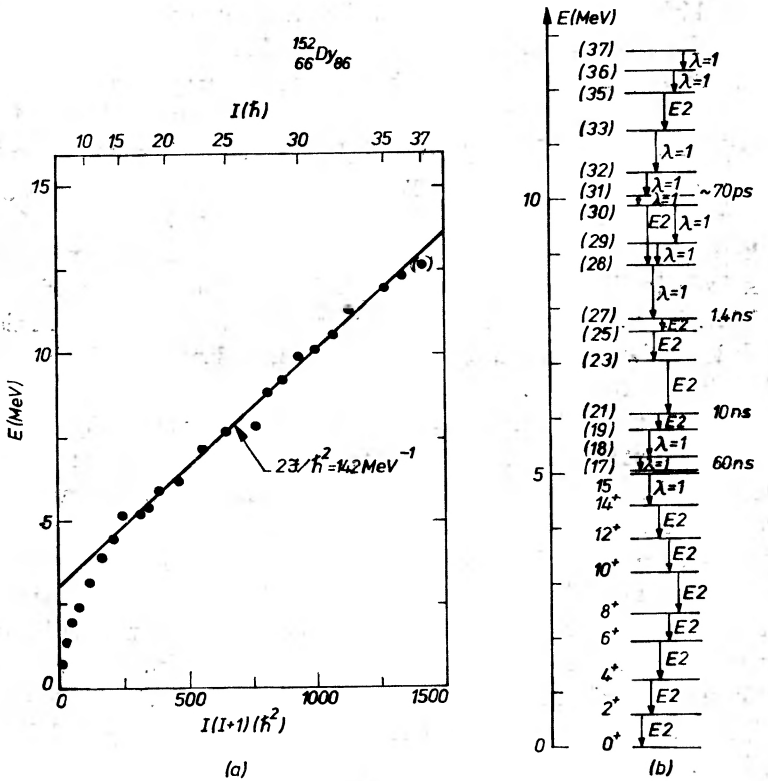
$$I_{\text{crit}} = J_{\text{rig}}\,\omega_{\text{crit}} = \tfrac{1}{2}\,e^{3/2}\,\frac{\Delta(I=0)}{m_{\max}}\,J_{\text{rig}}. \tag{1}$$

Dla ^{152}Dy

$$\Delta(I=0) \approx 1\ \text{MeV}, \quad J_{\text{rig}} \approx 70\ \hbar^2\ \text{MeV}^{-1}, \quad m_{\max} \approx 6\ \hbar,$$

co daje $I_{\text{crit}} \approx 25\ \hbar$.

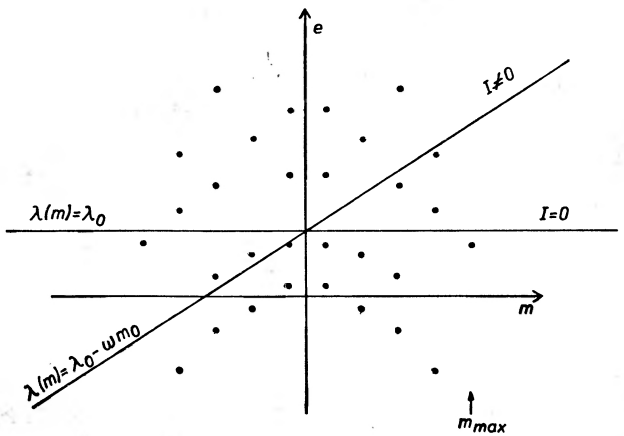
Widać, że krytyczny moment pędu występuje w obszarze, w którym współosiowo ustawiające się stany jednocząstkowe mają energię wzbudzenia rzędu $\Delta(I=0)$.



Rys. 3. Wyniki doświadczalne dotyczące stanów *yrast* jądra ^{152}Dy (Khoo i wsp.)

Z interpretacji danych z rys. 3a wynika, że przecięcie linii prostej (z osią $I = 0$ — A. S.) daje energię korelacji par w nadciekłym stanie podstawowym; daje to ok. 3 MeV, co zgadza się z oceną wspomnianą powyżej.

Znacznego postępu dokonano w analizowaniu stanów kwantowych widma *yrast* przy użyciu szczegółowych konfiguracji jednocząstkowych (rys. 4). Analiza taka objaśnia jedno-



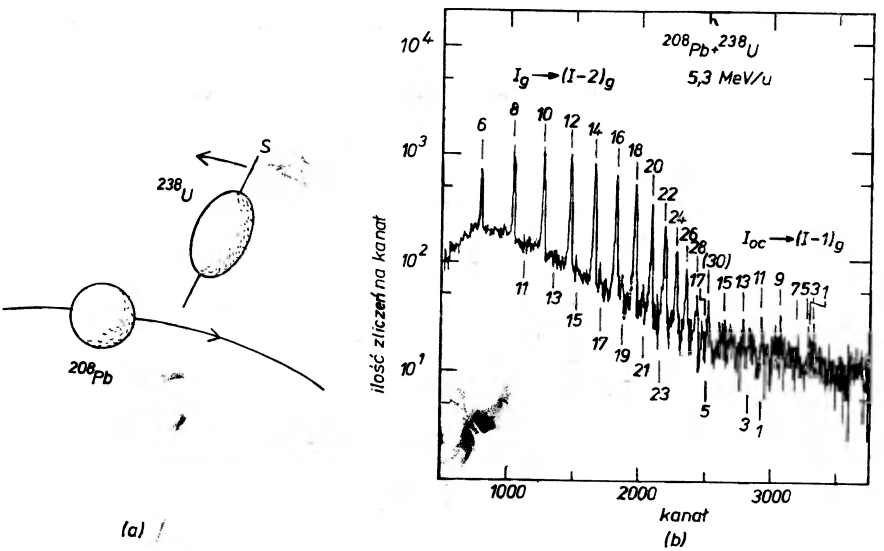
Rys. 4. Konstrukcja stanów *yrast* przy sprzężeniu odpowiadającym współosiowemu ustawieniu momentów pędu cząstek

cześnie efekty oddziaływania między cząstkami ustawionymi współosiowo. Okazuje się, że główne oddziaływanie można opisać za pomocą spłaszczonego potencjału jądrowego, co odpowiada faktowi, że ustawione współosiowo cząstki mają gęstość skoncentrowaną w płaszczyźnie równikowej, prostopadłej do osi obrotu. Występowanie kształtu spłaszczonego o znacznej wartości mimośrodu (rzędu 20%), przewidywane przez analizę teoretyczną, zostało bezpośrednio sprawdzone przez wyznaczenie statycznego, elektrycznego momentu kwadrupolowego w stanach izomerycznych o wysokim spinie.

„Makroskopowe" ustawienie współosiowe momentów pędu daje nową formę materii jądrowej, w której stłumione zostały korelacje par i w której duże prądy wirowe stwarzają możliwość działania na poszczególne nukleony potencjałów, które znacznie naruszają symetrię względem odwrócenia czasu. Ważną kwestią, badaną obecnie, jest problem natury wzbudzeń kolektywnych takich układów.

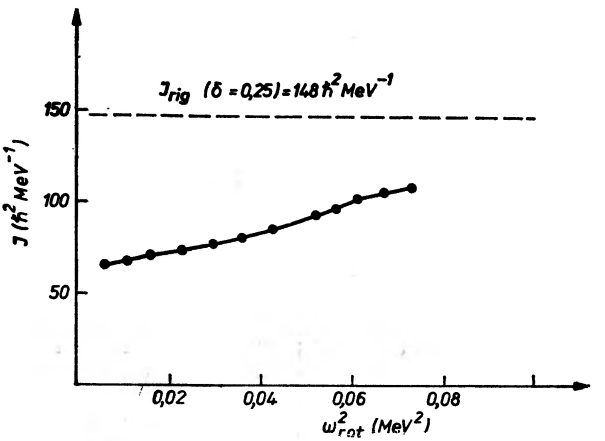
Oczekuje się, że przy zwiększaniu momentu pędu poza wartości osiągnięte dotychczas, jądro, które ma moment pędu ustawiony wzdłuż osi symetrii swego spłaszczonego kształtu, wcześniej lub później stanie się niestabilne ze względu na deformacje naruszające symetrię osiową i ostatecznie rozszczepi się, przechodząc przez kształty wydłużone w kierunku prostopadłym do osi obrotu. Ten typ rotacyjnej niestabilności kształtu osiowosymetrycznego został, jak wiadomo, odkryty przez Jacobiego i odgrywa ważną rolę w opisie wirujących gwiazd i galaktyk. Oparta na modelu kroplowym ocena tej niestabilności dla wirujących jąder, prowadzi w przypadku rozważanego przez nas jądra do wartości krytycznej momentu pędu wynoszącej ok. 75 $\hbar$. Jednakże, jak wykazały badania teoretyczne grupy warszawskiej, ocena taka może być znacznie zmodyfikowana przez uwzględnienie struktury powłokowej jądra.

Przejdźmy teraz do przykładu jądra, w którym moment pędu generowany jest przez obrót kolektywny (rys. 5). Skutecznym sposobem wprawienia jądra w taki obrót jest



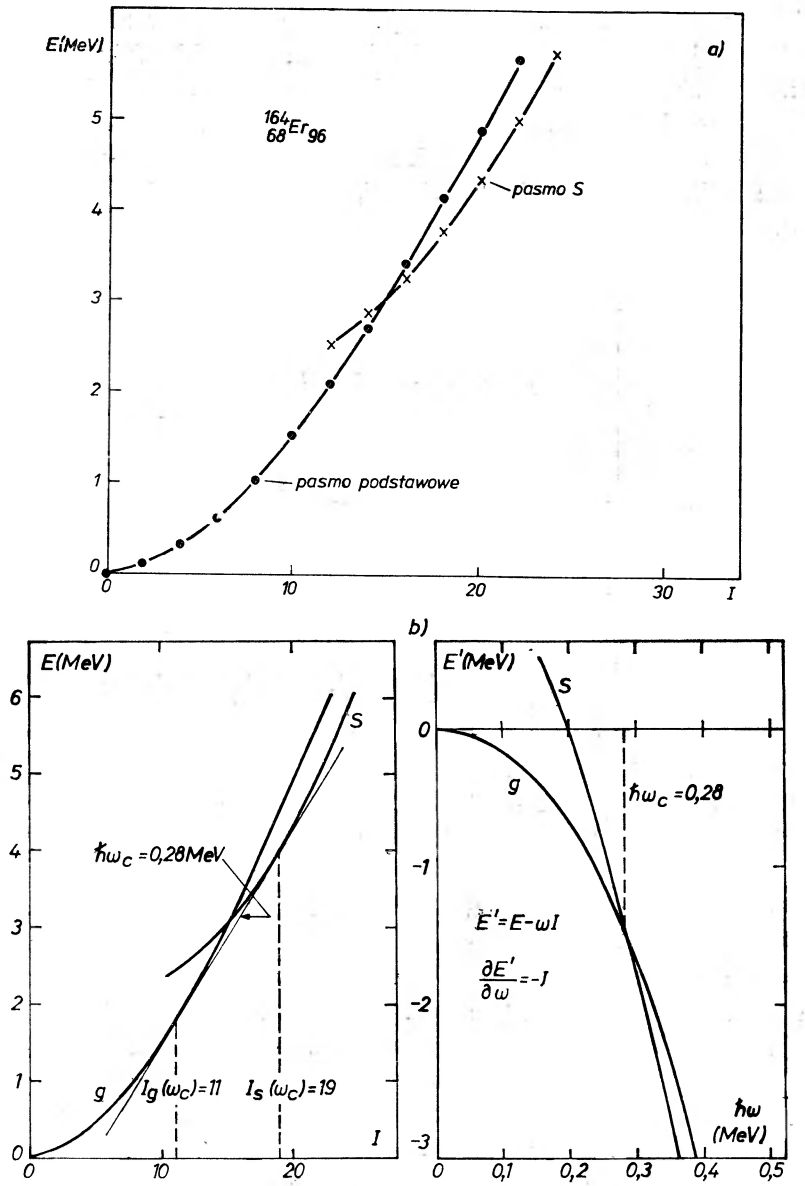
Rys. 5. Wzbudzenie kulombowskie jądra ^{238}U przy bombardowaniu jądrami ^{208}Pb. Przy obrocie odpowiadającym stałemu momentowi bezwładności, widmo γ (b) składałoby się z linii równooddalonych od siebie w energii. Wyniki doświadczalne pochodzą od Grosse i wsp.

wzbudzenie kulombowskie. Rys. 5 ilustruje jak dalece sposób ten został zaawansowany dzięki współczesnej technice stosującej ciężkie jony jako pociski. Widmo γ wypromieniowywane przez wirujące jądro świadczy bezpośrednio o regularności widma wzbudzenia. Przy stałym momencie bezwładności, odległość pomiędzy poziomami rotacyjnymi wzrastałaby liniowo ze wzrostem momentu pędu. Obserwowane energie przejścia rosną nieco wolniej, co odpowiada momentowi bezwładności, który trochę rośnie ze wzrostem częstości obrotu (rys. 6).



Rys. 6. Moment bezwładności jądra ^{238}U. Dane z rys. 7b zostały tu użyte do wyznaczenia momentu bezwładności J w funkcji częstości obrotu ω. Moment bezwładności odniesiony tu jest do momentu J_{rig}, który opisuje obrót ciała sztywnego o tym samym rozkładzie masy co jądro ^{238}U

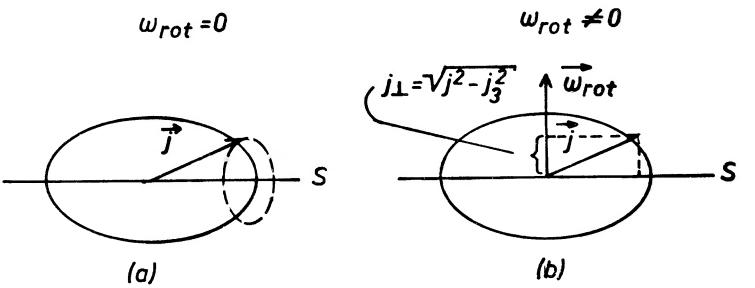
Widoczne jest, że moment bezwładności jest znacznie mniejszy od wartości odpowiadającej obrotowi sztywnemu. Jest to wynikiem korelacji par, które nadają wirującej materii jądrowej charakter nadciekły. Obniżona wartość momentu bezwładności powoduje, że energia obrotu jest większa od energii jaka wystąpiłaby w przypadku braku korelacji par. Rotacja generuje zatem w jądrze siły, które starają się obniżyć korelacje par. Efekt ten jest w stanie objaśnić główną część obserwowanego wzrostu momentu bezwładności ze wzrostem częstości obrotu. Tendencja obniżania korelacji par przez obrót stanowi mechanizm, który powoduje ostatecznie przejście od fazy nadciekłej do normalnej. O przejściu tym mówiliśmy powyżej dla przypadku sprzężenia odpowiadającego współosiowemu ustawianiu cząstek. W przypadku jednakże jądra dokonującego obrotu kolektywnego, występują nowe, interesujące własności. Uderzającym zjawiskiem jest przecinanie się pasm, które jest jądrowym odpowiednikiem nadprzewodnictwa bez szczeliny energetycznej, będącego wynikiem rozrywania poszczególnych par przez obrót. Przykład przecinania się pasm pokazany jest na rys. 7. Przy niskich momentach pędu, widmo jądra ^{164}Er wykazuje charakterystyczną przerwę energetyczną pomiędzy nadciekłym stanem podstawowym a najniżej leżącymi stanami wzbudzonymi zawierającymi rozerwane pary, która wynosi ok. 2 MeV. Mimo to, pasmo wzbudzone (pasmo S) przecina pasmo podstawowe w okolicy $I = 16$ i energii ok. 3,5 MeV.



Rys. 7. Przecinanie się pasm rotacyjnych w jądrze ^{164}Er. Część (a) pokazuje wyniki doświadczalne, które określają pasmo rotacyjne stanu podstawowego g oraz pasmo S, które przecina pasmo podstawowe przy wyższych momentach pędu. Część (b) pokazuje te same wyniki co (a), narysowane jednak inaczej: najpierw tak, by pokazać rolę częstości ω_c jako wspólnej stycznej do obu pasm narysowanych jako funkcje E od I; następnie jako wykres $E' = E - \omega I$ w funkcji ω. Na tym ostatnim wykresie, częstość ω_c charakteryzuje częstość przecięcia się obu pasm. Funkcja E' odgrywa rolę hamiltonianu w obracającym się układzie współrzędnych i często nazywa się ją routhianem

Przecinanie się pasm można zrozumieć rozważając ruch kwazicząstek w obracającym się jądrze. Przy braku obrotu, każda kwazicząstka w osiowosymetrycznym jądrze dokonuje precesji w taki sposób, że rzut jej momentu pędu na oś symetrii pozostaje stały (rys. 8a).

Uroczystość wręczenia B. R. Mottelsonowi medalu Mariana Smoluchowskiego. Od lewej: A. Hrynkiewicz, B. R. Mottelson i Z. Wilhelmi



Rys. 8. Mechanizm współosiowego ustawiania się momentu pędu kwazicząstki. Przy $\omega = 0$, moment pędu cząstki dokonuje precesji wokół osi symetrii potencjału (a). Przy $\omega \neq 0$, składowa $j_\perp$ staje się współosiowa z osią obrotu

Gdy jądro zostaje wprawione w ruch obrotowy wokół osi prostopadłej do osi symetrii, to siły Coriolisa i siły odśrodkowe zaburzają ruch kwazicząstek. Jeśli częstość obrotu jest mała w porównaniu do częstości precesji cząstek (zaburzenie adiabatyczne), to zaburzenie to jest małe. To niewielkie zaburzenie każdej cząstki składa się na obrót kolektywny. Jeżeli jednak dla jakiejś szczególnej orbity kwazicząstki częstość precesji znika, to orbita ta będzie niestabilna ze względu na zaburzenie nawet niewielkim obrotem (zaburzenie sekularne) i będzie skłaniana do takiego ruchu, w którym składowa momentu pędu prostopadła do osi symetrii staje się współliniowa z kierunkiem obrotu (rys. 8b). Dla układu skorelowanych par, ta szczególna sytuacja występuje zawsze dla orbit kwazicząstek o najniższej energii. Rzeczywiście, orbity te są mieszaninami, o jednakowej amplitudzie, cząstek i dziur i ponieważ cząstki i dziury dokonują precesji w przeciwnym kierunku, to precesja kwazicząstek o najniższej energii znika. (Można to także otrzymać z warunku stacjonarności energii kwazicząstki względem wariacji j_3).

Zupełnie ogólnie, oczekuje się zatem nisko leżących wzbudzeń kwazicząstkowych, które są silnie współosiowe. Zysk energetyczny takich wzbudzeń wynosi

$$\delta E = -i\frac{dE}{dI} = -i\omega_{\mathrm{rot}}, \tag{2}$$

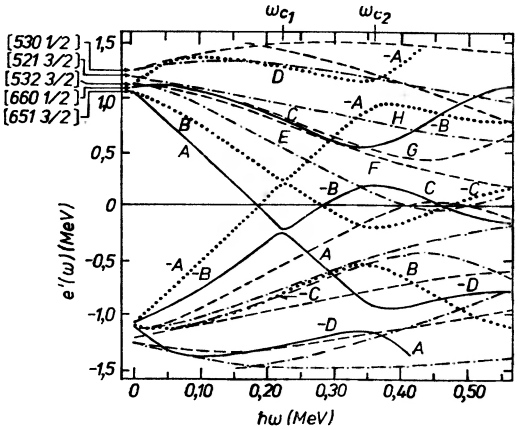
gdzie i jest momentem pędu wzbudzenia ustawionym współosiowo, a ω_{rot} jest częstością obrotu. Jeśli energia (2) dla pary kwazicząstek przewyższa energię 2Δ, potrzebną do rozerwania pary, to pasmo odpowiadające dwóm kwazicząstkom ustawionym współosiowo przecina pasmo podstawowe.

Ilościową analizę tych efektów można oprzeć na badaniu ruchu cząstki w obracającym się potencjale jądrowym

$$h = h_0 - \omega j_1, \tag{3}$$

gdzie h_0 opisuje ruch kwazicząstki w statycznym potencjale zdeformowanym z włączonym polem par, podczas gdy ostatni człon prowadzi do sił Coriolisa oraz sił odśrodkowych. Człon ten narusza symetrię ruchu cząstki względem odwrócenia czasu i wnosi do widma kwazicząstek zupełnie nowe własności.

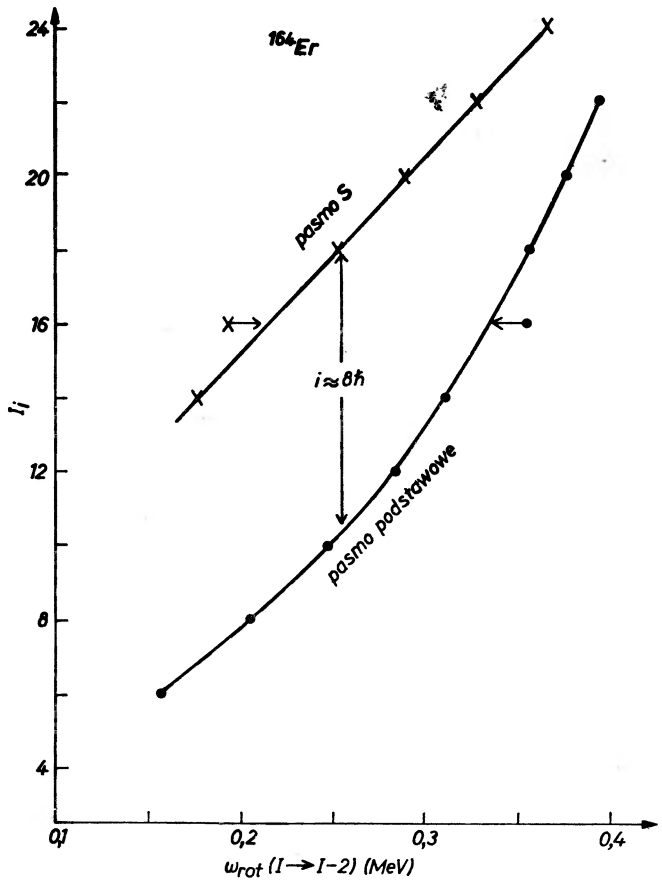
Przykład widma otrzymanego przez diagonalizację powyższego hamiltonianu jednocząstkowego pokazany jest na rys. 9. Przy braku rotacji, widmo wykazuje charakterystyczną przerwę energetyczną, równą parametrowi uporządkowania Δ. Pochodna jedno-



Rys. 9. Widmo kwazicząstkowe obliczone teoretycznie z pomocą potencjału odpowiedniego dla ^{161}Yb

cząstkowej wartości własnej względem częstości obrotu równa jest wartości oczekiwane składowej momentu pędu na oś obrotu (jak to bezpośrednio wynika z postaci członu Coriolisa w jednocząstkowym hamiltonianie (3)). Poziomy A i B o dużym nachyleniu ujemnym reprezentują zatem kwazicząstki o dużym stopniu współosiowego ustawiania ich momentów pędu i są przykładem opisanego powyżej efektu tego ustawienia. Najniższy stan dwukwazicząstkowy odpowiadający orbitom A i B przecina stan podstawowy o pełnej korelacji par w pobliżu częstości $\hbar\omega_{rot} \approx 0{,}23$ MeV. Ta teoretyczna ocena częstości, przy której występuje przecięcie pasm, pozostaje w dość dobrej zgodności z wartością obserwowaną (w ^{160}Yb, ^{161}Yb i ^{162}Yb). Można także zmierzyć różnicę w stopniu współosiowego ustawienia w tych dwóch pasmach, jak pokazano to na rys. 10. Zaobserwowana wartość $i \approx 10\,\hbar$ zgadza się z wartością teoretyczną dla stanów dwukwazicząstkowych. W obszarze przecięcia się pasm wystąpi pewne oddziaływanie między nimi, ponieważ wszystkie zachowujące się liczby kwantowe mają dla nich te same wartości. Oddziaływanie to jest jednakże dosyć małe, ponieważ istnieje duża różnica w stopniu współosiowego ustawienia dla przecinających się pasm.

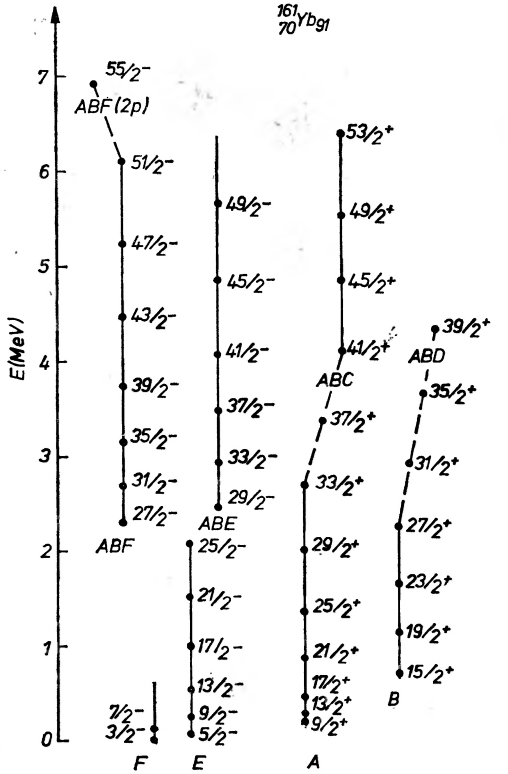
Jest chyba jasne, że wywołane obrotem rozerwanie pojedynczej pary i jej współosiowe ustawienie, które prowadzi do przecięcia pasm, jest jedynie częścią ogólnego problemu struktury widm jądrowych w obszarze *yrast* oraz ich związku z ruchem jednocząstkowym w obracającym się potencjale. W badaniach tej nowej spektroskopii dokonano w kilku ostatnich latach poważnego postępu. Rys. 11 daje przykład (^{161}Yb) bieżącego stanu tej sztuki. Widać tu dziewięć różnych pasm, w których udało się dojść do wysokich momentów pędu. Wszystkie te pasma można w przekonywający sposób zinterpretować za pomocą konfiguracji kwazicząstkowych otrzymanych w obliczeniach ruchu cząstki w wirującym potencjale. Można mieć nadzieję, że z badań tego typu zdobędziemy wiedzę o wielu efektach występujących pod wpływem obrotu w potencjale jądrowym, włączając w to zarówno zmiany kształtu jak i systematyczne osłabianie korelacji par, które prowadzi w ostatecznym wyniku do przejścia do fazy normalnej; także wiedzę o nowych członach w potencjale, członach takiego typu jaki, wobec symetrii względem odwrócenia czasu, nie może występować w stanie podstawowym jądra. (Inna podstawowa kwestia dotyczy



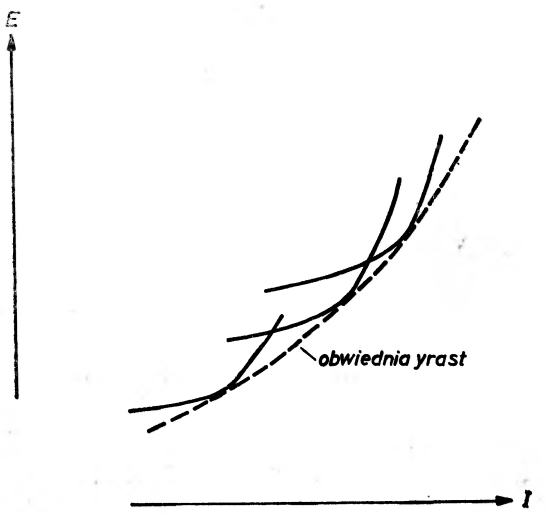
Rys. 10. Analiza wyznaczająca stopień współosiowego ustawienia i dla pasma S jądra ^{164}Er. Dane doświadczalne są te same co na rys. 7

ograniczeń związanych z założeniem, że potencjał jądrowy wiruje ze stałą częstością. Wymiana momentu pędu między jedną cząstką a potencjałem wytwarzanym przez pozostałą część układu prowadzi do fluktuacji częstości obrotu kolektywnego. Okazuje się, że dotychczas opracowane modele znacznie zawyżają te efekty, stanowiąc w ten sposób wyzwanie dla naszego zrozumienia podstawowych właściwości pojawiających się przy obrocie jądra).

Przecięcia pasm, które są wynikiem współosiowego ustawiania się poszczególnych kwazicząstek oznaczają, że moment pędu jądra wytwarzany jest poprzez dwa podstawowe mechanizmy: obrót kolektywny związany z każdym pasmem oraz współosiowe ustawianie się momentów pędu poszczególnych cząstek, występujące przy przecinaniu się pasm. W tej sytuacji, linia *yrast* składa się z wycinków różnych pasm i jej **globalną** strukturę można scharakteryzować obwiednią (rys. 12). Obwiednia ta ma nachylenie, które odpowiada średniej wartości z nachyleń poszczególnych pasm, przy danym momencie pędu. Określony wcześniej moment bezwładności



Rys. 11. Struktura pasm oraz przyporządkowanie orbit jednocząstkowych (por. rys. 9) dla jądra ^{161}Yb. Dane zaczerpnięte są od Gaardhoje i wsp.



Rys. 12. Definicja obwiedni *yrast*

$$J^{(1)} = \frac{I}{\omega_{\text{rot}}} = I\left(\frac{dE}{dI}\right)^{-1}$$

ma zatem taką samą wartość dla obwiedni i dla konkretnego pasma, w punkcie ich styczności. Różna jednak jest ich krzywizna, którą można wyrazić przez moment bezwładności związany z drugą pochodną energii

$$J^{(2)} \equiv \left(\frac{d^2E}{dI^2}\right)^{-1} = \left(\frac{d\omega_{\text{rot}}}{dI}\right)^{-1}.$$

Całkowity przyrost momentu pędu ΔI na odcinku obejmującym kilka przecięć pasm składa się z części Δ i związanej z przecięciami pasm oraz z części pochodzącej od obrotu kolektywnego, scharakteryzowanego momentem bezwładności odpowiadającym tym pasmom

$$\Delta I = J^{(2)}_{\text{band}} \Delta\omega + \Delta i.$$

Ten sam całkowity przyrost momentu pędu oraz przyrost częstości obrotu określają moment bezwładności odpowiadający obwiedni *yrast*

$$\Delta I = J^{(2)}_{\text{yr}} \Delta\omega.$$

Mamy stąd

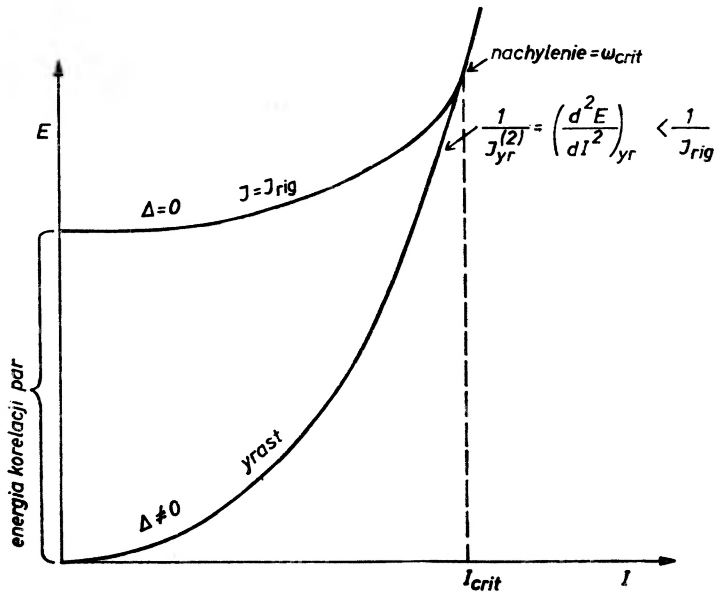
$$\frac{J^{(2)}_{\text{yr}} - J^{(2)}_{\text{band}}}{J^{(2)}_{\text{yr}}} = \frac{\Delta i}{\Delta I}.$$

Rozróżnienie między dwoma momentami bezwładności $J^{(2)}_{\text{yr}}$ i $J^{(2)}_{\text{band}}$ odpowiada zatem podziałowi przyrostu ΔI na część Δi związaną ze współosiowym ustawieniem momentów pędu poszczególnych kwazicząstek oraz na część pozostałą, związaną z gładką zmianą wzdłuż pasm.

Obszerne dane dotyczące struktury poszczególnych pasm dowodzą, że w sytuacji gdy można wyraźnie odróżnić efekty przecinania się pasm od efektów obrotu kolektywnego, wartości $J^{(2)}_{\text{band}}$ są mniejsze od wartości odpowiadającej ciału sztywnemu, nawet przy najwyższych momentach pędu jakie zostały osiągnięte (typowy wynik: $J^{(2)}_{\text{band}} \approx 0{,}77\, J_{\text{rig}}$ przy $I \approx 20 = 30\ \hbar$). Ocenę $J^{(2)}_{\text{yr}}$ można otrzymać w przypadku gdy udaje się zidentyfikować wzdłuż linii *yrast* kilka kolejnych przecięć pasm. Dotychczas dostępne dane pozwalają wyznaczyć ten parametr tylko w bardzo gruby sposób. Wskazują one na wartości, które dla spinów z zakresu 15—30 $\hbar$ przewyższają nieco J_{rig}. Wartości takie mogą wydać się zaskakujące. W rzeczywistości jednak stanowią one część systematycznego efektu związanego z przejściem fazowym od stanu nadciekłego do normalnego. Jak naszkicowano na rys. 13, przy krytycznej wartości momentu pędu odpowiadającej przejściu fazowemu, linie *yrast* dla fazy nadciekłej i fazy normalnej schodzą się mając takie samo nachylenie. Ponieważ faza nadciekła ma przy $I \leqslant I_{\text{crit}}$ energię niższą, to w obszarze tuż poniżej I_{crit} krzywizna linii *yrast* dla tej fazy musi być mniejsza od krzywizny dla fazy normalnej. Oczekuje się, że faza normalna ma $J = J_{\text{rig}}$, a zatem w tym obszarze musimy oczekiwać

$$J^{(2)}_{\text{yr}} > J_{\text{rig}}.$$

Możliwość oddzielnego wyznaczenia dwóch momentów bezwładności J_{band} i J_{yr} dostarcza

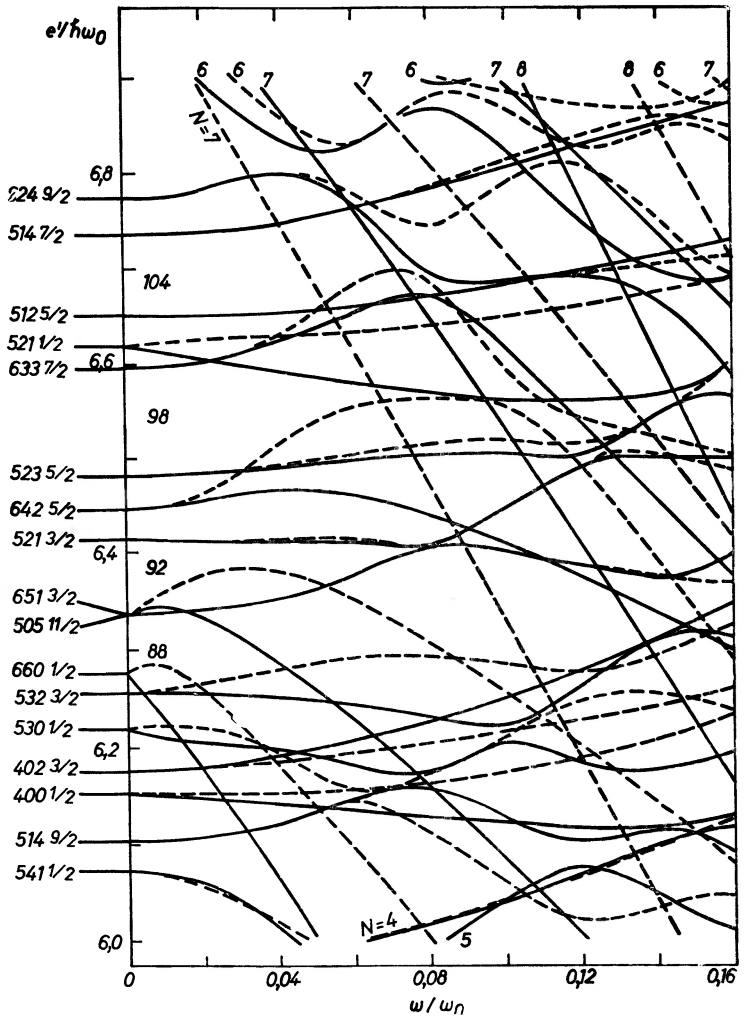


Rys. 13. Względne położenie obwiedni *yrast* i hipotetycznego pasma stanu normalnego ($\Delta = 0$, $J = J_{\text{rig}}$) w sąsiedztwie przejścia fazowego $\Delta \to 0$

zatem dodatkowego sposobu badania zjawisk przejścia fazowego związanego z nadciekłością w jądrach.

Doświadczalne badania widm *yrast* dały dotychczas szczegółową informację o poszczególnych stanach kwantowych do spinu $I \approx 30$—$40\ \hbar$. Widma gamma, których poziomy nie są rozdzielone (*unresolved*), obserwowane były jednak przy rozpadzie stanów o momentach pędu aż do $I \approx 60$—$70\ \hbar$ lub nawet większych. Pomysłowe rozwiązania doświadczalne dają szansę wyjaśnienia niektórych ważnych cech tej nowej dziedziny w ciągu najbliższych kilku lat.

Jakościowo nowe zjawiska mogą wystąpić w wyniku bardzo dużych sił odśrodkowych i Coriolisa, które mogą w zasadniczy sposób wpływać na kształt i potencjał jądra. Jako ostatnią ilustrację nowych możliwości we wzajemnym oddziaływaniu ruchu kolektywnego i jednocząstkowego, rozważymy zachowanie się dwóch momentów bezwładności w obszarze powyżej przejścia fazowego, gdzie mamy do czynienia z obrotem normalnej cieczy Fermiego. Dla takiego układu, przytoczone powyżej argumenty statystyczne sugerują, że pasmo *yrast* ma $J_{\text{yr}} = J_{\text{rig}}$ (jednakże opis oczekiwanych fluktuacji dokoła tej wartości średniej pozostaje sprawą otwartą i interesującą). W przypadku gdy na powierzchni Fermiego znajdują się orbity o silnym ustawianiu się współosiowym, przecięcia pasm będą dawały znaczny wkład do tworzenia się momentu pędu. By zorientować się w tej sprawie, możemy przyjrzeć się przykładowi widma jednocząstkowego w przypadku ruchu w obracającym się potencjale, bez korelacji par (rys. 14). W przypadku tym przyjęto potencjał, który ma kształt wydłużony i wiruje wokół osi prostopadłej do osi symetrii. Nachylenie poziomów jednocząstkowych daje (ujemną) wartość współosiowego ustawienia momentu pędu. Rysunek pokazuje zatem, że pewna, niewielka część orbit ma rzeczywiście bardzo



Rys. 14. Energie jednocząstkowe (neutronowe dla obszaru ziem rzadkich, $\varepsilon = 0{,}25$, $\gamma = 0°$) w funkcji częstości obrotu ω. Oddziaływanie „pairing" nie jest włączone. Rysunek oparty jest na obliczeniach Bengtssona i Larssona

duże ustawienie współosiowe. Są to orbity o dużym całkowitym momencie pędu, ale o małej składowej jego w kierunku osi symetrii. Orbity te dokonują powolnej precesji wokół osi symetrii i są silnie ustawiane współosiowo, nawet przez mały obrót. W sytuacji opisanej przez rys. 14, całkowity moment pędu generowany będzie w porównywalnym stopniu przez współosiowe ustawianie się cząstek przy przecinaniu się pasm oraz przez obrót kolektywny. Sugeruje to zatem, że kolektywny moment bezwładności $J^{(2)}_{\text{band}}$ będzie tylko częścią J_{yr} i nawet przy braku korelacji par będzie znacznie mniejszy od J_{rig}.

Tłumaczył: *Adam Sobiczewski*

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

James W. Cronin

University of Chicago
Chicago, USA

Łamanie symetrii CP — poszukiwanie źródła *

CP Symmetry Violation — The Search for Its Origin

Największą radością, jakiej może doznać uczony, jest dokonanie niespodziewanego odkrycia. Zawsze zadziwia mnie, gdy proste doświadczenie, zaprojektowane tak, aby zadać właściwe pytanie naturze, otrzymuje jasną odpowiedź. Nasze doświadczenie, przeprowadzone wspólnie z Jamesem Christensonem, Valem Fitchem i René Turlayem dostarczyło przekonywającego dowodu na to, że długożyciowy obojętny mezon $K(K_L)$ rozpada się na dwa piony naładowane, czego zabrania symetria CP. Ten wzbroniony rozpad stanowi mały ułamek, $(2{,}0 \pm 0{,}4) \times 10^{-3}$ wszystkich naładowanych kanałów rozpadu. Profesor Fitch opisał nasze odkrycie złamania symetrii CP. Omówił, jak odkrycie to było poprzedzone przenikliwymi koncepcjami teoretycznymi i dociekliwymi eksperymentami z mezonami K. W swoim wykładzie dokonam przeglądu naszej wiedzy na temat łamania CP uzyskanej od czasu jego odkrycia [1]. Odkrycie to wyzwoliło znaczne wysiłki eksperymentatorów na całym świecie. Stało się też podstawą licznych spekulacji teoretycznych, które doprowadziły do nowych doświadczeń.

W chwili obecnej nie ma zadowalającego wyjaśnienia teoretycznego łamania symetrii CP. Nasze obecne rozumienie zjawiska ma podstawę czysto doświadczalną. Badania doświadczalne wykroczyły poza akceleratory wysokiej energii i dotarły do laboratoriów fizyki jądrowej i reaktorów badawczych. Doświadczenia, w których starano się wyjaśnić tak słaby efekt wymagały zarazem pomysłowości i dokładnego dopracowania w każdym szczególe.

Naturalną reakcją naszych kolegów na dokonane w 1964 roku odkrycie było zadanie pytania, jaki błąd popełniono w doświadczeniu. Ci, którzy byli przekonani o poprawności naszych pomiarów, zapytywali jak można wyjaśnić zaobserwowany efekt nie rezygnując z zachowania symetrii CP. Żywo pamiętam sesję zorganizowaną na Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii w 1964 roku w Dubnej w Związku Radzieckim. W czasie całego popołudnia musiałem bronić naszego eksperymentu wobec licznej grupy

---

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

fizyków, którzy pragnęli poznać każdy szczegół doświadczenia, zapytać o więcej szczegółów niż było to możliwe w czasie formalnej sesji konferencyjnej.

Pod koniec sesji jeden z radzieckich kolegów zasugerował, iż być może zaobserwowany przez nas efekt został spowodowany przez regenerację krótkożyciowych mezonów $K(K_S)$ w...musze, która miała nieszczęście wpaść do naszego worka z helem. Obliczyliśmy szybko, jaką gęstość musiałaby mieć ta mucha, aby wytłumaczyć efekt. Wynik znacznie przewyższył gęstość uranu.

Na tej sesji padło też wiele znacznie poważniejszych pytań zadanych przez wielu ludzi, którzy bardzo poważnie przemyśleli nasz eksperyment. Byliśmy przeświadczeni, że eksperyment ten był poprawnie wykonany i właściwie zinterpretowany, ale wielu fizyków czekało jeszcze na potwierdzenie wyniku przez inne zespoły. Potwierdzenie to wkrótce nadeszło z Laboratorium Rutherforda w Anglii [2] i CERN-u [3] w Genewie.

Poruszano też inne ważne zagadnienie. W naszym doświadczeniu rozpad na dwa piony obserwowany był na podstawie kinematyki, ale nie mieliśmy bezpośredniego dowodu na to, że były to rzeczywiście piony identyczne ze zwykłymi, dotychczas obserwowanymi, ani też, że nie następowała w rozpadzie emisja trzeciej lekkiej i bardzo nisko energetycznej cząstki. Bezpośrednim dowodem, że efekt rzeczywiście stanowił złamanie symetrii CP była obserwacja interferencji między rozpadem długo- i krótkożyciowych mezonów K na dwa piony naładowane. Interferencję tę zaobserwowano po raz pierwszy w prostym i eleganckim doświadczeniu wykonanym przez mego kolegę Vala Fitcha wraz z Rothem, Russem i Vernonem [4].

W doświadczeniu tym porównywano rozpady K_L na dwa piony naładowane w próżni i w obecności rozrzedzonego regeneratora berylowego. Gęstość regeneratora była tak dobrana, że amplituda regeneracji A_r była równa amplitudzie łamania CP, η_{+-}. Amplitudy te określono następująco:

$$\eta_{\pm} = \frac{\text{amplituda}(K_L \to \pi^+\pi^-)}{\text{amplituda}(K_S \to \pi^+\pi^-)}$$

$$A_r = i\pi N\Lambda\left(\frac{f-\bar{f}}{k}\right)(i\delta+\tfrac{1}{2})^{-1}.$$

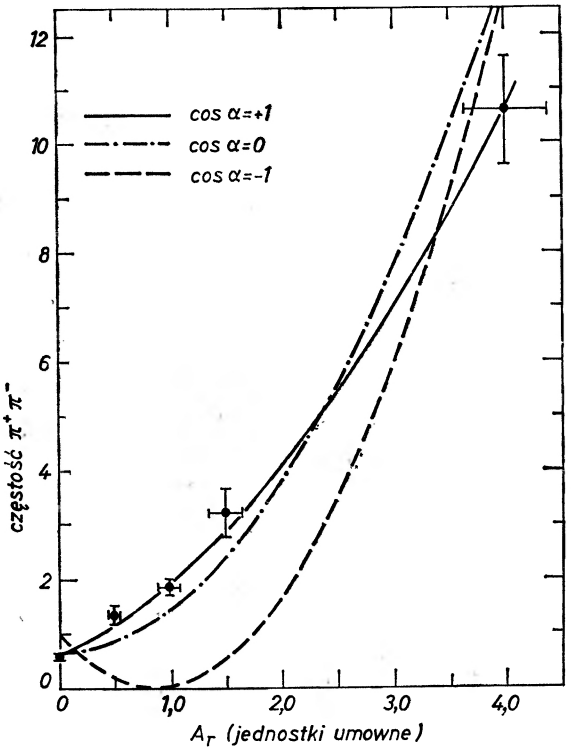
Częstość reakcji $K_L \to \pi^+\pi^-$ w obecności regeneratora jest proporcjonalna do

$$|A_r+\eta_{+-}|^2.$$

W wyrażeniu na A_r δ dana jest przez $(M_S-M_L)/\Gamma_S$, gdzie M_S i M_L są masami K_S i K_L a Γ_S szerokością rozpadu K_S, Λ jest średnią drogą na rozpad mezonu K_S, k jest liczbą falową pierwotnej wiązki K_L, f i $\bar{f}$ są amplitudami rozproszenia ku przodowi, odpowiednio K i $\bar{K}$, na jądrach regeneratora. Amplituda regeneracji jest proporcjonalna do gęstości materiału, N. Wielkość $(f-\bar{f})/k$ wyznaczono w pomocniczym doświadczeniu z gęstym regeneratorem. Następnie zbudowano regenerator o odpowiedniej gęstości, korzystając z wyrażenia na A_r [5]. Regenerator składał się z warstw o grubości 0,5 mm w odległościach 1 cm. Układ taki działa jak jednorodny generator o gęstości 1/20 normalnej, jeżeli odległość warstw jest mała w porównaniu z $\delta\Lambda$.

W pierwszym doświadczeniu Fitch wraz z kolegami stwierdzili, że przy wybranym

$|A_r|$ równym $|\eta_{+-}|$ częstość rozpadów na $\pi^+\pi^-$ była czterokrotnie większa od obserwowanej w nieobecności regeneratora. Wynik ten świadczył nie tylko, że interferencja istnieje, ale że jest ona całkowicie konstruktywna. Przedstawiona następnie pełna analiza doświadczenia [6] umożliwiła podanie częstości $\pi^+\pi^-$ w zależności od gęstości, jak pokazuje rys. 1. Wielkość α jest względną fazą między amplitudą regeneracji i amplitudą łamiącą CP. Wyniki tego doświadczenia pozwalają na wprowadzenie eksperymentalnego rozróżnienia pomiędzy światem złożonym z materii i z antymaterii. Wyobraźmy sobie, że



Rys. 1. Liczba przypadków $\pi^+\pi^-$ w zależności od amplitudy w rozrzedzonym regeneratorze. Trzy krzywe odpowiadają trzem podanym wartościom fazy między amplitudą regeneracji A_r i amplitudą łamiącą CP, η_{+-}

doświadczenie wykonamy w antyświecie. Jedyna różnica polega na tym, że regenerator składa się z antymaterii. Jeżeli założymy niezmienniczość C dla oddziaływań silnych, to amplitudy rozpraszania ku przodowi dla K i $\overline{K}$ zamienią się, tak że A_r zmieni znak. Wobec tego fizyk wykonujący to doświadczenie w antyświecie zaobserwuje interferencję destruktywną, jak to pokazuje krzywa przerywana na rys. 1 — wynik przeciwny do obserwowanego w naszym świecie. Doświadczenie interferencyjne Fitcha i współpracowników wyeliminowało odmienne wytłumaczenia rozpadów $K_L \to \pi^+\pi^-$ właśnie dzięki temu, że efekt pozwalał rozróżnić świat materii od antymaterii.

Sugerowano także, że zjawisko może być wywołane długozasięgowym polem wektorowym pochodzenia kosmicznego. Wówczas częstość rozpadu $K_L \to \pi^+\pi^-$ powinna być

proporcjonalna do kwadratu energii laboratoryjnej K_L. Nasze doświadczenie wykonaliśmy przy średniej energii K_L równej 1,1 GeV. Doświadczenia potwierdzające w Laboratorium Rutherforda i w CERN-ie przeprowadzono odpowiednio przy energii 3,1 i 10,7 GeV. We wszystkich trzech doświadczeniach otrzymano tę samą częstość rozpadu $K_L \to \pi^+\pi^-$, więc hipoteza długozasięgowego pola wektorowego upadła.

Zatrzymajmy się teraz nieco przy fenomenologicznym opisie łamania CP w układzie obojętnych mezonów K. Podstawowa notacja wprowadzona została przez Wu i Yanga [9]. W dalszej dyskusji zakładamy zachowanie CPT. Wspomnę jeszcze później o wynikach dotyczących rozpadów K świadczących o spójności wszystkich danych z łamaniem symetrii T. W granicach obecnej dokładności pomiarów łamanie CPT jest całkowicie zgodne z zerem.

Do opisu łamania CP obserwowanego w rozpadach mezonów K_L na dwa piony wprowadza się dwa zespolone parametry. Pierwszy z nich, ε, jest miarą odstępstwa stanów $|K_S\rangle$ i $|K_L\rangle$ od stanów własnych CP

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}[(1+\varepsilon)\,|K\rangle + (1-\varepsilon)\,|\bar{K}\rangle]$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}[(1+\varepsilon)\,|K\rangle - (1-\varepsilon)\,|\bar{K}\rangle].$$

Parametr ε można wyrazić przy pomocy elementów macierzy masy i rozpadu, które sprzęgają ze sobą stany $|K\rangle$ i $|\bar{K}\rangle$ i określają ich rozwój czasowy. Dany jest on przez

$$\varepsilon = \frac{-\operatorname{Im} M_{12} + i \operatorname{Im} \Gamma_{12}/2}{i(M_S - M_L) + (\Gamma_S - \Gamma_L)/2}.$$

Ograniczenie na $\operatorname{Im}\Gamma_{12}$ otrzymuje się na podstawie obserwowanego stosunku częstości rozpadów K_S i K_L na różne kanały. Gdyby $\operatorname{Im}\Gamma_{12}$ było równe zeru, to faza ε określona byłaby przez mianownik wyrażenia, czyli różnicę wartości własnych macierzy sprzęgającej K i $\bar{K}$. Wielkości te zmierzono i prowadzą one do $\arg \varepsilon \sim 45°$.
Drugi parametr, ε', określony jest jako

$$\varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \operatorname{Im}\left(\frac{A_2}{A_0}\right) e^{i(\delta_2 - \delta_0)}.$$

A_0 i A_2 są amplitudami rozpadu mezonu K na stany fali stojącej dwóch pionów w stanie izospinowym odpowiednio 0 i 2. Niezmienniczość względem odwrócenia czasu wymaga, aby A_0 i A_2 były rzeczywiste [10]. Wielkości δ_0 i δ_2 są to przesunięcia fazowe w fali S dla rozproszenia $\pi\pi$ w stanach $I = 0$ i $I = 2$. Parametry ε i ε' wiążą się z wielkościami mierzonymi w następujący sposób:

$$|\eta_{+-}|\, e^{i\Phi_{+-}} = \frac{\operatorname{amp}(K_L \to \pi^+\pi^-)}{\operatorname{amp}(K_S \to \pi^+\pi^-)}$$

$$|\eta_{00}| = \frac{\operatorname{amp}(K_L \to \pi^0\pi^0)}{\operatorname{amp}(K_S \to \pi^0\pi^0)}$$

$$\delta_l = \frac{\Gamma(K_L \to \pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(K_L \to \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(K_L \to \pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(K_L \to \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}.$$

Wielkości mierzone w doświadczeniach łączą się z ε i ε' poprzez związki [11]

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon', \quad \eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon', \quad \delta_l = 2\mathrm{Re}\varepsilon.$$

Wartość bezwzględna i faza η_{+-} zostały najdokładniej wyznaczone przy badaniu przebiegu czasowego rozpadów na $\pi^+\pi^-$ mezonów K z wiązki stanowiącej mieszankę K_S i K_L. Doświadczenie takie zaproponował Whatley [12] jeszcze dawno przed odkryciem niezachowania CP. Gdy oznaczymy stosunek amplitudy K_S do K_L w chwili $t = 0$ jako ϱ to rozwój w czasie rozpadów na $\pi^+\pi^-$ przybierze postać

$$N_{+-}(t) = |\varrho \exp[(-i\Delta M - \Gamma_S/2)t + \eta_{+-}|^2.$$

Początkową amplitudę składowej K_S można przygotować na dwa sposoby. Pierwszy polega na przepuszczeniu wiązki K_L przez regenerator. Wówczas ϱ jest amplitudą regeneracji. Człon interferencyjny wynosi $2|\varrho||\eta_{+-}|e^{-\Gamma_S t/2}\cos(-\Delta M t + \phi_\varrho - \phi_{+-})$. Sposób drugi wymaga zbudowania czystej w chwili $t = 0$ wiązki K lub ($\bar{K}$). W praktyce wiązka protonów o energii ok. 20 GeV wytwarza pod małymi kątami w przybliżeniu trzykroć więcej K niż $\bar{K}$. Nie musimy się teraz zajmować szczegółowo tą domieszką $\bar{K}$. Przyjmujemy, że $\varrho = 1$ i człon interferencyjny wynosi $2|\eta_{+-}|e^{-\Gamma_S t/2}\cos(-\Delta M t - \phi_{+-})$.

Ważnymi parametrami dla CP są $|\eta_{+-}|$ i ϕ_{+-}. Widzimy jednak, że musimy też znać parametry pomocnicze Γ_S i ΔM. W pierwszej z omawianych metod mierzy się $\phi_{+-} - \phi_\varrho$, i trzeba też niezależnie wyznaczyć ϕ_ϱ. W obu wypadkach liczba zliczeń $\pi^+\pi^-$ jest najbardziej czuła na człon interferencyjny, gdy obie interferujące amplitudy są podobne co do wielkości. W drugiej metodzie konieczna jest obserwacja po upływie dwunastu czasów życia K_S (wymagamy, by $e^{-\Gamma_S t/2} \approx |\eta_{+-}| \approx 2 \times 10^{-3}$). W rezultacie nawet mały błąd wyznaczenia ΔM może powodować sporą niepewność ϕ_{+-}, a co ważniejsze, systematyczny błąd przy wyznaczeniu ΔM może doprowadzić do fałszywej wartości ϕ_{+-}. Błąd jednego procenta dla ΔM odpowiada 3% błędu dla ϕ_{+-}. Wyznaczenie ΔM z wystarczająco dobrą dokładnością wymagało ogromnego wysiłku, porównywalnego z wysiłkiem niezbędnym do przeprowadzenia właściwych doświadczeń interferencyjnych [14].

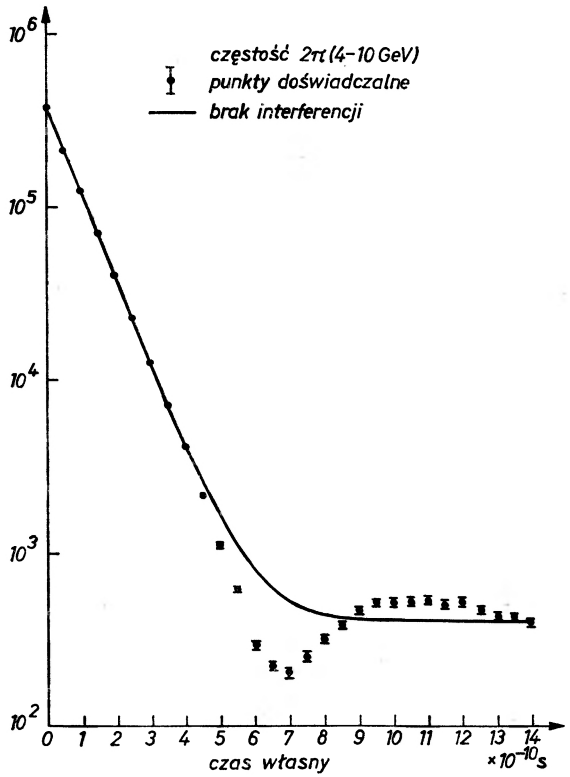
Nie miejsce tu i nie czas, aby oddać sprawiedliwość wszystkim grupom w CERN-ie, Brookhaven, Argonne i SLAC-u, których dokładne i szczegółowe pomiary pozwoliły wyznaczyć następujące wartości omawianych parametrów [15]:

$$\eta_{+-} = [(2{,}27 \pm 0{,}02) \times 10^{-3}] \exp[i(44{,}7° \pm 1{,}2°)]$$

$$\Delta M = M_S - M_L = -(0{,}535 \pm 0{,}002) \times 10^{10}/\mathrm{s}$$

$$\Gamma_S = (1{,}121 \pm 0{,}003) \times 10^{10}/\mathrm{s}.$$

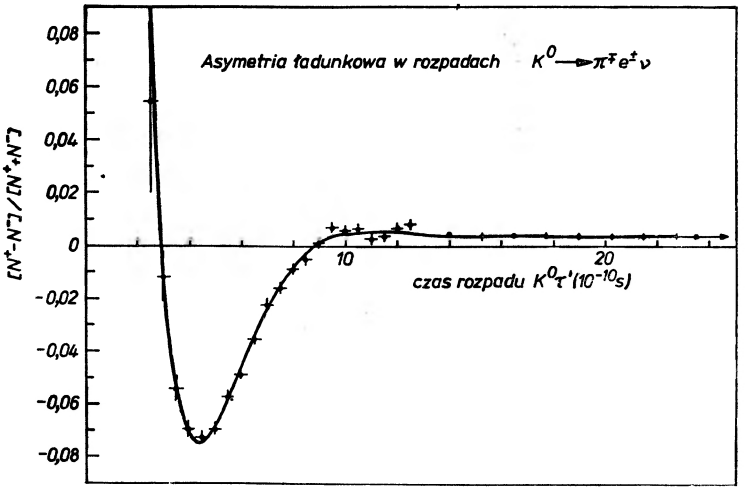
Jako przykład jakości tych pomiarów służyć może rys. 2, na którym widzimy zależność czasową rozpadów na $\pi^+\pi^-$ dla wiązki K_L o pędzie od 4 do 10 GeV/c przepuszczonej przez regenerator węglowy o grubości 81 cm [16]. Widać wyraźnie interferencję destruktywną. Gdyby doświadczenie wykonano z regeneratorem z anty-węgla, obserwowalibyśmy interferencję konstruktywną.



Rys. 2. Liczba przypadków $\pi^+\pi^-$ w zależności od czasu wzdłuż regeneratora węglowego o grubości 81 cm wstawionego w wiązkę K_L

Pomiary asymetrii ładunkowej δ_l dla rozpadów K_L rozpoczęto w roku 1966. Asymetria ta przejawia się w obficie występujących półleptonowych rozpadach $K_L \to \pi^{\pm} l^{\mp} \nu$, gdzie l jest elektronem lub mionem. W zasadzie asymetria ta stanowi miarę różnicy amplitud K i $\overline{K}$ w stanie własnym K_L. Dzieje się tak na mocy reguły $\Delta S = \Delta Q$, która mówi, że we wszystkich rozpadach półleptonowych zmiana ładunku hadronu jest równa zmianie dziwności. I tak mezony K rozpadają się na $\pi^- l^+ \nu$, a $\overline{K}^-$ na $\pi^+ l^- \nu$. Przez wiele lat powątpiewano o słuszności reguły $\Delta S = \Delta Q$, ale w końcu ustalono, że przejścia $\Delta S = -\Delta Q$ stanowią nie więcej niż 2% przejść $\Delta S = \Delta Q$ [17]. Oczekiwana wartość asymetrii ładunkowej wynosi $\sim\sqrt{2}|\eta_{+-}| \approx 3 \times 10^{-3}$. Potrzeba milionów przypadków na to, aby dokładnie wyznaczyć δ_l, przy czym niezbędna jest znakomita kontrola symetrii aparatury i zrozumienie wszystkich możliwych obciążeń, które mogą zależeć od ładunku, na to, by zredukować błędy systematyczne.

Znowu muszę zrezygnować z dokładnego przeglądu pomiarów asymetrii. Wykonywano je w CERN-ie, Brookhaven i SLAC-u. Ich wyniki przedstawiają się następująco [15]: $\delta_e = (3{,}33 \pm 0{,}14) \times 10^{-3}$ i $\delta_\mu = (3{,}19 \pm 0{,}24) \times 10^{-3}$. Oba te parametry powinny być sobie równe, bo oba są miarą 2 Reε. Zostały one wyznaczone dla czystej wiązki K_L. Dla wiązki, która w chwili $t = 0$ składa się tylko z K, asymetria ładunkowa wykazuje silny człon oscylacyjny o częstości kątowej ΔM. Rys. 3 pokazuje zależność czasową asymetrii



Rys. 3. Zależność asymetrii ładunkowej w rozpadach półleptonowych od czasu

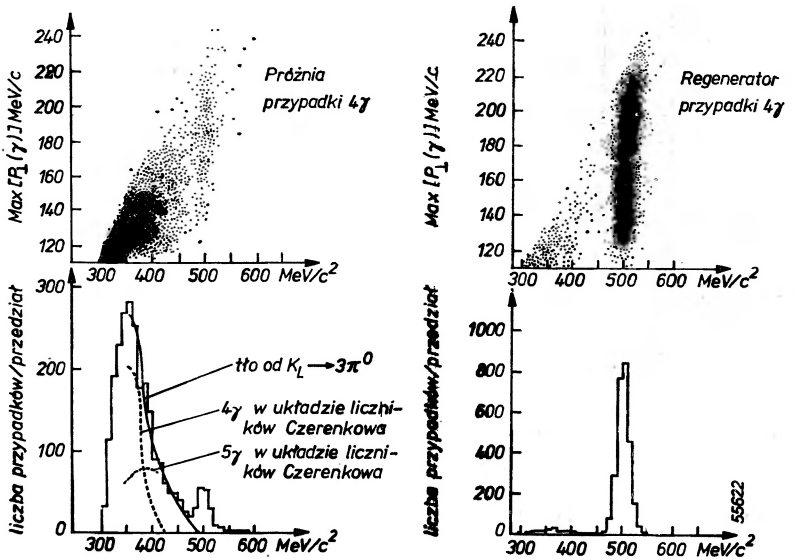
ładunkowej, wziętą z pracy doktorskiej V. Lütha [18]. Wyraźnie zaznacza się szczątkowa asymetria ładunkowa rozpadów K_L po wygaśnięciu oscylacji.

Asymetria ładunkowa jest jawnym pogwałceniem symetrii CP, i jako taka pozwala na eksperymentalne rozróżnienie między światem i antyświatem. W naszym świecie obserwujemy pewien nadmiar pozytonów z rozpadów K. Pozytony są leptonami o tym samym ładunku co nasze jądra atomowe. W antyświecie eksperymentator zaobserwowałby nadmiar leptonów o ładunku przeciwnym niż ładunek jąder atomowych — czyli otrzymałby inny wynik dla identycznego doświadczenia.

Na podstawie związków między mierzalnymi wartościami parametrów i zespolonymi wielkościami ε i ε' można pokazać, że podstawowe znaczenie dla wyznaczenia ε i ε' mają pomiary $|\eta_{00}|$ i ϕ_{00}. Skomplikowana i kręta była droga do ich wyznaczenia. Mówię to na podstawie własnych doświadczeń: spędziłem sześć lat życia na pomiarach $|\eta_{00}|$.

Pomiary parametrów rozpadu $K_L \to \pi^0\pi^0$ komplikuje fakt, iż każdy mezon π^0 szybko (10^{-16} s) rozpada się na dwa fotony. Dla wiązek K_L w typowych eksperymentach energia tych fotonów zmienia się od 0,25 do 5 GeV. Co gorsza, zachowujący CP rozpad $K_L \to 3\pi^0$ występuje ok. 200 razy częściej i stanowi bardzo silne tło.

Wczesne doświadczenia wskazywały na $|\eta_{00}|$ około dwukrotnie większe od $|\eta_{+-}|$, co prowadziło do dużych wartości ε'. W roku 1968 udoskonalony eksperyment z komorami iskrowymi oraz bardzo staranny eksperyment w komorze pęcherzykowej z ciężką cieczą wykonany w CERN-ie wykazał, że $|\eta_{00}|$ jest bliskie co do wartości $|\eta_{+-}|$. Rys. 4 pokazuje wyniki najdokładniejszych pomiarów $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|$ [21]. Pokazano zrekonstruowane przypadki rozpadów swobodnych K_L oraz próbkę $K_S \to \pi^0\pi^0$ z regeneratora, użytą do wyznaczenia zdolności rozdzielczej aparatury. Wyraźnie widać istotne tło od rozpadów na $3\pi^0$. Wynik $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}| = 1{,}00 \pm 0{,}06$ opiera się na 167 przypadkach. Równość $|\eta_{00}|$ i $|\eta_{+-}|$ znaczy, że stosunek naładowanych do neutralnych rozpadów na 2π jest taki sam dla łamiących CP rozpadów K_L i zachowujących CP rozpadów K_S. Wynik ten sugeruje, że ε' jest bardzo małe pod warunkiem, że ϕ_{00} jest bliskie ϕ_{+-}.



Rys. 4. Rozkłady zrekonstruowanych przypadków $K_L \to \pi^0\pi^0$ i zregenerowanych przypadków $K_S \to \pi^0\pi^0$

Zgromadzenie odpowiedniej statystyki rozpadów $K_L \to \pi^0\pi^0$ jest trudniejsze niż dla $K_L \to \pi^+\pi^-$, a wydzielenie ich od tła również sprawia większe trudności. W rezultacie parametry $|\eta_{00}|$ i ϕ_{00} są wyznaczone znacznie mniej dokładnie niż odpowiednie parametry dla rozpadów naładowanych. Średnia ważona wszystkich obecnie osiągalnych wyników [15] daje

$$|\eta_{00}|/|\eta_{+-}| = 1{,}02 \pm 0{,}04 \quad \text{i} \quad \phi_{00} - \phi_{+-} = 10^\circ \pm 6^\circ.$$

Podawane są wartości względne, ponieważ w najdokładniejszych eksperymentach wyznaczono bezpośrednio stosunek $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|$. Wartość ϕ_{00} pochodzi z niedawnego eksperymentu Christensona i współpracowników [22].

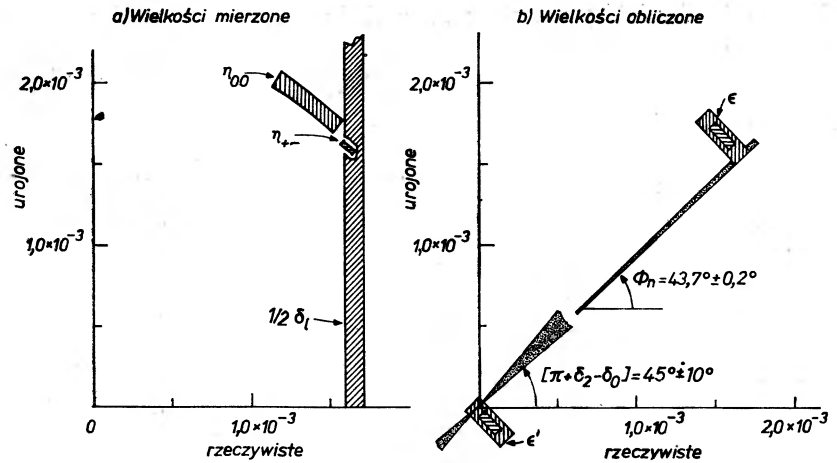
Faza wielkości ε' dana jest przez kąt $\pi + \delta_2 - \delta_0$. Dane o przesunięciach fazowych rozpraszania $\pi\pi$ pochodzą z wielu źródeł [23]. Na ich podstawie wyznaczono $\delta_2 - \delta_0 = -45^\circ \pm 10^\circ$. Faza ε wiąże się w naturalny sposób z

$$\phi_n \equiv \arg([i(M_S - M_L) + (\Gamma_S - \Gamma_L)/2]^{-1}) = 43{,}7^\circ \pm 0{,}2^\circ.$$

Taką fazę miałoby ε, gdyby nie było przyczynku od $\mathrm{Im}\Gamma_{12}$. Zmierzona faza

$\eta_{+-}(44{,}7^\circ \pm 1{,}2^\circ)$ jest w granicach dokładności pomiarowej równa $43{,}7^\circ$.

Rys. 5a pokazuje zmierzone wartości parametrów na płaszczyźnie zespolonej. Rozmiary pasm dla η_{+-} i η_{00} oraz szerokość paska dla δ_l odpowiadają jednemu odchyleniu standardowemu. Wyznaczone stąd ε i ε' pokazuje rys. 5b. Zaznaczono pasma odpowiadające jednemu i dwóm odchyleniom standardowym. Zaznaczono również ograniczenie narzucone przez przesunięcia fazowe rozpraszania $\pi\pi$, które prowadzi do fazy ε' równej $45^\circ \pm 10^\circ$. Biorąc pod uwagę to ograniczenie możemy stwierdzić, że ε, ε', η_{00} i η_{+-} ukła-



Rys. 5. Zestawienie parametrów łamania CP w układzie obojętnych mezonów K: a) wielkości mierzone, b) wielkości obliczone

dają się w przybliżeniu na wspólnej linii. Obserwuje się lekką rozbieżność między ograniczeniem wynikającym z przesunięć fazowych $\pi\pi$ a wynikiem Christensona i współpracowników dla ϕ_{00}.

Bell i Steinberger [24] przeprowadzili bardziej ogólną analizę układu obojętnych mezonów K, z uwzględnieniem zarówno możliwości łamania symetrii CPT przy zachowaniu niezmienniczości T jak też zachowania CPT i łamania CP. Analiza ta opiera się na założeniu unitarności, która wymaga, aby macierze M i Γ były hermitowskie. Zastosowanie analizy Bella–Steinbergera do istniejących danych prowadzi do wniosku, że głównym efektem jest łamanie CP, choć istnieje możliwość słabego łamania CPT. Wszystkie eksperymenty są spójne z zasadą ścisłego zachowania CPT [25], a więc implikują łamanie symetrii względem odwrócenia biegu czasu. Sprawa zachowania lub niezachowania CPT pozostaje jednak pytaniem, na które odpowiedź musi być znaleziona w doświadczeniach. W uzupełnieniu podajemy krótką dyskusję analizy związanej z założeniem unitarności.

Zasadniczym dla tej analizy punktem jest pomiar fazy η_{+-}. Ograniczenie dla przyczynku od $\mathrm{Im}\,\Gamma_{12}$ wyznaczyć można na podstawie zmierzonych częstości rozpadów obojętnych mezonów K na wszystkie dostępne kanały. Z faktu, że w granicach dokładności istniejących pomiarów, łamanie CP następuje tylko w rozpadzie na 2π, wynika, że wkład $\mathrm{Im}\,\Gamma_{12}$ do wartości ε jest $\leqslant 0{,}3\times 10^{-3}$, co jest wielkością małą w porównaniu z $|\eta_{+-}|$. Należy więc oczekiwać, że faza ε, a więc i η_{+-}, jest bliska ϕ_n. Można też rozpatrzyć przeciwstawną możliwość — że symetrie CP i CPT zostają złamane a symetria T zachowana. Wówczas otrzymuje się fazę ϕ_n około 135°, i oczekuje też ϕ_{+-} w pobliżu 135°. To, że tak nie jest stanowi główny argument świadczący o zachowaniu CPT.

Zauważmy, że naturalna faza ϕ_n zależy od znaku różnicy mas. Przyjęliśmy $\Delta M = (M_S - M_L) < 0$. Gdyby znak różnicy mas był przeciwny należałoby oczekiwać fazy ε równej 135° albo −45° dla przypadku łamania CP z zachowaniem CPT. Faza ε' pozostałaby bez zmiany, ponieważ nie zależy ona od ΔM. Tak więc stwierdzenie, że fazy ε i ε' są w przybliżeniu równe, jest konsekwencją faktu, że K długożyciowy jest cięższy od K

krótkożyciowego. Znak różnicy mas wyznaczany był przez wiele zespołów eksperymentalnych i wyniki są całkowicie zgodne [26].

Niezależnie od poszczególnych teorii, należałoby się właściwie spodziewać właśnie takich wyników, jakie otrzymano. Ograniczenia wynikające z unitarności i przesunięć fazowych $\pi\pi$ powodują, że $\phi_{00} \approx \phi_{+-}$ dla $\varepsilon' \ll \varepsilon$. W tej sytuacji pomiar stosunku $(|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|)^2$ jest bezpośrednim pomiarem ε' ze względu na związek $\varepsilon'/\varepsilon \approx [1-(|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|)^2]/6$. Stosując ten związek dla obecnie istniejących danych otrzymujemy $\varepsilon'/\varepsilon = -0{,}007 \pm 0{,}013$. Nowe doświadczenia wykonane w Laboratorium Fermiego i w Brookhaven powinny zwiększyć dokładność wyznaczenia omawianego stosunku o czynnik 10.

Pokazaliśmy, że szczegółowa analiza niezachowania CP w układzie obojętnych mezonów K prowadzi do wniosku, że również symetria względem odwrócenia czasu zostaje złamana. W tablicy 1 podajemy zestaw doświadczeń, w których poszukiwano łamania symetrii T, symetrii CP i symetrii C (poza słabymi oddziaływaniami). Żadne z tych doświadczeń nie dało pewnego potwierdzenia takiego efektu. Niektóre z pomiarów zbliżają się do granicy czułości w ocenie łamania symetrii rzędu 10^{-3}, ale tylko niewiele z nich granicę tę osiąga. Na podstawie wyników dotyczących rozpadów K można oczekiwać łamania CP z czynnikiem 10^{-3} w amplitudzie i w fazie względnej.

W doświadczeniach z rozpadami, w których następują oddziaływania elektromagnetyczne w stanie końcowym, oczekuje się zazwyczaj efektu łamania symetrii T na poziomie 10^{-3}. Przykładem może być wynik dla rozpadu ^{191}Ir, w którym zaobserwowano efekt o wielkości, jakiej można się spodziewać na podstawie oddziaływań elektromagnetycznych w stanie końcowym.

Spośród wielu pomiarów wymienionych w tabeli 1, chciałbym zwrócić uwagę na pomiar elektrycznego momentu dipolowego dla neutronu. Pierwszy pomiar tego momentu wykonany był przez Purcella, Ramseya i Smitha [27]; celem autorów było sprawdzenie założenia, że moment ten równy jest zeru. Obecnie poszukiwanie elektrycznego momentu dipolowego neutronu stanowi, obok badań układów K, najbardziej obiecujące podejście do wykrycia łamania symetrii T. Osiągnięta obecnie górna granica wynosi $\sim 10^{-24}$ e·cm. Nowe doświadczenia przy użyciu superzimnych neutronów dają nadzieję na podwyższenie intensywności o czynnik 100 w ciągu najbliższych lat. Znaczenie negatywnego wyniku dotyczącego elektrycznego momentu dipolowego, czy też któregokolwiek z pomiarów wymienionych w tabeli 1 bardzo trudno jest ocenić bez teorii łamania CP [28].

Do tej pory dyskusja nasza miała charakter czysto doświadczalny. Do analizy łamania CP w układzie obojętnych mezonów K wykorzystywaliśmy tylko ogólne zasady mechaniki kwantowej. Interpretacja asymetrii ładunkowej półleptonowych rozpadów K_L nie wymaga żadnych specjalnych założeń. Literatura naukowa pełna jest spekulacji teoretycznych na temat łamania symetrii CP. Często cytuje się prace Wolfensteina [29]. Zakłada on bezpośrednie supersłabe oddziaływanie z $\Delta S = 2$, zbudowane tak, aby doprowadzić do łamania CP. To bezpośrednie oddziaływanie interferuje ze słabym oddziaływaniem w drugim rzędzie tak, aby wywołać sprzężenie $\Delta S = 2$ między K i $\bar{K}$, łamiące CP. Hipotetyczne przejście supersłabe występuje w pierwszym rzędzie, więc wystarczy, by jego siła była rzędu zaledwie 10^{-7} siły normalnego oddziaływania słabego. Jedyną obserwowalną konsekwencją takiego oddziaływania jest łamanie CP w rozpadzie $K \to 2\pi$, scharakteryzowane tylko jedną liczbą, wartością $\mathrm{Im}\, M_{12}$ w macierzy masy.

Tabela 1. Poszukiwania niezachowania CP, T i C

Pomiar	Wynik	Test	Ref.
$\frac{\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^+) - \Gamma(K^- \to \pi^-\pi^-\pi^+)}{\text{średnia}}$	$(0{,}8 \pm 1{,}2) \times 10^{-3}$	CP	[37]
$\frac{\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^0\pi^0) - \Gamma(K^- \to \pi^-\pi^0\pi^0)}{\text{średnia}}$	$(0{,}8 \pm 5{,}8) \times 10^{-3}$	CP	[38]
$\frac{(a_\tau + - a_\tau -)}{\text{średnia}}$, gdzie $a_\tau \pm$ jest nachyleniem niepa-rzystego pionu z rozpadu $K^\pm \to \pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp$ na wykre-sie Dalitza	$(-7{,}0 \pm 5{,}3) \times 10^{-3}$	CP	[37]
Polaryzacja mionu prostopadle do płaszczyzny roz-padu $K_L \to \pi^- \mu^+\nu_\mu$	$(2{,}1 \pm 4{,}8) \times 10^{-3}$	T	[39]
Współczynnik korelacji nieparzysty względem T, $\langle \boldsymbol{J} \boldsymbol{P}_e \times \boldsymbol{P}_\nu \rangle$ w rozpadzie β spolaryzowanego jądra ^{19}Ne	$(-0{,}5 \pm 1{,}0) \times 10^{-3}$	T	[40]
Współczynnik korelacji nieparzysty względem T, $\langle \boldsymbol{\delta}_n \cdot \boldsymbol{P}_e \times \boldsymbol{P}_\nu \rangle$ w rozpadzie β neutronu	$(-1{,}1 \pm 1{,}7) \times 10^{-3}$	T	[41]
Asymetria rozkładu $(T_{\pi^+} - T_{\pi^-})$ w rozpadzie $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	$(1{,}2 \pm 1{,}7) \times 10^{-3}$	C	[42]
Elektryczny moment dipolowy neutronu	$(0{,}4 \pm 1{,}5) \times 10^{-24}$ e cm $(0{,}4 \pm 0{,}75) \times 10^{-24}$ e cm	T	[43—44]
Korelacja kątowa w rozpadzie γ spolaryzowanego irydu $^{191}\text{Ir}^* \to {}^{191}\text{Ir} + \gamma$. Mierzy fazę między ampli-tudami rozpadu E_2 i M_1.	$(4{,}7 \pm 0{,}3) \times 10^{-3}$	T	[45]
Wynik oczekiwany na podstawie oddziaływań elektromagnetycznych w stanie końcowym	$4{,}3 \times 10^{-3}$		[46]
Równowaga szczegółowa w reakcjach jądrowych, np. $^{24}\text{Mg} + d \rightleftarrows {}^{27}\text{Al} + p$ Mierzy: $\frac{\text{amplituda łamiąca T}}{\text{amplituda zachowująca T}}$	$\leqslant 3 \times 10^{-3}$	T	[47]

Obecne dane pozostają w zgodzie z tą hipotezą, która prowadzi do $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$ i $\phi_{00} = \phi_{+-} = \phi_n$. Jednakże związek $\phi_{00} = \phi_{+-} = \phi_n$ wynika też z dobrym przybli-żeniem, z unitarności i przesunięć fazowych $\pi\pi$, bez dodatkowych założeń. Z drugiej strony związek $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$ nie jest sprawdzony zbyt dokładnie, zwłaszcza jeśli wziąć pod uwagę trudności doświadczalne przy pomiarach własności rozpadu $K_L \to \pi^0\pi^0$. Doświadczenia takie podatne są na błędy systematyczne i w rzeczywistości $|\eta_{00}|$ i $|\eta_{+-}|$ mogą różnić się bardziej, niż wskazują na to wyniki eksperymentalne. Tak więc hipoteza oddziaływań supersłabych pozostaje w zgodzie z danymi, ale dane te nie stanowią przekonywającego dowodu jej słuszności.

W roku 1973 Kobayashi i Maskawa [30] w znakomitej pracy zwrócili uwagę, że przy ówczesnym stanie teorii słabych oddziaływań łamanie CP daje się opisać tylko wtedy, gdy przyjąć istnienie trzech lub więcej par silnie oddziałujących kwarków. Była to niezwykła praca, gdyż w owym czasie znano tylko trzy kwarki. W następnych latach zgromadzono istotne dowody świadczące o istnieniu czwartego kwarka powabnego oraz piątego kwarka (pięknego?). Sądzi się, że wkrótce odkryty zostanie szósty. W obecności sześciu kwarków, słaby prąd hadronowy charakteryzują trzy kąty Cabbibo i faza δ. Jeżeli ta faza różna jest od zera, to oddziaływania słabe łamią symetrię CP.

W zasadzie wielkość tej fazy, pojawiającej się w słabych prądach kwarków, może być połączona z obserwowanym łamaniem CP. Niestety, wszelkie badania doświadczalne prowadzi się z hadronami, które są strukturami związanych kwarków, podczas gdy parametr δ wyraża się przez oddziaływania między swobodnymi kwarkami. Powiązanie własności kwarków swobodnych z własnościami kwarków uwięzionych jest skomplikowaną i wciąż jeszcze niezbyt dobrze opanowaną operacją teoretyczną. Zrównoważony i trzeźwy pogląd na to zagadnienie przedstawili w swojej pracy Guberina i Peccei [31]. Nawet gdy przyjmiemy, że łamanie CP pochodzi od słabych prądów, nie jest jasne czy można odróżnić eksperymentalne konsekwencje tego faktu dla rozpadów K od przewidywań hipotezy oddziaływań supersłabych. Jeżeli uda nam się ustalić, że łamanie CP jest skutkiem fazy słabych prądów między kwarkami, wciąż jeszcze pozostanie do wyjaśnienia dlaczego ta faza ma taką a nie inną wartość.

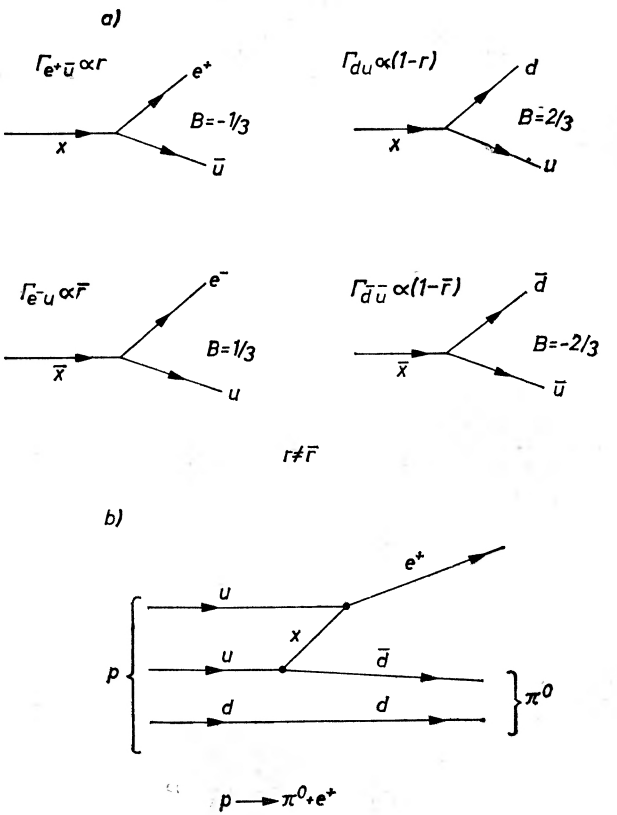
Pojawiają się jednak na horyzoncie nowe układy, które obiecują dostarczyć nowych informacji o łamaniu CP. Są to nowe mezony obojętne D^0, B^0, B_S^0 zbudowane z kwarków $c\bar{u}$, $b\bar{d}$, $b\bar{s}$ i ich antycząstki $\bar{D}^0$, $\bar{B}^0$, $\bar{B}_S^0$. Ogólne własności tych mezonów podobne są do własności mezonów K. Są to cząstki obojętne, ale odróżnialne od swoich antycząstek ze względu na oddziaływania silne, a sprzężone z nimi przez zwykłe słabe kanały rozpadu. Nie spodziewamy się silniejszych odchyleń od stanów własnych CP (z parametrem analogicznym do ε), ale można oczekiwać silniejszych efektów w amplitudach rozpadu (z parametrem będącym analogiem ε'). Można tego oczekiwać dlatego, że łamanie CP następuje przez słabe oddziaływania ciężkich kwarków c, b, t, których udział w rozpadach K jest tylko wirtualny, a może wywierać znaczny wpływ w rozpadach ciężkich mezonów obojętnych. Mezony D mogą już być dosyć obficie produkowane w pierścieniach akumulujących e^+e^- SPEAR w SLAC-u [32], a w pierścieniach akumulujących e^+e^- CESR w Cornell pojawiają się już mezony B [33].

Może się okazać, że efekt łamania CP staje się silniejszy ze wzrostem energii. Już wkrótce w CERN-ie spodziewamy się uzyskać energię w układzie środka masy powyżej 500 GeV w zderzeniach proton-antyproton. Badanie łamania symetrii C w widmach cząstek produkowanych w tych zderzeniach będzie na pewno nadzwyczaj interesujące. Ewentualne udoskonalenia w technologii detektorów w ciągu najbliższych dziesięcioleci mogą kiedyś umożliwić badanie procesów łamiących symetrię T w oddziaływaniach neutrin wysokiej energii.

Ostatnio zwrócono szczególną uwagę na rolę, jaką łamanie CP mogło odgrywać we wczesnych stadiach ewolucji Wszechświata [34]. Zaproponowano mechanizm, którego składnikiem było łamanie CP, a który mógł był przeprowadzić wczesny stan Wszechświata, w którym materia i antymateria występowały w jednakowej obfitości, do obserwowanego

obecnie stanu z lekkim nadmiarem materii. Pierwsza znana mi publikacja na temat takiego mechanizmu pochodzi od Sacharowa [35], z roku 1967. Autor podał tam explicite trzy podstawy omawianego mechanizmu w jego obecnej postaci. Podstawowymi czynnikami są: 1. niestabilność barionów; 2. łamanie CP i 3. odpowiednie odstępstwo od równowagi termicznej. Obserwowany współcześnie wzrost zainteresowania tym problemem pochodzi stąd, że niestabilność barionów stanowi naturalną konsekwencję obecnie rozważanych koncepcji dotyczących unifikacji silnych oddziaływań ze zunifikowanymi już oddziaływaniami słabymi i elektromagnetycznymi. Ta właśnie unifikacja omówiona została w wykładach noblowskich Glashowa [1], Salama [2] i Weinberga [3] [36].

Rys. 6a może nam dopomóc w bardzo uproszczonym wytłumaczeniu procesu prowadzącego do zmiany liczby barionowej. Kwarki i leptony sprzęgają się za pośrednictwem bardzo ciężkiego bozonu X i jego antycząstki $\overline{X}$. Całkowite częstości rozpadów X i $\overline{X}$ mogą być jednakowe, ale ze względu na łamanie CP cząstkowe szerokości r i $\bar{r}$ rozpadów X i $\overline{X}$ do kanałów $B = -\frac{1}{3}$ i $B = \frac{1}{3}$ mogą się różnić. Na wczesnym etapie ewolucji Wszech-



Rys. 6. a) Uproszczone diagramy rozpadów bozonów X z niezachowaniem liczby barionowej. b) Rozpad protonu za pośrednictwem bozonu X

Postępy Fizyki **32**, 49 (1981).
Postępy Fizyki **32**, 361 (1981).
Postępy Fizyki **32**, 135 (1981).

świata, gdy temperatura jest wysoka w porównaniu z masą X, gęstości X i $\bar{X}$ mogą być równe. Przy rozpadzie zmiana ładunku barionowego proporcjonalna jest do $(r-\bar{r})$. Różnica ta może być bardzo mała, jako że stosunek liczby barionów do liczby fotonów jest obecnie rzędu 10^{-9}. Rys. 6b pokazuje, jak bozon X może pośredniczyć w rozpadzie $p \to e^+ + \pi^0$. Zaobserwowanie rozpadu nukleonu stanowiłoby silny argument potwierdzający omawiane spekulacje.

Sytuacja obecna nie pozwala na razie odpowiedzieć na pytanie, czy obserwowane zjawisko łamania CP jest „wykopaliskową" pozostałością wczesnych etapów ewolucji Wszechświata — czyli czy obserwowane łamanie CP potwierdza spekulacje na ten temat. Po prostu mało wiemy o łamaniu CP. Nasza wiedza doświadczalna ograniczona jest do obserwacji zjawiska w jednym niezwykle czułym układzie, który udostępniła nam natura. Musimy poznać teoretyczne podstawy łamania symetrii CP i musimy dowiedzieć się, jak w rozsądny sposób ekstrapolować zjawisko łamania CP do obszaru bardzo wysokich energii.

Nasza obecna wiedza i zrozumienie łamania CP mogą być zamknięte w jednej liczbie. Wszystkie wyniki doświadczalne na temat łamania CP dają się opisać przy założeniu, że macierz masy sprzęgająca K z $\bar{K}$ zawiera urojony element pozadiagonalny równy $\mathrm{Im}\, M_{12} = -1{,}16 \times 10^{-8}\mathrm{eV}$. Jeżeli rzeczywiście jest to cała informacja na temat łamania CP, jakiej raczy nam udzielić natura, to zrozumienie pochodzenia tego zjawiska będzie bardzo trudne. Podkreśliłem już jednak, że mimo ogromnego wysiłku eksperymentalnego i wielu doświadczeń niezwykłej piękności, nie osiągnęliśmy jeszcze takiej dokładności, aby jednoparametrowy opis zjawiska mógł nas zaskoczyć — lub zniechęcić.

Musimy jednakże dobrze pamiętać, że łamanie CP, choć bardzo słabe, jest jednak efektem bardzo rzeczywistym. W wielu doświadczeniach wysokiej energii wykorzystywano go jako sygnał kalibracyjny. Co ważniejsze, jest to efekt, który mówi nam o istnieniu fundamentalnej asymetrii między materią i antymaterią oraz o tym, że w pewnym słabym stopniu oddziaływania nie są symetryczne względem odwrócenia biegu czasu. Musimy poszukiwać źródeł łamania CP używając wszelkich dostępnych środków. Wiemy, że w nadchodzących dziesięcioleciach udoskonalenia techniki detekcji i akceleratorów pozwolą na wykonywanie znacznie dokładniejszych eksperymentów. Mamy nadzieję, że kiedyś, może w dalekiej przyszłości, to tajemnicze przesłanie natury zostanie odcyfrowane.

Uzupełnienie

Ewolucja czasowa układu obojętnych mezonów K, opisanych przy pomocy zależnych od czasu amplitud a i $\bar{a}$ dla składowych odpowiednio $|K\rangle$ i $|\bar{K}\rangle$ dana jest przez

$$\frac{-d}{dt}\begin{pmatrix} a \\ \bar{a} \end{pmatrix} = (iM + \tfrac{1}{2}\Gamma)\begin{pmatrix} a \\ \bar{a} \end{pmatrix},$$

gdzie M i Γ są macierzami hermitowskimi, a czas t mierzy się w układzie spoczynkowym mezonu K. Macierze te mają następujące elementy:

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} \quad \text{i} \quad \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix}.$$

Macierz $iM+\frac{1}{2}\Gamma$ ma wartości własne $\gamma_S = iM_S + \frac{1}{2}\Gamma_S$ oraz $\gamma_L = iM_L+\frac{1}{2}\Gamma_L$. Zdefiniujmy małe parametry $\varepsilon = (-\mathrm{Im}M_{12}+i\mathrm{Im}\Gamma_{12/2})(\gamma_S-\gamma_L)$ oraz $\Delta = (i(M_{11}-M_{22})+(\Gamma_{11}-\Gamma_{22})/2]/[2(\gamma_S-\gamma_L)]$.
Możemy wówczas zapisać wektory własne jako

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon+\Delta|^2}}[(1+\varepsilon+\Delta)|K\rangle+(1-\varepsilon-\Delta)|\bar{K}\rangle]$$

$$i \quad |K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon-\Delta|^2}}[(1+\varepsilon-\Delta)|K\rangle-(1-\varepsilon+\Delta)|\bar{K}\rangle].$$

Parametr ε opisuje łamanie CP z niezachowaniem T. Parametr Δ opisuje łamanie CP z niezachowaniem CPT.

Jeżeli utworzymy stan $|K(t)\rangle$, który jest dowolną superpozycją $|K_S\rangle$ i $|K_L\rangle$ z amplitudami a_S i a_L w chwili $t = 0$, możemy obliczyć jego normę $\langle K(t)|K(t)\rangle$ w zależności od czasu. W chwili $t = 0$, ze względu na zachowanie prawdopodobieństwa mamy związek

$$\frac{-d}{dt}\langle K(t)|K(t)\rangle|_{t=0} = \sum_f |a_s\mathrm{amp}(K_S\to f)+a_L\mathrm{amp}(K_L\to f)|^2,$$

gdzie f opisuje stany końcowe. Wyrażenie to równe jest

$$[-i(M_S-M_L)+(\Gamma_S+\Gamma_L)/2]\langle K_S|K_L\rangle = \sum_f(\mathrm{amp}(K_S\to f)^*\mathrm{amp}(K_L\to f)).$$

Stosuje się tu kilka definicji i przyjmuje określoną konwencję fazową. Definiujemy $\tilde{\Delta} = \Delta-(A_0-\bar{A}_0)/(A_0+\bar{A}_0)$, gdzie A_0 i $\bar{A}_0$ są amplitudami fali stojącej K i $\bar{K}$ dla rozpadu na stan dwupionowy o $I = 0$. Wybieramy A_0 i $\bar{A}_0$ rzeczywiste i to określa przyjmowaną w analizie konwencję fazową. Na podstawie parametrów doświadczalnych określamy

$$\varepsilon_0 = \frac{2}{3}\eta_{+-}+\frac{1}{3}\eta_{00} \text{ i } \varepsilon_2 = \frac{\sqrt{2}}{3}(\eta_{+-}-\eta_{00}), \text{ oraz } \alpha(f) = \left(\frac{1}{\Gamma_S}\right)(\mathrm{amp}(K_S\to f))^*(\mathrm{amp}(K_S\to f)).$$

Stosując te definicje możemy z dobrym przybliżeniem napisać

$$(1)\quad [-i\Delta M/\Gamma_S+\tfrac{1}{2}]\ [2\mathrm{Re}\varepsilon-2i\ \mathrm{Im}\tilde{\Delta}] = \varepsilon_0+\sum_f\alpha(f)$$

$$(2)\ \text{i} \qquad \varepsilon-\tilde{\Delta} = \varepsilon_0.$$

Suma po f, wykluczająca już stany $\pi\pi$ o $I = 0$, zawiera następujące człony:

$$\alpha(\pi\pi, \mathrm{I} = 2) = (\Gamma(K_S\to\pi\pi, \mathrm{I} = 2)/\Gamma_S)\varepsilon_2,$$

$$\alpha(\pi^+\pi^-\pi^0) = (\Gamma(K_L\to\pi^+\pi^-\pi^0)/\Gamma_S)\eta^*_{+-0},$$

$$\alpha(\pi^0\pi^0\pi^0) = (\Gamma(K_L\to\pi^0\pi^0\pi^0)/\Gamma_S)\eta^*_{000}.$$

$$\alpha(\pi e\nu) = (\Gamma(K_L\to\pi e\nu)/\Gamma_S)2i\mathrm{Im}x_e$$

$$\text{i}\quad \alpha(\pi\mu\nu) = (\Gamma(K_L\to\pi\mu\nu)/\Gamma_S)2i\mathrm{Im}x_\mu,$$

gdzie $\eta_{+-0} = \mathrm{amp}(K_S\to\pi^+\pi^-\pi^0)/\mathrm{amp}(K_L\to\pi^+\pi^-\pi^0)$,

$\eta_{000} = \text{amp}(K_S \to \pi^0\pi^0\pi^0)/\text{amp}(K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0)$, a x_l jest stosunkiem amplitud $\text{amp}(\Delta Q = -\Delta S)/\text{amp}(\Delta Q = \Delta S)$ dla $K \to \pi l \nu$. Wielkości η_{+-0} i η_{000} są częstościami łamania CP. (Stan końcowy $\pi^+\pi^-\pi^0$ może być parzysty lub nieparzysty względem CP. Zajmujemy się tylko stanem nieparzystym). Pomiary η_{000} i η_{+-0} nie są jeszcze zbyt dokładne i w granicach błędu zgodne są z zerem. Korzystając ze znanych obecnie wartości pomiarowych [15] mamy

$$\text{Re}\alpha = \text{Re}\sum_f \alpha(f) = (0{,}14 \pm 0{,}19) \times 10^{-3}$$

i

$$\text{Im}\alpha = \text{Im}\sum_f \alpha(f) = (-0{,}19 \pm 0{,}25) \times 10^{-3}.$$

Równania (1) i (2) przyjmują bardzo prostą postać, gdy rozłożymy ε i $\tilde{\Delta}$ na składowe równoległą i prostopadłą do osi tworzącej kąt ϕ_n z osią rzeczywistą, gdzie

$$\phi_n = \tan^{-1}\left[-\frac{2(M_S - M_L)}{(\Gamma_S - \Gamma_L)}\right].$$

Wówczas mamy

$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{0\parallel} + \cos\phi_n \text{Re}\alpha, \quad \varepsilon_{\perp} = -\cos\phi_n \text{Im}\alpha, \quad \tilde{\Delta}_{\parallel} = \cos\phi_n \text{Re}\alpha \quad \text{i} \quad \tilde{\Delta}_{\perp} = -\varepsilon_{0\perp} - \cos\phi_n \text{Im}\alpha.$$

Wartości doświadczalne $\varepsilon_{0\parallel}$ i $\varepsilon_{0\perp}$ wynoszą odpowiednio $(2{,}27 \pm 0{,}03) \times 10^{-3}$ i $(0{,}16 \pm 0{,}09) \times 10^{-3}$. Możemy stąd otrzymać

$$\varepsilon_{\parallel} = (2{,}37 \pm 0{,}19) \times 10^{-3}, \quad \varepsilon_{\perp} = (0{,}14 \pm 0{,}18) \times 10^{-3},$$

$$\tilde{\Delta}_{\parallel} = (0{,}10 \pm 0{,}14) \times 10^{-3}, \quad \tilde{\Delta}_{\perp} = (-0{,}02 \pm 0{,}20) \times 10^{-3}.$$

W granicach obecnej dokładności doświadczeń stwierdzamy, że wszystkie pomiary zgodne są z łamaniem T i zachowaniem CPT. W szczególności widać, że granica na wartość $\varepsilon_{\perp}$ jest bardzo niska, tak że nie możemy oczekiwać by ϕ_{+-} i ϕ_{00} różniły się znacznie od ϕ_n. Co więcej, jeśli wartości η_{000}, η_{+-0}, x_e i x_μ są mniejsze od 10^{-2}, to $|\varepsilon_{\perp}| \leqslant 10^{-5}$. Jest to wynik rozsądny jeżeli łamanie CP jest w przybliżeniu jednakowo silne we wszystkich kanałach.

Chciałbym podziękować prof. S. Chandrasekharowi, R. Oehme, R. G. Sachsowi i B. Winsteinowi za rady i uwagi krytyczne odnoszące się do niniejszego wykładu. Dziękuję również prof. V. Telegdiemu, S. Treimanowi i L. Wolfensteinowi za wiele cennych dyskusji na temat łamania CP.

Tłumaczyła: *Helena Białkowska*

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Literatura

[1] Wykład ten nie może omówić wszystkich ważnych szczegółów, zacytować wszystkich ważnych prac dotyczących łamania CP, ani też dostarczyć pełnego przeglądu wzmiankowych w tekście prac. Czytelnik znajdzie znacznie bardziej kompletne omówienie zagadnienia w artykule K. Kleinknechta

w *Annual Review of Nuclear Science* **26**, 1 (1976). Lektura odpowiednich działów sprawozdań z odbywających się co dwa lata Międzynarodowych Konferencji Fizyki Wysokich Energii z lat 1964—1974 dostarcza dobrej perspektywy na rozwój badań omawianego zagadnienia.

[2] W. Galbraith i in., *Phys. Rev. Lett.* **14**, 383 (1965).

[3] X. de Bouard i in., *Phys. Lett.* **15**, 58 (1965).

[4] V. L. Fitch i in., *Phys. Rev. Lett.* **15**, 73 (1965).

[5] Wartość A_r zależy od $|\delta|$ czyli różnicy mas $K_S - K_L$, wyznaczonej przez J. H. Christensona i współpracowników w pracy z *Phys. Rev.* **140B**, 74 (1965) i równej $0{,}5 \pm 0{,}1$.

[6] V. L. Fitch i in., *Phys. Rev.* **164**, 1711 (1967).

[7] Argument ten przedstawiony został przez A. Wattenberga i J. Sakurai, *Phys. Rev.* **161**, 1449 (1967).

[8] J. S. Bell, J. K. Perring, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 348 (1964); J. Bernstein, N. Cabbibo, T. D. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 146 (1964).

[9] T. T. Wu, C. N. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 180 (1964); fenomenologię przedyskutowali po raz pierwszy Lee, Oehme, Yang, *Phys. Rev.* **106**, 340 (1957).

[10] E. P. Wigner, *Göttinger Nachrichten* **31**, 546 (1932); patrz też praca Lee, Oehme i Yang [9].

[11] Dokonuje się pewnych przybliżeń. Pierwsze dwa wyrażenia mają postać $\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon'/(1+\omega)$ oraz $\eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon'/(1-2\omega)$, gdzie $\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Re}\ (A_2/A_0)\, e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$. Wartość $\omega \approx 0{,}05$ więc jej wpływ jest nieznaczny. Współczynnik asymetrii ładunkowej δ_L winien być dany przez $\delta_L = 2\frac{(1-|x|^2)}{|1-x|^2} \operatorname{Re}\varepsilon$, gdzie x jest stosunkiem amplitudy $\Delta Q = -\Delta S$ do amplitudy $\Delta Q = \Delta S$ w rozpadach półleptonowych. Dane silnie sugerują $x \approx 0$; patrz [17].

[12] M. C. Whatley, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 317 (1962).

[13] Tutaj $\Delta M = M_S - M_L$ i zaniedbaliśmy Γ_L w porównaniu z Γ_S. Skala czasowa doświadczeń interferencyjnych jest z reguły taka, że $t \ll \frac{1}{\Gamma_L}$, więc amplitudę rozpadu K_L można zaniedbać.

[14] Dokładne pomiary ΔM podano w pracach: S. H. Aronson i in., *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1057 (1970); M. Cullen i in., *Phys. Lett.* **32B**, 532 (1970); R. K. Carnegie i in., *Phys. Rev.* **D4**, 1 (1971); C. Geweniger i in., *Phys. Lett.* **52B**, 108 (1974).

[15] Dane służące do tej kompilacji można znaleźć w publikacji Particle Data Group, N. Barash-Schmidt i in., *Rev. Mod. Phys.* **52**, S1 (1980).

[16] Rysunek z pracy doktorskiej T. Modis, Columbia University (1973) (nieopublikowane); publikowana wersja zawarta jest w pracy W. Carithers i in., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1244 (1975).

[17] F. Niebergall i in., *Phys. Lett.* **49B**, 103 (1974).

[18] Rysunek z pracy doktorskiej V. Lütha, Uniwersytet w Heidelbergu (1974) (nieopublikowane); publikowana wersja zawarta jest w pracy S. Gjesdal i in., *Phys. Lett.* **52B**, 113 (1974).

[19] M. Banner i in., *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1103 (1968).

[20] I. A. Budagov i in., *Phys. Lett.* **28B**, 215 (1968).

[21] M. Holder i in., *Phys. Lett.* **40B**, 141 (1972).

[22] J. H. Christenson i in., *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1209 (1979).

[23] Ekstrapolacja przesunięć fazowych rozpadu K_{e4} daje $\delta_2 - \delta_0 = 36° \pm 10°$, J. Rosselet i in., *Phys. Rev.* **D15**, 574 (1977). Z analizy rozpadów K^+ i K_S na $\pi^+\pi^-$ i $\pi^0\pi^0$ wynika $\delta_2 - \delta_0 = \pm(53 \pm 6°)$, Abbud, Lee, Yang, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 980 (1967); Particle Data Group, N. Barash-Schmidt i in., *Rev. Mod. Phys.* **52**, S1 (1980). Analiza produkcji pionów przez piony daje $\delta_2 - \delta_0 = 40° \pm 6°$, patrz np. J. Baton i in., *Phys. Lett.* **33B**, 528 (192); P. Estabrooks, A. D. Martin, *Nucl. Phys.* **B79**, 301 (1974).

[24] J. S. Bell, J. Steinberger, Proceedings of the Oxford International Conference on Elementary Particles 1965, red. T. Walsh i in., C. Rutherford Laboratory, Chilton, England (1966). Podobna analiza została wykonana przez R. G. Sachsa, *Progr. Theor. Phys.* **54**, 809 (1975). Odnośniki do literatury na temat analizy danych o rozpadach obojętnych mezonów K — z uwzględnieniem składowej zachowującej i niezachowującej T — podane są w pracy Sachsa.

[25] K. R. Schubert i in., *Phys. Lett.* **31B**, 662 (1970).

[26] J. Cantor i in., *Phys. Rev. Lett.* **17,** 942 (1966); G. W. Meisner i in., *Phys. Rev. Lett.* **17,** 492 (1966); W. A. W. Mehlhop i in., *Phys. Rev.* **172,** 1613 (1968). Ostatnia z wymienionych prac wykonana jest przy użyciu nadzwyczaj nowatorskiej techniki i na pewno sprawi przyjemność tym, którzy się z nią zapoznają.

[27] E. M. Purcell, N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **78,** 807 (1950); także J. H. Smith, praca doktorska Harvard University (1951) (nieopublikowana).

[28] Weinberg zaproponował mechanizm, w którym łamanie CP spowodowane jest przez mezony Higgsa. Jest to nęcące przypuszczenie, ponieważ wówczas łamanie CP mogłoby być maksymalne, a oczekiwana wartość elektrycznego momentu dipolowego neutronu wynosiłaby ok. 10^{-24}; patrz S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **37,** 657 (1976).

[29] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **13,** 569 (1964).

[30] M. Kobayashi, K. Maskawa, *Progr. Theor. Phys.* **49,** 652 (1973).

[31] B. Guberina, R. D. Peccei, *Nucl. Phys.* **B163,** 289 (1980).

[32] V. Lüth, Proceedings of the 1979 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (1979), red. T. B. W. Krik, str. 83, Fermilab, USA 1980.

[33] D. Andrews i in., *Phys. Rev. Lett.* **45,** 219 (1980); G. Finocchiaro i in., *Phys. Rev. Lett.* **45,** 222 (1980).

[34] M. Yoshimura, *Phys. Rev. Lett.* **41,** 381 (1978); S. Dimopoulos, L. Susskind, *Phys. Rev.* **D18,** 4500 (1978); B. Toussaint i in., *Phys. Rev.* **D19,** 1036 (1979); J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **80B,** (1979); S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **42,** 850 (1979).

[35] A. D. Sakharov, *ZhETF Pis'ma* **5,** 32 (1967); *JETP Letters* **5,** 24 (1967).

[36] S. L. Glashow, *Rev. Mod. Phys.* **52,** 539 (1980); A. Salam, *ibid.* **52,** 525 (1980); S. Weinberg, *ibid.* **52,** 515 (1980).

[37] W. T. Ford i in., *Phys. Rev. Lett.* **25,** 1370 (1970).

[38] K. M. Smith i in., *Nucl. Phys.* **B60,** 411 (1970).

[39] M. Schmidt i in., *Phys. Rev. Lett.* **43,** 556 (1979).

[40] R. M. Baltrusaitis i F. P. Calaprice, *Phys. Rev. Lett.* **38,** 464 (1977).

[41] R. I. Steinberg i in., *Phys. Rev. Lett.* **33,** 41 (1974).

[42] J. G. Layter i in., *Phys. Rev. Lett.* **29,** 316 (1972); M. R. Jane i in., *Phys. Lett.* **48B,** 260 (1974).

[43] W. B. Dress i in., *Phys. Rev.* **D15,** 9 (1977).

[44] I. S. Altarev i in., „Search for an Electric Dipole Moment by Means of Ultra-cold Neutrons", str. 541, Proceedings of the Third International Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics 1978, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY and State University of New York, Stony Brook, red. Robert E. Chrien, Walter R. Kane (Plenum Press).

[45] J. L. Gimlett, *Phys. Rev. Lett.* **42,** 354 (1979).

[46] B. R. Davis i in., *Phys. Rev.* **C22,** 1233 (1980).

[47] W. G. Weitkamp i in., *Phys. Rev.* **165,** 1233 (1968); W. von Witsch i in., *Phys. Rev.* **169,** 923 (1968); S. T. Thornton i in., *Phys. Rev.* **C3,** 1065 (1971); M. Driller i in., *Nucl. Phys.* **A317,** 300 (1979).

RÓŻNE

A. B. Migdał

Instytut Fizyki Teoretycznej L. D. Landaua
Akademia Nauk ZSRR
Moskwa, ZSRR

O psychologii twórczości naukowej *

On the Psychology of Scientific Creativity

Abstract: This article discusses the motives that actuate the creative scientist, the dangers that beset him, and then, with numerous examples, discusses the processes involved in first-class research.

Wstęp

Zainteresowanie stroną psychologiczną twórczości naukowej istnieje prawdopodobnie równie długo jak sama nauka. Ponieważ jednak nie jest to szkic literacki, opuszczę tradycyjne anegdoty o roztargnieniu, które zaczynają się od słów: „Już Arystoteles w swym *Organonie*...", i ograniczę swoje uwagi do dużo bliższej przeszłości. Faktycznie, w ostatnich kilku latach zainteresowanie tym zagadnieniem nagle się rozwinęło i ukazało się dużo prac poświęconych psychologii i metodologii nauki. Rozwinęła się nowa dziedzina wiedzy — „socjologia nauki". Jak wytłumaczyć to zjawisko? Odpowiedź można znaleźć często w samej literaturze, gdzie są wyjaśnienia tego typu: „Naród, który nie potrafi dzisiaj docenić naukowego sposobu myślenia, jest zgubiony".

Jedną z wyraźnych cech większości tych artykułów jest specyficzne znamię specjalizacji. Są one pisane na ogół nie przez ludzi bezpośrednio zajmujących się nauką, a przez badaczy nauki i jej struktury, podobnie jak szkice o sztuce są zwykle pisane nie przez czynnych artystów, ale przez zawodowych krytyków sztuki.

---

* Artykuł, opublikowany w *Contemporary Physics* **20**, 121 (1979), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1979 by Taylor and Francis Ltd.] (przyp. Red.).

Artykuł ten jest wyjątkiem. Przedstawia on opinie i refleksje nie badaczy nauki, ale samych naukowców. Nie można go w żadnym stopniu traktować jako wyniku badań w dziedzinie psychologii i socjologii nauki: jest to jedynie próba podzielenia się z czytelnikiem własnym doświadczeniem i sformułowania spostrzeżeń zebranych w czasie pracy.

Najpierw chciałbym rozważyć dwa zagadnienia. Co powoduje, że młody człowiek chce być naukowcem? Jakich osobistych cech wymaga ta praca?

1. Motywy twórczości naukowej

To nie namiętność, nie żądza złota,
To nauka cię pochłania.
Namiętność może minąć, miłość być zdradzona,
Lecz nie wprowadzi cię w błąd
Tajemnicza budowa karalucha.

N. Olennikow, *Wiersze komiczne*

1.1. Ciekawość, wyrażenie i potwierdzenie siebie

Ograniczmy się do motywów, które mają szczególne znaczenie dla twórczości naukowej, pomijając takie czynniki jak użyteczność społeczna pracy, które mają podobny wpływ na każdą dziedzinę działalności ludzkiej. (Nie będziemy oczywiście rozważali takich motywów jak chęć zrobienia kariery lub osiągnięcia materialnego dobrobytu). Normalnie te szczególne motywy składają się z następujących elementów. Najbardziej obcą prawdziwemu duchowi naukowemu jest chęć potwierdzenia siebie, potrzeba zademonstrowania sobie i innym umiejętności wykonania zadania do końca. Innym elementem jest potrzeba wyrażenia siebie, czyli dążenie do pełniejszego wyrażenia swej indywidualności. Najważniejszą siłą motywacyjną jest jednak ciekawość: chęć poznania jak urządzona jest Przyroda. Gdy ta siła dominuje, człowiek znajduje tyle samo radości w nowym odkryciu dokonanym przez kogoś, co w swoim własnym. Taka dokładnie była postawa I. J. Pomeranczuka, który nawet na łożu śmierci, odzyskawszy przytomność, pytał o ostatnie osiągnięcia w teorii cząstek elementarnych i radował się każdą nową ideą.

Tak absolutna czystość motywu zdarza się bardzo rzadko i nie jest warunkiem koniecznym. Zwykle występują wszystkie trzy elementy w różnych proporcjach. Nieraz potrzeba wyrażenia siebie jest tak silna, że sama praca naukowa nie wystarcza, aby ją zaspokoić. Na przykład, wiadomo powszechnie, że Max Planck był doskonałym pianistą, Albert Einstein grał na skrzypcach, a Richard Beynman gra na bębenkach *bongo*. Zeldowicz, znany fizyk rosyjski, pisze wiersze („Poszukujecie wyjaśnień — poznajcie swą strukturę atomową!").

Są również ludzie, dla których chęć potwierdzenia siebie jest główną podnietą do pracy twórczej. Jeśli ta chęć nie jest kontrolowana przez nieskazitelną sumienność, to prawie nieuchronnie przekształca się ona w poszukiwanie dodatnich wyników i prowadzi do mimowolnej błędnej interpretacji faktów. Ileż utalentowanych umysłów zostało straconych dla nauki przez ten błąd!

Wśród ludzi nie zajmujących się nauką powszechny jest sąd, że naukowiec w swej

pracy kieruje się pragnieniem zrobienia odkrycia. Tak jednak nie jest, odkrycie nie musi być jego celem; jego zajęcie to głębokie i szczegółowe badania w dziedzinie naukowej, którą się zajmuje. Odkrycie powstaje tylko jako produkt uboczny tych badań. Nie oznacza to, że naukowcy są z natury niezainteresowani zrobieniem odkrycia. Chęć taka oczywiście występuje, ale na dalszym planie: powinna ona nie tylko nie określać, ale nawet nie mieć najmniejszego wpływu na sposób prowadzenia badań.

Mówię o odkryciu w sensie istotnego skoku naprzód w zrozumieniu Przyrody. Małe odkrycia, które pozostają niezauważone przez innych, robi się ciągle i czynią one codzienną pracę naukową wartą zachodu. Każdy, kto pragnie być naukowcem musi mieć tę umiejętność cieszenia się z każdego małego kroku naprzód, z każdego drobnego odkrycia. Ważne jest aby nowicjusze w tym zawodzie jasno rozumieli niebezpieczeństwa poszukiwania swego potwierdzenia w pracy, które tak często prowadzi do poszukiwania wyników dodatnich. Dlatego jeszcze nie raz powrócimy do tego problemu.

1.2. Zdolność dziwienia się; pojęcie piękna w nauce

Powróćmy na chwilę do ciekawości badacza. Wiąże się ona ściśle z jego zdolnością dziwienia się, istotną cechą w dowolnej dziedzinie twórczości; bez niej nie ma prawdziwego poety, artysty czy uczonego. Tylko, gdy w sztuce najważniejsza jest bezpośrednia spontaniczna reakcja na to, co widzimy lub słyszymy, w nauce dziwienie się musi być wynikiem myślenia nad tymi zmysłowymi obrazami, wynikiem interpretacji zdobytych wiadomości. Jeśli źródła tego zdziwienia wyrazimy jasno, to dochodzimy do paradoksu naukowego.

Jest wiele dobrze znanych przykładów tego, że zdziwienie uczonego, wyrażone w formie paradoksu, doprowadziło do rewolucji naukowej. Oto kilka z nich.

Teoria grawitacji

Już od czasów Galileusza wiedziano, że wszystkie ciała spadają z jednakowym przyspieszeniem (jeśli nie brać pod uwagę oporu powietrza). Oznacza to, że ciężar ciała, czyli siła, z jaką Ziemia przyciąga ciało, jest wprost proporcjonalny do jego masy. Siła bezwładności jest również proporcjonalna do masy. Ponieważ obie te siły zależą tak samo od masy, to człowiek w spadającej swobodnie windzie znajduje się w stanie nieważkości: siła bezwładności dokładnie równoważy siłę ciężkości.

W życiu tak przyzwyczailiśmy się do tej prawdy, że nie widzimy w niej nic godnego uwagi. Dla Einsteina była ona dziwna i swe zdziwienie wyraził on w postaci paradoksu: dlaczego *ciężar* ciała, niezależnie od jego składu, i *bezwładność* ciała powinny być proporcjonalne do jego masy? Czy nie wynika to z tego, że istnieje głębszy związek między siłą bezwładności i siłą ciężkości? Ta idea stanowiła punkt wyjścia do jednej z najznakomitszych teorii fizycznych, teorii grawitacji Einsteina.

Dlaczego gwiazdy dają tak mało światła?

Załóżmy, że gwiazdy są rozłożone mniej więcej równomiernie w całym Wszechświecie. Wtedy liczba gwiazd wewnątrz kuli o promieniu R, otaczającej Ziemię, byłaby proporcjonalna do R^3. Natężenie światła docierającego od pojedynczej gwiazdy jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu jej odległości, czyli oświetlenie winno być proporcjonalne do $1/R^2$. Całkowite natężenie światła od gwiazd wewnątrz kuli winno być proporcjonalne do

R i jeśli Wszechświat byłby nieskończony, to jasność nieba byłaby ograniczona tylko przez zaniedbywalnie małą część światła pochłoniętego w przestrzeni międzygwiezdnej. Niebo winno więc świecić „jaśniej niż tysiąc Słońc". Ten paradoks (paradoks Olbersa) był znany od dawna, ale nikt nie umiał go wyjaśnić. Został on ostatecznie rozwiązany w kosmologii Einsteina, która powstała przez śmiałe, nie mające precedensu, zastosowanie teorii grawitacji do świata jako całości. Według tej teorii grawitacji geometria świata różni się od zwykłej geometrii euklidesowej; promienie światła nie rozchodzą się po prostych, Wszechświat rozszerza się i światło tylko od stosunkowo małej liczby gwiazd dociera do Ziemi.

Rozważmy niezbyt dokładną analogię, jak to zwykle bywa z analogiami. Zamiast świata trójwymiarowego rozważmy świat dwuwymiarowy na powierzchni kuli. W takim świecie światło rozchodziłoby się między dwoma punktami wzdłuż linii o najmniejszej odległości. Gdyby powierzchnia Wszechświata była równomiernie pokryta gwiazdami, to zarówno całkowita liczba gwiazd jak i liczba gwiazd oświetlających jakiś obiekt byłyby oczywiście skończone. Wyobraźmy sobie teraz (chociaż jest to dość trudne) nasz trójwymiarowy świat w postaci kuli w czterowymiarowej przestrzeni, tj. wyobraźmy sobie, że nasz świat jest zamknięty w sobie, tak jak świat dwuwymiarowy na powierzchni trójwymiarowej kuli. Wtedy całkowita liczba gwiazd byłaby skończona i wyjaśniony byłby mrok nocnego nieba. Można sobie wyobrazić inny rodzaj geometrii, dla której całkowita liczba gwiazd byłaby nieskończona, ale liczba gwiazd oświetlających Ziemię byłaby skończona. Problemu geometrii naszego świata nie można dokładnie rozstrzygnąć teoretycznie; jest to problem, w którym decydującą rolę odgrywa eksperyment.

Skok naprzód w zrozumieniu naszego Wszechświata, jakim jest przejście od płaskiej przestrzeni geometrii euklidesowej do przestrzeni zakrzywionej, jest tak samo doniosły jak skok dokonany gdy ludzie uzmysłowili sobie, że Ziemia nie jest płaska ale kulista.

Fizyka kwantowa

Większy paradoks powstał pod koniec XIX w. przy próbie zastosowania praw fizyki statystycznej do niezwykłego obiektu: stojących fal elektromagnetycznych, które mogą powstać w pudełku z odbijającymi ściankami. Zgodnie z tymi prawami każdy niezależny mod drgań w równowadze termicznej, powstałej w wyniku powtarzających się emisji i absorpcji promieniowania przez ścianki, winien przenosić energię kT, gdzie T jest temperaturą bezwzględną ścianek, a k stałą Boltzmanna. Liczba stojących fal elektromagnetycznych w pudełku jest jednak nieskończona. Faktycznie, fale stojące mogą powstać w pudełku, jeśli między ściankami mieści się całkowita liczba połówek fal. Im krótsza jest długość fali, tym większa jest liczba możliwych kierunków, dla których ten warunek jest spełniony. Dlatego, im krótsza długość fali, tym większa jest liczba możliwych drgań i większa energia odpowiada tej długości fali. W wyniku tego pole elektromagnetyczne winno zaabsorbować całą energię termiczną ścianek, bez względu na to, jak duży byłby dopływ ciepła. Jeśli każdemu drganiu rzeczywiście odpowiada energia kT, to zrobiwszy mały otwór w pudełku, mielibyśmy źródło nadzwyczaj jasnego światła o bardzo krótkiej długości fali. Ten paradoks otrzymał dramatyczną nazwę „katastrofy Rayleigha-Jeansa", mimo że w eksperymencie żadna taka katastrofa nie zachodzi.

Chcąc wytłumaczyć tę sprzeczność, Max Planck zasugerował, że energia drgań elektromagnetycznych ulega zmianie porcjami $\Delta E = \hbar\omega$, gdzie $\hbar$ jest współczynnikiem pro-

porcjonalności, a ω jest częstością kątową. Jeśli najmniejsza możliwa energia drgań $\hbar\omega$ jest dużo większa niż kT, to drganie będzie miało małe natężenie. Zgodnie z prawami fizyki statystycznej, natężenie takiego drgania spada wykładniczo ze wzrostem częstości. Stąd drgania o dużej częstości dają mały wkład do energii termicznej i paradoks jest rozwiązany. Prawo to zostało potwierdzone z dużą dokładnością w eksperymencie i można było wyznaczyć wartość $\hbar$.

W ten sposób w fizyce pojawiła się stała Plancka $\hbar$, określająca możliwe dyskretne poziomy energetyczne fal elektromagnetycznych o danej częstości; faktem stało się pojęcie zmian skokowych. Minimalna jednostka energii drgania elektromagnetycznego została nazwana kwantem. Jeśli energia drgania zawiera n jednostek $\hbar\omega$, to mówimy, że mamy w pudełku n kwantów o częstości kątowej ω.

Dlaczego atomy promieniują światło nie o wszystkich częstościach, a tylko o częstościach dyskretnych, dokładnie zdefiniowanych? Gdyby elektrony w atomie poruszały się zgodnie z prawami mechaniki klasycznej, wysyłałyby światło o wszystkich częstościach. Czy nie oznacza to, że elektrony w atomie, podobnie jak drgania elektromagnetyczne, po prostu nie mogą zajmować dowolnego poziomu energetycznego, a tylko pewne, o ściśle określonej wartości energii? Rozważania nad tymi i innymi problemami doprowadziły w końcu Nielsa Bohra do stworzenia kwantowego modelu atomu.

Uniwersalność praw zachowania

Dlaczego prawo zachowania energii jest jednakowo słuszne dla najróżniejszych procesów: elektromagnetycznych, mechanicznych, cieplnych, chemicznych itd...? Z pewnością wynika to stąd, że odpowiada ono pewnej głębszej wspólnej właściwości praw Przyrody. Próby odpowiedzi na to pytanie nie doprowadziły do rewolucji naukowej, ale pogłębiły nasze zrozumienie świata.

Faktycznie, okazało się, że uniwersalność prawa zachowania energii jest konsekwencją niezależności od czasu. Niezależność od czasu oznacza, że przyrząd będzie pracował dokładnie w ten sam sposób w dowolnym czasie, jeśli nie zmienią się wpływające nań warunki zewnętrzne. Chcąc wykazać związek między prawem zachowania energii i niezależnością od czasu, możemy użyć argumentu, że prawo to może być naruszone, jeśli czas płynie nieregularnie. Przypuśćmy, że nieregularność czasu jest spowodowana tym, że grawitacja nie jest stała lecz ulega od czasu do czasu zmianie. Wtedy można by uzyskać więcej energii niż się jej zużyło: wystarczy tylko podnosić ciężarek w okresie słabej grawitacji, pozwalać mu spadać w okresie silnej grawitacji i napędzać w ten sposób prądnicę.

Wiele podobnych przykładów mamy w fizyce cząstek elementarnych. Często przy rozwiązywaniu paradoksu, który powstawał z potrzeby wyjaśnienia jakiegoś zjawiska, odkrywano nową cząstkę. Ciągle nie jest rozwiązany np. paradoks, który nadal nie przestaje zdumiewać fizyków: dlaczego ładunek protonu jest zawsze równy co do wielkości ładunkowi elektronu, mimo że poza tym obie te cząstki są całkiem od siebie różne? Wyjaśnienie tego paradoksu wpłynie poważnie na wybór między różnymi możliwymi teoriami, opisującymi oddziaływania cząstek elementarnych z polem elektromagnetycznym.

Nadprzewodnictwo cieplne czy nadpłynność?

Jeszcze inny przykład wiąże się z odkryciem nadpłynności, dokonanym w Instytucie Problemów Fizycznych Akademii Nauk ZSRR w 1937 r. przez akademika P. L. Kapicę.

Badano wtedy właściwości ciekłego helu przy bardzo niskich temperaturach. Wiedziano już, że przy temperaturach poniżej 2,2 K (−270,8° C) ciekły hel ulega dalszej modyfikacji, stając się helem II o całkowicie różnych właściwościach. Holenderski fizyk Keesom z Lejdy odkrył wcześniej, że hel II ma przewodnictwo cieplne milion razy większe niż miedź, co samo w sobie było bardzo dziwne. Następnie odkryto, że hel II ma nadzwyczaj małą lepkość — tysiąc razy mniejszą niż woda. W cieczach mikroskopowe mechanizmy przewodnictwa cieplnego i lepkości są jednak bardzo podobne i jeśli przewodnictwo cieplne jest duże, to prawie zawsze także lepkość jest duża. Faktycznie, przewodnictwo cieplne jest określone przez szybkość przekazu energii kinetycznej z jednej warstwy do drugiej, zaś lepkość przez szybkość przekazu pędu. Im większa jest pierwsza szybkość, tym większa winna być druga. W wypadku helu zachodziła jednak odwrotna sytuacja.

Po zastanowieniu się nad tym paradoksem P. L. Kapica doszedł do wniosku że nie ma takiej rzeczy jak „nadprzewodnictwo cieplne", a duża szybkość wymiany cieplnej obserwowana przez Keesoma jest spowodowana przez prądy powstające w helu, gdy jest on w stanie *nadpłynności*. W stanie nadpłynności ciekły hel może przepływać przez rurę bez żadnego tarcia. Dlatego nawet najmniejsza niejednorodność gęstości, pochodząca z różnic temperatury, wystarcza, aby pod wpływem siły ciężkości spowodować prądy, które powodują przepływ ciepła

P. L. Kapica musiał przeprowadzić kilkanaście nadzwyczaj czułych eksperymentów, aby tę ideę zamienić w autentyczną prawdę.

Czytelnik wie bez wątpienia, że fizycy dzielą się na eksperymentatorów i teoretyków. Bardzo rzadko jedna osoba działa w obu dziedzinach. Jest zbyt duża różnica w charakterze wiedzy specjalistycznej i umiejętności, jakie są wymagane przez te dwa zajęcia. Pierwszorzędny eksperymentator P. L. Kapica zwrócił się ze swymi eksperymentami do wspaniałego teoretyka L. D. Landaua. Teoria i eksperyment stymulują się nawzajem. W wyniku takiego oddziaływania Landau stworzył jedną ze swych najlepszych teorii, teorię ciekłego helu II. Teoria ta z powodzeniem przewidywała ilościowo wszystkie fakty odkryte w eksperymentach P. L. Kapicy.

Z tych przykładów łatwo dostrzec istotną rolę, jaką umiejętność dziwienia się odgrywa w nauce. Co więcej, przykłady te dostarczają pewnego wyobrażenia o pięknie nauki. Proste fakty, które na pierwszy rzut oka nie mają w sobie nic godnego uwagi, poddane głębokiemu przemyśleniu mogą doprowadzić do niespodziewanych i ważnych rezultatów. Mrok nocnego nieba może spowodować, że rozważymy ponownie nasze poglądy na geometrię świata. Zjawiska tak różne jak prawo zachowania energii i niezależność od czasu mogą okazać się blisko ze sobą związane. Prawa odkryte przy badaniu ruchu atomów w ogrzewanym gazie można zastosować do pola elektromagnetycznego, co prowadzi do wniosku całkiem obcego dla tradycyjnej mechaniki, że energia drgania elektromagnetycznego może się zmieniać tylko w dyskretnych porcjach.

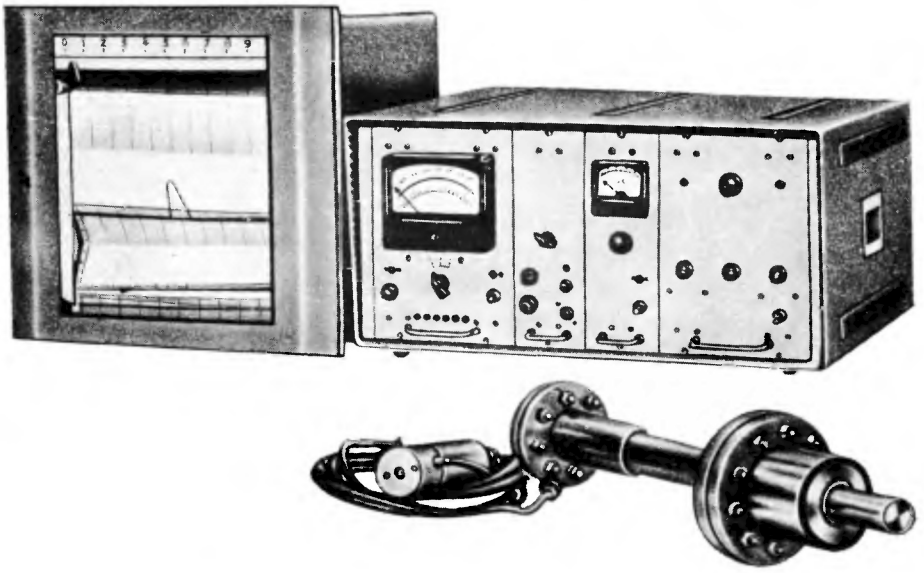
Logiczną współzależność wszystkich odkryć w nauce niemiecki matematyk David Hilbert wyraził słowami: „Wystarczy tylko zgodzić się na to, że dwa razy dwa jest pięć, a można będzie udowodnić, że z komina wylatują czarownice". Piękno nauki leży w zgrabności jej logicznej struktury, w bogactwie wzajemnych związków. Idea piękna może okazać się nieoceniona w sprawdzaniu wyników i w odkrywaniu nowych praw; jest ono odbiciem w naszej świadomości harmonii istniejącej w przyrodzie.

SPEKTROMETR MASOWY MX-7303

Jakościowa analiza gazów resztkowych w instalacjach próżniowych

MX-7303 zapewnia również:

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



PODSTAWOWE DANE TECHNICZNE

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

Eksporter

Techsnabexport

USSR MOSCOW

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

Dla kogokolwiek, kto wybiera zawód naukowca, motywem powinno być przede wszystkim docenienie piękna nauki i umiejętność dziwienia się. Wybitny matematyk Henri Poincaré w swej książce *Nauka i metoda* mówi o pięknie, „dla którego uczony podejmuje tak długie i trudne zajęcie", w ten sposób: „Myślę o tym głębszym pięknie, które polega na harmonii elementów i jest dostrzegane tylko przez intelekt. To ono tworzy podstawę tego odczucia widzialnego piękna, które raduje nasze zmysły. Bez tej podpory, piękno przelotnych wrażeń byłoby niepełne, jak wszystko, co jest nieuchwytne i chwilowe. Piękno intelektualne daje zaś satysfakcję samo w sobie...".

2. Podwodne rafy

Niels Bohr powiedział kiedyś: „Specjalista to ten, kto zna niektóre z najpospolitszych błędów w swej dziedzinie i jest na tyle sprytny, aby ich uniknąć". Badania naukowe są pełne psychologicznych pułapek. Spróbujmy przeanalizować kilka najbardziej niebezpiecznych.

2.1. Pożyteczny krytycyzm

Na bardzo wczesnych etapach badań, czasem trzeba rzeczywiście rozdmuchać drżący płomień przez znalezienie argumentów potwierdzających nasz punkt widzenia. Gdy praca zaczyna już nabierać kształtu, niedopuszczanie wątpliwości może tylko spowodować szkodę i największą trudność stanowi znalezienie kontrargumentów; argumenty „za" wydają się pojawiać całkiem same bez świadomego wysiłku.

Zobowiązanie się do dokonania odkrycia całkiem często prowadzi do ratowania się uspokajającymi argumentami i nawet do wymuszonego przeinaczania faktów. Oto jeden przykład zdarzenia, w którym mały brak sumienności w traktowaniu danych eksperymentalnych urósł do takich rozmiarów, że wyciągnięto całkowicie błędny wniosek. W eksperymencie podjęto próbę zbadania widma energii cząstek alfa emitowanych z pewnego jądra. Widmo składa się z ostrych maksimów i odległość między wartościami energii w tych maksimach daje możliwe wartości energii wzbudzenia jądra powstałego w procesie rozpadu alfa (jądro końcowe). W eksperymencie cząstki alfa grupowały się wokół energii o równych odstępach. Oznaczało to, że odległości między poziomami energii jądra końcowego także były równe. Wynik ten był całkiem niespodziewany i sprzeczny z istniejącymi wyobrażeniami o strukturze jądra.

Eksperymentatorzy poprosili teoretyków o wyjaśnienie. Był to jeden z rzadkich wypadków, że teoretycy mogą z dumą powiedzieć, iż *nie* potrafili stworzyć teorii. W dodatkowym eksperymencie wyniki nie powtórzyły się. Okazało się, że przy pierwszych pomiarach eksperymentatorzy otrzymali krzywe z równoodległymi energiami dla cząstek alfa. Byli oni tak podnieceni tym niezwykłym wynikiem, że za każdym razem, gdy się on nie powtórzył, sprawdzali napięcie w obwodzie i jeśli napięcie różniło się od standardowego, odrzucali wyniki swych pomiarów. Sprawdzian ten był wykonywany tylko wtedy, gdy otrzymywali niepożądany wynik. Wskutek bardzo dużej liczby zrobionych pomiarów, ta drobna dyskryminacja doprowadziła do prawie równoodległych wartości energii emitowanych cząstek alfa. Zdarzyło się to w laboratorium fizycznym eksperymentatora, który sumiennością swej pracy zyskał dobrą opinię. Jednak tym razem utracił on kontrolę nad działaniami swych

mniej doświadczonych kolegów. Nie ma dwu rodzajów sumienności: jest albo bez zarzutu, albo nie istnieje. Podobnie Woland w rozmowie z bufetowym w książce Bułhakowa *Mistrz i Małgorzata* mówi: „Świeżość bywa tylko jedna — pierwsza i tym samym ostatnia" [1].

2.2. Oznaki „Wielkiego Odkrycia"

Usiłowanie zrobienia odkrycia za wszelką cenę i dokonania rewolucji w nauce często przekracza granice własnych możliwości autorów i czasami doprowadza ich do smutnego końca. Powszechnie wiadomo, że we wszystkich instytutach fizyki niektórzy z pracowników są ciągle „zajęci" odpowiadaniem autorom „wielkich odkryć". Wszystkie te dzieła mają następujące wspólne cechy:

1) Nie ograniczają się do jednego tylko problemu, ale na raz odwołują wszystkie odkrycia współczesnej nauki.
2) Autor nie jest specjalistą wykształconym w tym zakresie.
3) Nigdy nie odwołują się do współczesnej literatury naukowej, gdyż autor najczęściej jej nie zna.
4) Autorzy takich „odkryć" zawsze stwierdzają, że ich praca jest owocem długich lat pracy, podczas gdy widać wyraźnie, że jeśli spędzili nad tym jakiś w ogóle czas, to nie był to czas na opracowanie matematyczne, eksperymenty czy nawet analizę znanych faktów.
5) Autor nie opublikował poprzednio żadnych prac na mniejszą skalę.

Są to oznaki, po których „Twórca Nowego Układu" lub „Wynalazca zupełnie Nowej Zasady" (wyrażenia wymyślone przez Wolfganga Pauliego do określenia tych uczonych dziwaków) mogą być łatwo rozpoznani bez względu na szczegóły ich dzieł. Autentyczne rewolucyjne odkrycie bezpośrednio dotyczy tylko bardzo wąskiego zakresu zjawisk i jest solidnie oparte na zaakceptowanych odkryciach nauki w każdej innej dziedzinie. Współczesna nauka jest tak specjalistyczna, że wymaga olbrzymiego zasobu wiedzy fachowej, dużo więcej niż może jej dać nawet specjalistyczne wykształcenie. Może być ona zdobyta przez długą, wytrwałą i sumienną pracę w danej dziedzinie.

Niestety „odkrycia" tego rodzaju otrzymują nieraz poparcie ludzi z tytułami naukowymi i są publikowane w postaci artykułów lub książek. Tacy protektorzy „sensacji naukowych", bez względu na ich stopnie czy kwalifikacje, mają tyle samo wspólnego z nauką, co sami autorzy tych odkryć. Wydawcy publikacji tego rodzaju, którzy nie mają koniecznych naukowych kwalifikacji, uczynią dobrze, kierując się powyższą listą oznak „wielkiego odkrycia" przy ocenie nadesłanych artykułów.

2.3. Przesądy

Gdy nie opracuje się właściwie statystyki danych doświadczalnych, dochodzi się nieuchronnie do błędów i powstają przesądy.

Przynajmniej raz w ciągu życia zachodzą wypadki, które, jak się wydaje, można wyjaśnić tylko telepatią. Dotąd jednak nikomu nie udało się przedstawić zadowalającego dowodu jej istnienia. Nawet po latach badań nie ma tu ani jednego eksperymentu, który

---

[1] Tłumaczyli Irena Lewandowska, Witold Dąbrowski (Czytelnik, Warszawa 1973) (przyp. tłum.).

osiągnąłby przekonujące statystycznie powtarzalne wyniki. Dlatego nie jest jedynie oznaką pedanterii wniosek, że istnienie tego zjawiska jest, skromnie mówiąc, wątpliwe. Argumenty oparte na osobistym doświadczeniu i przekonaniu nic nie znaczą: pamiętajmy, że 100—200 lat temu wiele osób twierdziło, że widziało anioły i diabły. Nawet jeszcze niedawno wiele osób komunikowało się z duchami na seansach spirytystycznych. Z drugiej strony ta sama naukowa rzetelność, o której już wspominaliśmy, nie pozwala nam twierdzić, że telepatia nie istnieje. Nie można udowodnić, że zjawisko nie istnieje, można tylko powiedzieć, że nie znaleziono dowodu jego istnienia i jest ono dlatego nieprawdopodobne.

Jednym z najtrudniejszych aspektów badań naukowych jest przejście od domysłu do autentycznego faktu naukowego. Naukowiec, aby osiągnąć prawdę, musi posuwać się z trudem, krok za krokiem, jak alpinista pokonujący pionową ścianę skalną.

Dlatego każdego, kto miał coś niecoś do czynienia z nauką, raził film *Wspomnienia z przyszłości*. Film ten jest przykładem aktywnej propagandy fałszywej nauki. Z faktów, które mogą mieć tysiąc prostych wyjaśnień, z niezrównaną łatwością wnioskuje się w nim, że na Ziemi są ślady pobytu astronautów z innych planet. Oto z grubsza sposób, w jaki były wypaczane fakty: jeśli człowiek na starym rysunku nosił dzban na głowie, to był astronautą; jeśli nie miał dzbanu na głowie, to chyba mu spadł w czasie lądowania statku kosmicznego. Autorzy nigdy nie zastanawiają się, dlaczego astronauci z innej planety muszą koniecznie przypominać naszych astronautów, dlaczego powinni nosić skafandry kosmiczne, tak jak nasi astronauci itd., ale to nie jest jeszcze najgorsze. Autorzy filmu udają lub rzeczywiście nie rozumieją, że jest ogromna, trudna do pokonania droga między domysłem, nawet prawdopodobnym, a autentycznie udowodnioną prawdą. Jest to droga, na której systematycznie eliminuje się każde możliwe wyjaśnienie, inne niż wybrane.

W historii fizyki mamy wiele przykładów „przesądów", tj. szeroko rozpowszechnionych złudnych idei, które powstały bez właściwego uzasadnienia. Taką była idea, że energia termiczna jest pewną cieczą (cieplikiem) przepływającą od ogrzanego ciała do chłodnego, lub dziewiętnastowieczne pojęcie światłonośnego eteru, który wypełnia całą przestrzeń.

W dwudziestym wieku idee tego typu, jeśli w ogóle się pojawiają, mają krótki żywot. Jednak nadal aktualne są dziś słowa osiemnastowiecznego fizyka i filozofa niemieckiego Lichtenberga: „To nie wielkie kłamstwa, ale drobne nieprawdziwe teorie przeszkadzają ujawnić prawdę naukową".

2.4. Co powinno być najpierw: zrozumienie czy badanie?

Jest to błędne koło, którego nie sposób przerwać: nie można dokończyć badań naukowych bez dobrego zrozumienia, ale dokładne zrozumienie przychodzi tylko pod koniec badań.

Ta sprzeczność jest jedną z trudności badań naukowych. Jednak każda praca, która została ukończona, musiała jakoś obejść ten paradoks. Na ogół nie wszystko dzieje się naraz: ze wzrostem zrozumienia pracę można posunąć nieco dalej, co z kolei prowadzi do lepszego zrozumienia.

Często na początku pracy pozostawia się na boku pewne problemy czy wątpliwości, które muszą być w dalszym ciągu rozstrzygnięte, ale które na razie nie mają wpływu na postęp w pracy. Jeśli zdarzy się zagubić listę wątpliwości wśród różnych papierów i kiedy

w końcu się ją odnajdzie, to okazuje się, że praktycznie wszystkie punkty wymagające wyjaśnienia rozwiązały się same w czasie pracy nad podstawowym problemem. Zrozumienie w nauce jest jak poznanie przyjaciela — można to tylko osiągnąć przy długiej znajomości.

Chęć dokładnego zrozumienia wszystkiego, zanim zacznie się pracę, jest bardzo powszechną przyczyną niepowodzenia. Niektórzy ludzie z natury nie są jednak zdolni do wyszukiwania drogi w ciemności i pracy bez pełnego zrozumienia. Naukowcy tego typu są nadzwyczaj użyteczni, gdy chodzi o ocenę pracy innych ludzi. Trudno ocenić, jak wielki jest ich wkład w rozwój nauki: jest zaś o wiele większy, niż można by sądzić na podstawie studiowania ich prac, nawet bardzo wartościowych. Zmarły profesor I. M. Szmuszkiewicz był wspaniałym fizykiem, który miał ten właśnie dar głębokiego rozumienia. Ktokolwiek go znał, próbował uzyskać jego opinię o swojej pracy zaraz po jej ukończeniu lub nawet w trakcie. O pracy mówiło się wtedy, że „przeszła przez Szmuszkiewicza". Jego staranne czytanie ujawniało wszystkie wątpliwe lub słabo przemyślane przejścia; i jeśli praca szczęśliwie przechodziła bez uwag, oznaczało to, że wszystko jest w porządku.

Ta niechęć do pracy w ciemności często przejawia się bardziej zamaskowana jako chęć podejmowania tylko „autentycznych" badań. Każdą pracę, w której zrobiono nie udowodnione, choć wiarygodne założenia, odrzuca się jako „nieautentyczną". Ta cecha hamuje wydajność pracy nawet pierwszorzędnych fizyków. Einstein we wspomnieniu pośmiertnym o P. Ehrenfeście, bardzo głębokim fizyku, napisał: „Jego nieszczęściem było, że jego talent krytyczny zawsze stał na drodze jego sił twórczych". Ta sama słabość powstrzymywała również tak wybitnego fizyka jak W. Pauli.

2.5. „Służba Muzom nie znosi próżności"

Po przeciwnej stronie od pragnienia zrozumienia wszystkiego, zanim się zacznie, leży nawyk „strzelania", tj. zgadywania wyniku z całkowitym pominięciem procesu rozumienia. Ten rys charakterystyczny będziemy nazywali prowizorycznie „dziecinną łatwością". Kształcenie badacza naukowego winno zaczynać się od eliminacji wszystkich śladów „dziecinnej łatwości". Warto dodać, że L. D. Landau, który wyróżniał się zarówno zdumiewającą szybkością myśli jak i imponującą szerokością zainteresowań we wszystkich działach fizyki, nigdy nie pozwalał sobie na takie postępowanie, lecz zawsze doprowadzał rozważany problem, jak tylko mógł, do punktu całkowitej jasności i największej prostoty. Mawiał on żartobliwie: „Jestem największym na świecie geniuszem w trywializacji".

Warto dodać, bo jest to prawda choć może się wydawać inaczej, że im głębsza jest naukowa idea, tym więcej zyskuje na uproszczeniu. W sztuce jest całkiem odwrotnie: ukończone dzieło nie może być uproszczone — jakakolwiek próba jego uproszczenia niszczy jego istotę. Słowa: „Chłopcze, napełnij mi kielich mocną goryczką Falernii!" mogłyby po uproszczeniu brzmieć: „Dolej mi wina, chłopcze!". Różne elementy, które decydują o uroku dzieła sztuki, można analizować oddzielnie, ale wrażenia, jakie dzieło wywołuje, nie można rozkładać na części, lecz trzeba brać w całości. W nauce wszystko można rozłożyć na części składowe.

Chcąc zrozumieć wielkie dzieło sztuki, trzeba swą świadomość podwyższyć do jego poziomu, podczas gdy osiągnięcia nauki można sprowadzić do niższego poziomu, „po-

pularnego". Uproszczenie teorii naukowej wymaga niemal tyle wysiłku twórczego, co jej stworzenie. Dlatego wiele głębszych książek popularnonaukowych, napisanych przez wybitnych naukowców, daje nie mniej bodźców do rozwoju nauki niż prace oryginalne, na których są oparte. Książki te czasem wymagają dużego wysiłku ze strony czytelnika, ale za to nie unika się w nich trudności i uproszczenia nie schodzą do poziomu wulgaryzacji.

W pracy naukowej nie ma miejsca na pośpiech i popędzanie, ale z drugiej strony leniwa praca nie tylko zabiera dużo czasu, ale go także trwoni. Tak jest jednak z każdą dziedziną ludzkiej działalności.

Jeszcze jedną cechą psychologiczną, która wpływa na dowolny rodzaj pracy twórczej, jest wiara w swoją nieomylność. Oczywiście, nie można dokonać czegoś poważnego bez pewnej wiary w swe umiejętności. Ale wiara, że się jest nieomylnym, oznacza, że naukowiec raz ustaliwszy coś, co wydaje mu się najbardziej prawdopodobnym kierunkiem, będzie uparcie się tego trzymał, nawet gdy się zderzy z murem. Należy trzymać się złotego środka między pewnością siebie i zwątpieniem, brakiem zdecydowania i nieprzejednaniem, elastycznością i stanowczością.

2.6. Zagadnienia nienaukowe

Często pracę wstrzymują rozważania nad zagadnieniami, które są albo nienaukowe, albo leżą poza granicami nauki. Nie mam na myśli zagadnień tak jawnie nienaukowych, jak typ sporów toczonych w średniowieczu: „Ile aniołów może się zmieścić na czubku igły?" itp., ani wielu wypadków, w których sprawa dotyczy terminologii, a nie dyskutowanej rzeczywistości. Uważam, że wątpliwą wartość naukową mają takie wypowiedzi jak: „Oprócz naszego świata istnieje inny świat, który współistnieje z naszym, ale nie wiemy o nim, gdyż nie oddziałuje z naszym światem". Oczywiście, taka wypowiedź wykracza poza granice nauki, gdyż nie ma sposobu ustalenia, czy jest słuszna, czy nie. Oto inny przykład pytania, które przeczy logice nauki: „Czy można wątpić w prawa np. mechaniki kwantowej?". Oczywiście, nie ma prawdy, w którą nie można by wątpić, ale nie powinno się czynić tego bez dostatecznych podstaw. Podobnie nie traci się wiary w dobrze sprawdzonego przyjaciela, chyba że pojawią się okoliczności, które spowodują zmianę opinii o nim. Bez pewnego poszanowania dobrze ustalonych praw, nauka nie byłaby zdolna w ogóle się rozwijać. Mechanika kwantowa i teoria względności są najczęstszymi celami nienaukowej krytyki, najczęściej w czasie prób stworzenia innego wyjaśnienia zjawisk, które są przewidziane i wyjaśnione przez już istniejące teorie. Dopóki nie zaproponuje się eksperymentów dowodzących poprawności nowej teorii lub zaprzeczających starej, dopóty nowy pogląd nie ma związku z nauką i co najwyżej może mieć tylko wartość pedagogiczną.

Istnieje jedno uniwersalne kryterium pozwalające odróżnić zagadnienie naukowe od nienaukowego. Jakiekolwiek stwierdzenie, które nie może być sprawdzone, nawet w zasadzie, jest nienaukowe. Kryterium to nazywane jest zasadą obserwowalności. Nie wymaga ono w sposób konieczny rzeczywistego sprawdzianu, tylko teoretycznej możliwości jego przeprowadzenia. Może ono być zastosowane nawet do teorii, które nie opisują naszego świata, ale są logicznie poprawne (jak np. geometria Łobaczewskiego). Teoria jest naukowa, jeśli wnioski z niej mogą być myślowo sprawdzone (przy użyciu myślowych eksperymentów w wypadku, gdy dotyczą wyimaginowanego świata) czyli krótko mówiąc, jeśli prowadzi do określonych związków między wielkościami, które w niej występują.

Bardzo dobrą ilustracją jest tutaj pojęcie Boga. Jeśli Boga uważać za substancję duchową, która nie ma wpływu na prawa Przyrody, to jego istnienie nie przyjmuje formy obserwowalnych związków między różnymi wielkościami i w konsekwencji taki Bóg zgodnie z zasadą obserwowalności jest pojęciem nienaukowym. Z drugiej strony, jeśli Bóg jest siłą materialną, która ma wpływ na prawa Przyrody, to jego istnienie jest zagadnieniem, które może rozstrzygnąć nauka. Naukowiec może powiedzieć tylko, że nie ma danych eksperymentalnych, które musiałyby być wyjaśnione przez takie pojęcie: wszystkie znane prawa Przyrody zostały zadowalająco wyjaśnione bez wprowadzania pojęcia siły poza nią.

Wątpliwości, jakie powstają na wczesnym etapie pracy, bardzo często znikają lub wyjaśniają się po wypowiedzeniu magicznych słów: „Należy sformułować to zagadnienie przy użyciu wielkości obserwowalnych".

Zasada obserwowalności doprowadziła na początku dwudziestego wieku do wspaniałego odkrycia. Przed Einsteinem pojęcie równoczesności dwóch zdarzeń było rozumiane intuicyjnie. Einstein, opierając założenia swej teorii na stałości prędkości światła, zasugerował bardzo prostą metodę sprawdzenia równoczesności dwóch zdarzeń. Dwa błyski światła w punktach A i B można uważać za równoczesne, jeśli światło od nich osiąga równocześnie punkt leżący w środku między A i B. Z tej definicji wynika natychmiast, że zdarzenia równoczesne dla nieruchomego obserwatora nie są równoczesne dla obserwatora poruszającego się względem punktów A i B. Następnie wynika stąd również, że czas płynie inaczej dla poruszającego się obserwatora niż dla nieruchomego i dlatego czas jest pojęciem względnym. W konsekwencji cała teoria względności powstała przez konsystentne zastosowanie zasady obserwowalności do pojęć przestrzeni i czasu.

Niels Bohr i Werner Heisenberg poddali testowi obserwowalności takie pojęcia jak położenie i pęd cząstek. Odkryli, że z zasadniczych powodów nie można dokonać równocześnie dokładnych pomiarów położenia i pędu. Im dokładniej mierzy się położenie, tym bardziej nieokreślony staje się odczyt pędu i na odwrót. W ten sposób narodziła się zasada nieoznaczoności. Był to związek, który stworzył podstawę dla nowej mechaniki, mechaniki kwantowej, która zajmuje miejsce tradycyjnej mechaniki w zastosowaniu do małych obiektów.

2.7. Starzenie się wśród naukowców

Jeszcze jednym niebezpieczeństwem grożącym naukowcom jest „starzenie się". Cudzysłów oznacza, że nie chodzi tu dosłownie o podeszły wiek. Ten rodzaj starzenia się zaczyna się niedostrzegalnie: kuszące staje się powierzanie bieżącej pracy młodszym kolegom, aby zostawić sobie więcej czasu na ważne sprawy naukowe. Krok po kroku przekazuje się im do wykonania zarówno obliczenia jak i pewne przemyślenia. Nie można tak robić, podobnie jak nie można utrzymać związku z ukochaną osobą przez pośrednika. Gdy tylko naukowiec przestaje dla siebie pracować, robić samemu pomiary, jeśli jest eksperymentatorem, lub robić samemu obliczenia, jeśli jest teoretykiem, rozpoczyna się „starość" bez względu na lata czy kwalifikacje. Traci się umiejętność dziwienia się i radość z każdego małego kroku naprzód, zanika chęć badań, pojawiają się zarozumiałość i próżność oraz chce się rozwiązywać tylko problemy o światowym znaczeniu. Nagle wydaje się, że prace można publikować szybciej niż przedtem; nabywa się nadmiernego poczucia ważności

swych własnych opinii, wiary w ich nieomylność; zaczyna się myśleć, że wystarczy spędzić pół godziny tygodniowo w pobliżu każdego aparatu, aby stać się współautorem pracy. Być może powinienem to złagodzić: w niektórych wypadkach opinia wykwalifikowanej i doświadczonej osoby może mieć decydujący wpływ na wykonanie pracy. Czasem przekazana rada może okazać się tak wartościowa, że daje prawo do współautorstwa. Ale z tym jednym wyjątkiem, udział w dużej liczbie publikacji na raz jest zwykle oznaką, że trzeba na siebie uważać, gdyż często naukowiec, który to robi, nie tylko nie wzbudza szacunku, ale naraża się otwarcie na śmieszność. Jak mu to wytłumaczyć? Być może, niezbyt szczęśliwe pytanie jakie zawsze występuje w kwestionariuszu: „Ile artykułów naukowych opublikowałeś?" należałoby pominąć i zastąpić przez: „Jakie oryginalne wyniki otrzymałeś?", „Jakie problemy rozwiązałeś w swej pracy?" lub jeśli rzeczywiście trzeba koniecznie ilościowo: „Ile jest odsyłaczy do twoich prac?".

Oprócz zaśmiecania czasopism naukowych, niepohamowane pisanie tworzy niezdrową atmosferę taniego sukcesu, który jest całkiem obcy celom nauki. Zaczyna się zatracać poczucie odpowiedzialności; pisząc artykuł, przestaje się zastanawiać nad każdym napisanym wyrazem, aby nie podać błędnego stwierdzenia. Uspokaja się myślą, że na przekór błędom mylna teoria może często wskazać drogę do prawdziwej, itp... Krok po kroku naukowa treść sprowadza się do obserwacji ogólnej natury, proporcja opisowego tekstu w artykule wzrasta, a liczba wzorów maleje. Starzejący się naukowiec próbuje nadrobić brak nowych idei robieniem dowcipnych aluzji. Kiedy, od czasu do czasu, próbuje powrócić do prawdziwie naukowej twórczości, to jego prace, nawet te, które wydają mu się oryginalne, mają jedną wspólną cechę: nie są wcale nowymi pracami, ale krytyką prac innych. Wszyscy możemy podać przykłady ludzi, którzy skończyli w ten sposób. Ten rodzaj działalności nie zastępuje w żadnym stopniu radości prawdziwych badań naukowych i niemal zawsze prowadzi do głębokiego, nieraz ukrytego, uczucia niezadowolenia. Taka jest cena porzucenia pracy naukowej.

Z drugiej strony, naukowiec, który lubi swoją pracę, może uzyskiwać oryginalne wyniki do końca swego życia. I chociaż wielu sądzi inaczej, ja twierdzę, że nie mają oni racji. W książce o genetyce pt. *Mama, tata i ja* V. Polinin pisze: „Nauka jest kapryśna, lubi młodego ... wyróżnia lekkoducha, ale jest opętana duszą buntownika i rewolucjonisty". Oczywiście widać od razu, że człowiek o takich cechach nie mógłby nigdy, bez względu na wiek, dokonać czegokolwiek użytecznego dla dobra nauki, nie mówiąc już o czymkolwiek godnym uwagi.

Wydaje mi się, że sukces w nauce nie jest sprawą wieku, ale pewnego rodzaju zdolności w powiązaniu z pewną psychologiczną dyspozycją. Nie rozwijają się one wraz z wiekiem, ale również nie pogarszają się. Jak wtedy jednak zrozumieć fakt, bez wątpienia prawdziwy, że prawie wszystkie ważne odkrycia naukowe zrobili ludzie młodzi? Z tej prawdy statystycznej często wnioskuje się, że znaczące prace w matematyce czy fizyce teoretycznej można robić w wieku do trzydziestu lat. Mamy tu do czynienia z bardzo rozpowszechnionym źródłem fałszywych rozumowań, z niepoprawną analizą danych statystycznych. Łatwo byłoby pokazać błąd tego twierdzenia, używając przykładów, lecz zamiast tego spróbujmy zrozumieć przyczyny takiej statystycznej zależności. Przede wszystkim, statystyka wskazuje jedynie na korelacje między wiekiem a sukcesem naukowym; w żaden sposób nie wynika z niej, że związek taki jest nieuchronny i wynika z natury samej pracy. Oprócz tego,

statystyki są zniekształcone przez fakt, że wielu naukowców „odpada" od pracy naukowej z przyczyn osobistych, które pojawiają się na ogół (choć niekoniecznie) w wieku średnim. Są to obowiązki rodzinne, choroba, samozadowolenie. Badania naukowe są pracą wymagającą, wielu ludzi, nie mogąc wytrzymać tempa, przechodzi do lżejszej pracy.

Rzeczywistą i poważną (choć do pokonania) trudnością jest to, że z każdym większym odkryciem naukowiec jest zmuszony zmieniać swój system poglądów, swój styl pracy i nieraz nawet swą mentalność. Łatwiej to nieraz przychodzi młodemu człowiekowi, któremu nie ciążą jeszcze idee ustalone przez siebie. Z drugiej strony, zwykła podatność na idee rośnie wraz z doświadczeniem w badaniach i może skompensować tę przewagę początkującego. W każdym wypadku, zdolność akceptowania nowości wydaje się raczej cechą osobistą niż czymś charakterystycznym dla pewnej grupy wiekowej. Dlatego granica wieku dla pracy naukowej nie może być ustalona statystycznie, lecz jest określona indywidualnymi cechami naukowca.

Według mnie główną przyczyną przedwczesnego starzenia się jest przede wszystkim to, że naukowca po uzyskaniu sukcesu we wczesnej młodości często osłabia chęć osiągnięcia dalszych wyników o nie mniejszym znaczeniu, jest więc pozbawiony w swej codziennej pracy tej bezinteresownej radości, tego zadowolenia z małych odkryć, bez których nauka stanęłaby w martwym punkcie. Krótko mówiąc, wcześniej czy później zaczyna on kroczyć, dopiero co opisaną, smutną drogą zwyrodnienia.

Wydaje mi się, że dokładne zrozumienie powodów przedwczesnego starzenia się może pozwolić na przesunięcie granicy wieku efektywnej pracy naukowej. Ale z drugiej strony, jestem osobiście zainteresowany tym zagadnieniem i bronię interesów „klasowych" mojej grupy wiekowej, być może więc schodzę na manowce. Jedna rzecz jest bezsporna: gdy człowiek poświęcający się nauce odczuwa, że jego wyobraźnia słabnie, jego moc twórcza zaczyna zawodzić, wskutek wieku czy choroby, i gdy może nadal pracować, choć nie tak intensywnie, to jest dla niego tylko jeden godny kierunek działania — jest nim pomoc studentom i duma z ich pracy; podobnie trener sportowy, który sam kiedyś był mistrzem, jest dumny z rekordów sportowców, których trenuje.

3. Jak prowadzić badania naukowe?

Przyglądaj się kręgom na wodzie,
Gdy rzucasz w nią kamyki,
Inaczej bowiem rzucanie owo
Będzie czczą zabawą.

Koźma Prutkow[2]

Czy można prześledzić pochodzenie skoków myślowych, niezwykłych porównań i nagłych błysków intuicji, które razem stanowią proces twórczy? Jak nadać wyobraźni właściwy kierunek? Jakie są techniki ułatwiające poszukiwanie rozwiązania?

3.1. Rola podświadomości

Poincaré w swej książce *Nauka i metoda* stara się przeanalizować proces twórczości matematycznej. Według niego proces twórczy składa się na przemian z działań świadomych i podświadomych. Podaje on parę przykładów, gdy po długiej pracy nad problemem

[2] Tłumaczyła Anna Kamieńska (Iskry, Warszawa 1962) (przyp. tłum.).

bez wyniku i odłożeniu pracy na bok rozwiązanie całkiem nagle nasunęło się potem podczas spaceru czy jazdy autobusem. Wystarczyło następnie kilka godzin świadomej pracy, aby zakończyć badania. Zdarza się to często również w fizyce teoretycznej i prawdopodobnie w wielu innych dziedzinach. Sławny pisarz rosyjski M. Zoszczenko, nie mogąc skończyć opowiadania, odkładał je na bok, mówiąc: „Trudno, niech się poddusi". Rozwiązanie przychodzi nieraz we śnie lub częściej podczas bezsennych godzin przed zaśnięciem po intensywnej pracy. Pamiętam, jak doszło do tego, że został wyjaśniony proces wybijania elektronów z atomu podczas zderzeń jądrowych. Jakościowo wszystko było jasne: jądro, zderzając się z nukleonem (neutronem lub protonem), nabiera w krótkim czasie prędkości, zaś elektrony, o mniejszej prędkości niż prędkość jądra, nie nadążają za nim, zostając w miejscu, gdzie nastąpiło zderzenie. Ale jakie jest rozwiązanie ilościowe? Jak dostać wzór na prawdopodobieństwo wybicia jednego z elektronów? Idea rozwiązania powstała podświadomie w czasie snu: woltyżerka galopuje wokół areny cyrku i nagle zatrzymuje się. Kwiaty trzymane przez nią w rękach wylatują w kierunku publiczności. Ten alegoryczny obraz zasugerował, że w rozważanym procesie jądrowym należy przejść do układu współrzędnych, w którym jądro znajduje się w spoczynku po zderzeniu, gdyż przy takim podejściu jest łatwiej opisać stan wybijanych elektronów. Wystarczyło następnie przetłumaczyć tę ideę na język mechaniki kwantowej.

Świadome wysiłki nad rozwiązaniem problemu dają podświadomości układ odniesienia, by szukać odpowiedzi w jego ramach. Podświadomość wybiera z zasobu nagromadzonej wiedzy, a szczególnie ze zbioru osobistych doświadczeń, kombinacje pojęć, które mogą być użyteczne. Są one poddawane świadomemu osądowi i albo pozostają, gdy okażą się użyteczne, lub znów pogrążają się w mroku. Główną cechą pracy podświadomej jest brak kontroli nad skojarzeniami, w wyniku czego mogą pojawić się najbardziej nieoczekiwane kombinacje idei.

Niekiedy podczas bezsennej nocy, spowodowanej niepokojem w związku z pracą, ma się wrażenie, że jest się świadkiem tego procesu i można go, stojąc z boku, obserwować; obraz procesu staje się wtedy bardziej szczegółowy i naturalnie bardziej subiektywny. Poincaré porównał ten proces do grupy cząsteczek, wprawianych w ruch wstępną pracą świadomego umysłu, zderzających się, rozpraszających i czasem łączących się razem w nowe kombinacje. Innym wyobrażeniem sobie podświadomości może być spotkanie przyjaciół i znajomych, symbolizujących różne pojęcia. Zaczynają się oni sobą interesować i oddziaływać wzajemnie na siebie. Trzeba wiedzieć, którzy z nich spotkali się już przedtem. Trzeba być nieco wrażliwym na atmosferę tego spotkania, by otrzymać klucz do znalezienia brakujących idei. Oczywiście jest to zaledwie intuicyjny obraz. Zgodnie z zasadą obserwowalności, jego szczegóły mogą osiągnąć wartość naukową tylko wtedy, gdy się wykaże, że mogą służyć jako podstawa wzrostu efektywności procesu podświadomego.

3.2. Jak najlepiej wykorzystać wyobraźnię?

Istnieją rzeczywiście metody zwiększenia efektywności procesu podświadomego. Dobrze wiadomo na przykład, że należy nawet krótko popracować wieczorem, aby owocnie pracować w ciągu następnego dnia. Następuje „zaprogramowanie" podświadomości i następnego dnia rano, po przebudzeniu się, wiemy już wyraźnie co należy zrobić.

Kiedy osiągnie się martwy punkt w rozwiązywaniu trudnego problemu, najlepszym wyjściem jest kilkakrotne prześledzenie świadomie każdego argumentu i obliczenia, aż pozna się na pamięć wszystkie za i przeciw, i umie się zrobić w pamięci, bez notatek wszystkie obliczenia. Zrobiwszy to starannie, można na tyle ułatwić pracę podświadomości, że rozwiązanie wkrótce pojawi się samo.

Można również sztucznie regulować równowagę między pracą świadomą i podświadomą, analizą i intuicją. Zwiększenie udziału kontroli można osiągnąć przez pracę z partnerem, który ma duże zdolności krytyczne, zaś zwiększenie roli intuicji można uzyskać przez pracę z kimś, kto w większym stopniu używa swej wyobraźni.

Inną metodą zwiększenia roli intuicji jest zapomnienie na razie o wszystkich trudnościach i pozwolenie, aby myśli swobodnie krążyły wokół tematu. Ta metoda „wolnych skojarzeń" jest szczególnie użyteczna w wypadku wynalazców, którzy potrzebują przede wszystkim wynaleźć najpierw jak najwięcej alternatywnych rozwiązań, zanim wezmą się za techniczne trudności zastosowania ich w praktyce.

Chcąc rozwinąć u studentów zdolność przechodzenia między wysiłkiem kontrolowanym i intuicyjnym, warto przeprowadzić improwizowane wykłady, w których wykładowca próbuje z udziałem studentów wyjaśnić problem nowy dla obu stron, tzn. próbuje pokazać, w jaki sposób sam wziąłby się do rozwiązania postawionego problemu. Staje się wtedy jasne, jak logika samego problemu narzuca kierunek jego rozwiązywania.

Inna metoda, jaka okazała się użyteczna w nauczaniu fizyki teoretycznej, to praca w obecności studentów. Na początku student uczestniczy tylko biernie, starając się zrozumieć samemu napotykane trudności i niespodzianki. Potem jednak zaczyna on brać rzeczywiście czynny udział w pracy, stawiając pytania i wysuwając argumenty; zaczynają się dyskusje i w końcu przychodzi moment, gdy student zaczyna sam myśleć, określać sobie problemy do rozwiązania. Zysk z takich badań leży nie tyle w uczeniu się techniki, co w tym, że student wraz ze swym przewodnikiem przechodzi całą krętą drogę, ze wszystkimi sukcesami i klęskami, od oryginalnego pomysłu do ukończonej pracy. Byłby to prawdopodobnie najlepszy sposób treningu alpinistów, gdyby był on zgodny z zasadami bezpieczeństwa: alpiniści trzeciej klasy mogliby razem ze swymi trenerami wspinać się na szczyt drogą piątej klasy trudności.

Stosunek ucznia do nauczyciela jest jak stosunek dziecka do rodziców: zaczyna się od bezgranicznego szacunku czy nawet pochlebstwa. Na tym etapie uczeń uczy się najszybciej, przyjmując wszystkie rady dawane mu przez nauczyciela. Potem następuje etap trzeźwej oceny i bardziej krytyczny stosunek do nauczyciela. Następnie pojawia się czasem okres chłodu lub nawet niechęci w tym stosunku. W tym czasie nauczanie nie ma sensu i na pewien czas rozsądniej jest zachować dystans. Z upływem lat ta niechęć zwykle ustępuje ponownie szacunkowi; powstaje uczucie bardziej tolerancyjne dla błędów nauczyciela.

Jeśli ktokolwiek kiedyś pracował nad problemem leżącym na granicy niemożliwości lub poza nią, ten wie, że można to zrobić tylko przy wytrwałym i ciągłym wysiłku, rozwiązywaniu pomocniczych problemów, podchodzeniu do problemu ze wszystkich stron, dostrzeżeniu wszystkich przeszkód, odrzuceniu wszystkich nieistotnych idei i doprowadzeniu się do stanu, który można nazwać stanem ekstazy (lub natchnienia), w którym świadomość i podświadomość zlewają się. Świadome myślenie trwa nawet podczas snu, zaś podświadomość pracuje także podczas bezsennych godzin. Ten stan umysłu jest niebezpieczny,

gdyż może doprowadzić do choroby psychicznej, co Czechow opisuje w *Czarnym mnichu*. Einstein napisał, że podczas pracy nad teorią względności miewał nawet halucynacje.

Doznanie natchnienia, wymaga połączenia kilku nieprawdopodobnych zdarzeń: pojawienia się trudnego problemu, uczucia podniecenia, że dociera się do samej istoty rzeczy, uczucia, że tylko samemu można rozwiązać ten problem, mistrzostwa w potrzebnej technice, dostatecznego doświadczenia w rozwiązywaniu mniejszych problemów podobnego rodzaju, doskonałego zdrowia, umożliwiającego znoszenie długiego okresu bezsenności lub półsnu, i na koniec całkowitego uwolnienia się od zewnętrznych kłopotów. Najważniejsze jednak, to mieć odwagę wiary w swoje wyniki, jakkolwiek różniłyby się od ogólnie przyjętych, czyli nie bać się własnych wniosków i postępować zgodnie z nimi. Ileż znakomitych badań zostało odrzuconych przez brak odwagi!

3.3. Styl badań

Między różnymi rodzajami twórczości jest głębokie pokrewieństwo. Opisy procesu twórczego artystów i poetów wykazują uderzające podobieństwo do opisu Poincarégo twórczości matematycznej. Jest nawet podobieństwo w metodach wykonywania pracy. To podobieństwo wyraził wspaniale I. J. Pomeranczuk w czasie swej pierwszej wizyty w pracowni rzeźbiarza. Powiedział on: „W sztuce podobnie jak i w nauce trzeba zdawać sobie sprawę, co można zaniedbać". Istnieje jednak jedna istotna różnica między prawdą ustanawianą w dziele sztuki i prawdą osiąganą w nauce. Celem nauki jest odkryć obiektywne prawa przyrody i dlatego wynik końcowy nie zależy od osobistych cech naukowca. Celem sztuki jest poznanie świata za pośrednictwem artysty, dostrzeżenie związku między Przyrodą i obserwującym ją człowiekiem. Ten cel jest z konieczności subiektywny i dlatego dzieło sztuki nosi zawsze ślady osobowości jego twórcy. Obiektywność nauki znika jednak, jeśli spojrzymy nie na uzyskane wyniki końcowe, ale na metody, jakimi zostały osiągnięte, metody dochodzenia do prawdy czyli metodologię. Każdy naukowiec ma własny styl badań, własne podejście do rozwiązywania stojących przed nim problemów. Styl i metoda podejścia określają także rodzaj problemów, które będzie badał. Ujawnia się tu indywidualność naukowca w ten sam sposób jak indywidualność architekta przy dążeniu do osiągnięcia harmonii w ramach praktycznego problemu.

W fizyce teoretycznej tę indywidualność stylów można dostrzec w tym, że niektórzy fizycy nie przejmują się metodą, jaką otrzymają swe wyniki, dopóki nadaje się ona do tego, podczas gdy inni (w mojej opinii zasługujący na większe uznanie) podejmują trud metodycznych badań i próbują osiągnąć swe wyniki nie drogą sztuczek, lecz metodami najbardziej adekwatnymi do problemu. Pozwala to głębiej zrozumieć zagadnienie i w konsekwencji uzyskać bardziej wiarygodne wyniki. Niektórzy fizycy są teoretykami abstrakcyjnymi i przy rozwiązywaniu problemu nie mają bezpośredniego kontaktu z fizyką eksperymentalną, zaś inni fizycy teoretycy pracują w bliskim kontakcie z eksperymentatorami. Dla takich teoretyków najistotniejszą w ich pracy jest analiza eksperymentów albo już wykonanych, albo zamierzonych. Niektórzy teoretycy wolą podejście ścisłe matematycznie (które niestety jest rzadko możliwe w fizyce teoretycznej), zaś inni wolą podejście jakościowe, w którym wyniki otrzymuje się najpierw w uproszczonych modelach i — tak jak najdłużej można — „na palcach".

Wśród rosyjskich fizyków, najlepszym przykładem teoretyka, który dążył do uzyskania wyników metodą najbardziej adekwatną do problemu, był L. D. Landau. Zmarły ostatnio akademik Władimir Aleksandrowicz Fock zawsze próbował sformułować zagadnienie jak tylko można najdokładniej. Osiągnął on bardzo ważne wyniki w teorii kwantowej, rozwiązując problemy, którym można nadać sformułowanie matematyczne. Rozwój fizyki w wielu dziedzinach zawdzięcza dużo nieżyjącemu już Jakowowi Iljiczowi Frenklowi, wielkiemu fizykowi, od którego pochodzi wiele idei fizycznych, które stworzył, ale nigdy nie próbował przebadać ich do końca, ograniczając się do jakościowej analizy problemu.

Nic w tym dziwnego, że naukowcy preferujący np. bardzo formalną matematyczną metodę badania pociągają swoją pracą młodych ludzi o tym samym usposobieniu. Tworzy się w ten sposób grupa osób, związana wspólnym stylem badań i wspólnymi zadaniami stąd wynikającymi. Tak powstają szkoły naukowe. Chociaż przedstawiciele każdej ze szkół sądzą często, że tylko ich styl jest właściwy, różne tendencje w rzeczywistości uzupełniają się i nawzajem stymulują. Na prawdę nie wpływa metoda, jaką się do niej dochodzi.

3.4. Praca autentyczna i nieautentyczna

Czy naukowiec jest jakoś skrępowany stylem lub szkołą, do której należy, czy też rzeczy te mogą rozwijać się w czasie? Rodzaj zadań, które naukowiec wybiera, i podejście do nich powinny się zmieniać w miarę jak uzyskuje on wyższe kwalifikacje a jego praca staje się doskonalsza technicznie i wzrasta jego doświadczenie. Niedobrze jest brać się na początku swej kariery do źle określonej problematycznej pracy. Należy zdobyć doświadczenie i doskonalić stronę techniczną pracy przez rozwiązywanie niezbyt skomplikowanych problemów. Warto wiedzieć, że praca uwieńczona sukcesem, czyli dokładnie ukończona, jest o wiele cenniejsza jako doświadczenie zawodowe niż tuzin prac, które w połowie zostały porzucone, gdyż były za trudne. Ważne jest także, aby zacząć od rozwiązywania „autentycznych" problemów, czyli problemów nie wymagających zrobienia założeń nieudowodnionych i nie do udowodnienia, lecz wypływających z istniejących już wyników. Nowicjusz w badaniach naukowych nie może pozwolić sobie na napisanie niepoprawnej pracy.

Jednak ze wzrostem doświadczenia i wzrostem liczby ukończonych „autentycznych" badań stosunek do „nieautentycznej" („źle określonej") pracy powinien się zmienić. Czy poważny naukowiec powinien zawsze szczycić się tym, że nigdy nie zrobił błędu? Nie chodzi mi tutaj oczywiście o trywialne błędy, jak pomyłki w rachunkach czy użycie nieumytej próbówki. Są błędy, których trzeba się wstydzić tak samo jak uchybień dobrym manierom. Mówię tu o użyciu możliwych do przyjęcia, ale nie potwierdzonych przesłanek, błędzie, który zostaje wyjaśniony w dalszym rozwoju nauki. Z jednej strony, niezrobienie nigdy błędnej pracy może być oznaką sumienności i dobrej intuicji naukowca, ale z drugiej strony może wskazywać po prostu na brak odwagi i inicjatywy. Człowieka, który nigdy nie spadł, nie można uważać za dobrego alpinistę czy dobrego motocyklistę, gdyż mógł nie osiągnąć granic swych możliwości. To właśnie nieautentyczne prace, potwierdzone następnie rozwojem nauki, okazują się najbardziej interesujące, gdyż uzasadniają przesłankę, na której się opierały. Na odwrót, całkiem autentyczne prace, będące nie-

uchronną konsekwencją uzyskanych poprzednio wyników, zwykle nie posuwają nauki naprzód.

Dochodzimy w ten sposób do problemu względnego znaczenia teorii i eksperymentu, źródła wielkiej kontrowersji między fizykami teoretykami i eksperymentatorami. Zgodność teorii i eksperymentu to nie jedyny, ani nawet główny argument w ocenie teorii. Dobra praca teoretyczna składa się z przekonywających wniosków z zebranych danych naukowych, które z kolei są wynikiem wielu ciągle weryfikowanych eksperymentów. Jeśli dobra praca teoretyczna nie została potwierdzona przez eksperyment, oznacza to, że trzeba zrewidować założenia, na których jest oparta, i na ogół wskazuje, że zbliżamy się do pewnego odkrycia, dużego lub małego. Na odwrót, jeśli niepoprawna teoria jest potwierdzona przez eksperyment, nie czyni to jej bardziej przekonywającą. Jakość teorii osądza się na podstawie jej przekonywalności i solidności. Przekonywająco skonstruowane „nieautentyczne" teorie mogą wpływać na rozwój nauki nawet wtedy, gdy założenia, na których się opierają, okażą się błędne. Chciałbym jako ilustrację podać wybitną pracę nieżyjącego już akademika I. E. Tamma, która w znacznym stopniu wpłynęła na fizykę cząstek elementarnych. W tym czasie (w 1934 r.) ukazała się właśnie teoria Fermiego rozpadu β. Teoria ta wskazywała na mechanizm, w jaki neutron przekształca się w proton przez emisję elektronu i neutrina. Biorąc za podstawę ten mechanizm, Tamm skonstruował teorię sił jądrowych, tj. sił utrzymujących nukleony (neutrony i protony) w jądrze. Podstawową ideą tej teorii było, że jeden z nukleonów emituje elektron i neutrino (lub pozyton i neutrino), a drugi absorbuje te cząstki. Przyszły rozwój nauki wykazał, że przekaz elektronu i neutrina odgrywa bardzo małą rolę w wypadku sił jądrowych. Siły jądrowe w rzeczywistości wynikają z faktu, że nukleony, jak w teorii Tamma, emitują i absorbują cząstki, ale inne i odkryte później. Jedną z nich jest pion. Tak więc nie potwierdziło się wyjściowe założenie teorii. Mimo to idea, że siły jądrowe wiążą się jakoś z emisją i absorpcją cząstek przez nukleon, była nie tylko prawdziwa, ale okazała się owocna.

Każdy naukowiec winien od czasu do czasu postawić sobie następujące pytanie: dlaczego wkład tego to-a-tego do nauki jest większy niż mój, chociaż moja zdolność pojmowania i talent matematyczny nie są gorsze niż jego? Odpowiedź jest zwykle zawsze taka sama. On ma odwagę dojść do końca z pracami nieautentycznymi, zaś ja poświęcam się całkowicie pracom autentycznym.

3.5. Nowy styl badań w drugiej połowie dwudziestego wieku

Mówiliśmy już o zmianach stylu pracy z wiekiem i wzrostem doświadczenia i kwalifikacji. Sam rozwój nauki może jednak przynieść o wiele większe zmiany stylu. Podczas okresu względnego spokoju w rozwoju nauki najlepiej jest pracować zwyczajnie, opracowując istniejące wyniki i przygotowując się do dalszych badań i ewentualnie odkryć. W okresie niepokoju, jaki następuje po ważnym odkryciu, należy jednak porzucić zwykłą pracę i skoncentrować się na osiągnięciu nowych wyników, nawet jeśli można dojść do nich przybliżonymi, mniej pewnymi metodami.

W drugiej połowie dwudziestego wieku nastąpiła dramatyczna zmiana w stylu badań teoretycznych, choć może nie wszyscy fizycy wyciągnęli z tego nieuchronne wnioski. Badania teoretyczne uległy całkowitej reorganizacji, którą można nazwać „kolektywnym móz-

giem". Załóżmy, że w wyniku analizy zebranych danych eksperymentalnych lub pewnego rodzaju odkrycia eksperymentalnego powstaje ważny i złożony problem, który jest za trudny do rozwiązania dla jednego człowieka. Wtedy obiera się następującą kolektywną strategię: grupa naukowców (których w naturalny sposób pociąga tego rodzaju zajęcie) zaczyna pracować nad tworzeniem dowolnych idei (prawdziwych lub nie, przy użyciu omawianej już techniki wolnych skojarzeń). Następnie przy użyciu tych idei próbują oni znaleźć częściowe wyjaśnienie zjawiska. Te nieukończone prace są potem publikowane w postaci przeddruków (*preprintów*) w ciągu dwóch, trzech tygodni. Następnie co dwa, trzy miesiące organizuje się małe konferencje, na których zebrany materiał jest poddawany krytyce przez inną grupę fizyków. W wyniku dyskusji dokonuje się wstępna selekcja, tym razem robiona głównie przez wybitnych fizyków pracujących czynnie w tej dziedzinie. Zasadniczo ta grupa fizyków wybiera najbardziej sensowne idee, wyciąga wnioski i wskazuje kierunek dalszych badań teoretycznych i eksperymentalnych. Na ogół raz na rok organizowana jest duża konferencja podsumowująca. W ten sposób początkowe idee, tak jak mutacje, albo się utrwalają, albo są szybko zastępowane przez inne. Konferencje są organizowane zgodnie z zasadą „naturalnego doboru" i wskutek spontanicznego podziału pracy idea przedstawiona przez młodego człowieka, dopiero co po studiach, może znaleźć się w centrum uwagi całej konferencji. Przy następnym problemie ten sam młody człowiek może nie znaleźć się w grupie tworzących idee, ale wśród fizyków dokonujących krytycznego doboru. Niektóre z najważniejszych problemów były (i są nadal) rozwiązywane tą metodą. Wymieńmy tylko, bez podawania szczegółów, symetrię SU(3), kwarki, modele dualne. Czy „nowy styl XX wieku" zmniejsza romantyzm badań? Przeciwnie, rola pojedynczej osoby zmniejszyła się, ale powstał nowy romantyzm — romantyzm pracy zbiorowej.

3.6. Rola komputerów

Wynalazek komputerów przyniósł jeszcze jedną istotną zmianę stylu fizyki teoretycznej. Dawniej problem uważano za rozwiązany, jeśli rozwiązanie można było wyrazić przez znane (elementarne) funkcje. Zdarza się to bardzo rzadko i wypadki tego typu zostały szybko wyczerpane. Później uważano za wystarczające wyrażenie rozwiązania przez funkcje zdefiniowane specjalnie dla pewnego kręgu problemów (funkcje „specjalne"). Jednak nawet to nie usatysfakcjonowało potrzeb nauki. Zostały wprowadzone metody przybliżone. Zgodnie z nimi rozwiązanie wyraża się w postaci nieskończonego szeregu, którego każdy wyraz zawiera znane funkcje. Wykorzystanie tego szeregu wymaga, aby pierwszych kilka wyrazów dawało dostatecznie dokładnie wynik (matematycy mówią, że szereg musi być „zbieżny"). Wyrazy szeregu maleją szybko, jeśli występuje jakiś mały parametr [3], do którego potęg wyrazy są proporcjonalne. Dlatego teoretyk do niedawna otrzymywał zawsze pytanie: „Jaki jest mały parametr w tym problemie?". Zwykle to oznaczało: „Ta teoria jest wątpliwa, bo nie ma małego parametru i nie jest jasne, jaki jest wkład od pominiętych wyrazów".

Rozwiązując problem przy użyciu komputera, nie trzeba używać małego parametru. Rozwiązania nie wyraża się przez jakieś funkcje parametrów problemu (w postaci anali-

[3] Parametrami nazywamy zbiór wielkości, które definiują warunki problemu.

tycznej), ale podaje się w postaci zbioru tablic numerycznych. Rozwiązania nie poszukuje się w postaci analitycznej. Po pojawieniu się komputerów zainteresowanie analityczną postacią rozwiązania nagle spadło (ale jak zobaczymy, nie znikło całkowicie!).

Skrajny przykład podejścia komputerowego do problemu zademonstrował znakomity przedstawiciel nowoczesnego stylu, amerykański fizyk teoretyk Kenneth Wilson. Wykorzystał on komputer do rozwiązania problemu znanego jako problem Kondo, od nazwiska fizyka japońskiego, który zrobił pierwszy krok w sformułowaniu zagadnienia. Problem polegał na znalezieniu wyjaśnienia anomalnego zachowania się przy niskich temperaturach metali zawierających domieszkę atomów z momentami magnetycznymi. Przy bardzo niskich temperaturach przenikalność magnetyczna i oporność elektryczna zaczynają najpierw rosnąć ze spadkiem temperatury, a potem dążą do stałej granicy. Badania teoretyczne tego problemu wykazały, że ze spadkiem temperatury oddziaływanie elektronów metalu z atomami zanieczyszczeń staje się tak silne, że zwykłe metody jego badania, zakładające słabe oddziaływanie, całkiem się nie stosują. Należało znaleźć nowe podejście, które nie wymagałoby stosowania małego parametru. Takie metody rozwinęły się szybko pod wpływem problemów, które wynikły najpierw w teorii cząstek elementarnych a później w fizyce ciała stałego.

Próby analitycznego rozwiązania problemu okazały się jednak bezowocne. Po dokonaniu głębokiej analizy problemu, Wilson sformułował go tak, że mógł użyć komputerów, obliczając przenikalność magnetyczną przy danej temperaturze już po kilku minutach pracy komputera. To prawda, że te „kilka minut" było owocem dłu[illegible] badań nad sposobami uproszczenia problemu. Bez tych uproszczeń obliczenie byłoby niemożliwe, gdyż zajęłoby kilkaset lat pracy komputera. Tak więc problem zszedł z porządku dnia. Zrozumienie fizyczne problemu Kondo było jednak ważnym krokiem w rozwoju fizyki teoretycznej. To właśnie, a nie wyjaśnienie oporności czy przenikalności magnetycznej przy niskich temperaturach, stanowi heurystyczną wartość tego problemu.

Dochodzimy tu do zagadnienia, jak daleko może sięgać użycie komputerów w badaniach naukowych. Dlaczego teoretyk, który otrzymał już prosty wynik poprawną, ale skomplikowaną metodą, powinien koniecznie szukać nadal prostszej metody, aby mieć wynik „na palcach"? Dlatego, że jeśli spotka podobną sytuację, rozwiązując inny problem, i skomplikowana metoda zawiedzie, będzie mógł użyć prostszej rozwiniętej na podstawie tego głębszego zrozumienia problemu.

Jak to się stało, że Wilson potrafił stworzyć zasadę obliczeń, która tak dramatycznie skróciła pracę komputera? Wynikło to z tego, że Wilson pracował już kilka lat nad problemem Kondo, próbując znaleźć rozwiązanie analityczne; ukończył kilka innych badań w bardzo pokrewnych dziedzinach i w ten sposób przygotował się do rozwiązania tego szczególnego problemu.

Weźmy inny przykład. Przeprowadzono dużo badań, aby wyjaśnić właściwości jądra, patrząc nań jako na gaz neutronów i protonów oraz wykorzystując w charakterze danych wyjściowych oddziaływanie dwu nukleonów, znalezione w wyniku analizy rozpraszania nukleon-nukleon w próżni. Oddziaływanie to jest silne i w problemie nie ma małego parametru. Nie stanowi to jednak przeszkody, gdy używa się komputera. Program obliczeń można tak przygotować, że odpowiedź będzie przedstawiana numerycznie, mimo braku małego parametru. Otrzymuje się jednak duży błąd: nie bierze się bowiem pod uwagę

możliwości nowych kolektywnych stopni swobody powstających w jądrze (kondensacja pionów). Możliwość takich nieoczekiwanych zjawisk trzeba uwzględnić przy programowaniu i, aby to zrobić, trzeba znaleźć z grubsza wstępne rozwiązanie analityczne.

Nasuwa się więc następujący wniosek: zanim zacznie się używać komputerów, trzeba jak najwszechstronniej zbadać problem metodami analitycznymi. Metody analityczne, „stara, ale pewna broń", nie utraciły swego znaczenia.

3.7. Zdrowy rozsądek

Zwykle w pracach naukowych, a szczególnie w podręcznikach, proces odkrycia naukowego jako całość podlega starannemu opracowaniu. Pozostaje jednak snuć tylko domysły, jak rozważane wyniki zostały otrzymane, jakie wystąpiły trudności i jak zostały pokonane. Oprócz tego kandydatowi na naukowca najbardziej przydałoby się znaleźć szczegółowy opis drogi myślowej z jej sukcesami i niepowodzeniami oraz różnych prób zabrania się do problemu. Co więcej, opis wyników końcowych, bez omówienia metod ich otrzymania i napotkanych trudności, pozostawia studenta z uczuciem nienadawania się do pracy naukowej, gdyż daje mu wrażenie, że aby być naukowcem, trzeba posiadać szczególne właściwości intelektualne, różniące się całkowicie od zwykłego zdrowego rozsądku i pozwalające nagle przejść do zaskakujących wniosków.

Tymczasem wszyscy jesteśmy obdarzeni takim samym umysłem i jednym z koniecznych narzędzi w badaniach naukowych, na równi z intuicją i wyobraźnią, jest ten sam zdrowy rozsądek, który wykorzystuje gospodyni robiąc udane zakupy na targu. Fermi zaskakiwał swych studentów, stawiając im następujące pytanie: „Ile jest producentów fortepianów w Chicago?". Ze sposobu, w jaki dochodzili do liczb, wynikało, jak dobrze potrafią wykorzystać zdrowy rozsądek.

Metodą zrozumienia czegokolwiek, co by to nie było, nawet spraw najbardziej zawiłych i złożonych, nie jest nagła ślepa intuicja, ale cierpliwa wytrwała praca. Dlatego na przekór temu, że działania świadome przeplatają się z podświadomymi i mogłoby się wydawać, że wprowadzają nieokreślony element zgadywania i intuicji, wyniki otrzymane w nauce są proporcjonalne do ilości wykonanej pracy i czasu nad nią spędzonego.

Zdrowy rozsądek pozwala tak zorganizować sobie pracę i jej metody, że wystarczy zrobić tylko małe przeskoki intuicyjne. Złożony problem należy rozbić na kilka znacznie prostszych problemów. Droga do wyniku końcowego, jak ruch alpinisty wspinającego się na szczyt, jest rzeczywiście niczym więcej, jak procesem pokonywania kolejno, krok po kroku, stosunkowo małych trudności. Jak to osiągnąć? Przede wszystkim, gdy problem jest zredukowany do najprostszej postaci, to pozostają tylko główne punkty. Nieporównanie łatwiej jest stopniowo opracowywać problem, który jest już rozplątany, niż rozwiązać zawiły problem wyjściowy. Gdy to się zrobi, trzeba zbadać możliwość rozwiązania problemu w granicznych wypadkach. Podobnie, przed próbą znalezienia ilościowego rozwiązania, trzeba otrzymać najpierw przybliżone wyniki jakościowe co jest dużo łatwiejsze. W końcu, na każdym etapie trzeba podejmować próby obalenia otrzymanych wyników przy użyciu wszystkich odkrytych dotąd związków, z którymi otrzymany wynik winien się zgadzać w granicznych wypadkach.

Istotne jest również sprawdzenie logicznej spójności uzyskanych wyników. Czy wynik

Nowy, zautomatyzowany dyfraktometr rentgenowski o przeznaczeniu ogólnym

DRON-UM1

szeroki zakres badań mikrorentgenograficznych materiałów w różnych dziedzinach nauki i techniki

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

Eksporter

V/O TECHSNABEXPORT

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

Techsnabexport
USSR MOSCOW

jest następstwem oryginalnych założeń? Czy wynik przeczy jakimś ogólnym zasadom, które byłyby przypadkowo naruszone przez wyciągnięte wnioski? Czy granice stosowalności wyniku pokrywają się z tymi, które zostaną ostatecznie ustalone na końcu? Często wynik jest stosowany w szerszym kontekście założeń niż te, które zostały zrobione w procesie jego otrzymywania. Z punktu widzenia matematyki wynik można nieraz przedłużyć analitycznie poza granice zrobionych założeń.

Czy wynik nie przyszedł za łatwo? Wydaje się, że istnieje w Przyrodzie coś takiego jak „prawo zachowania trudności". Jeśli podchodząc do problemu w szczególny sposób można rozwiązać główne trudności, to na ogół powinno być równie łatwo usunąć je przy innym podejściu. Załóżmy, że trudności zostały wyeliminowane przy użyciu pomysłowej, okrężnej techniki; tak otrzymane wyniki nie powinny zadowalać, lecz trzeba jeszcze zbadać, co spowodowało zniknięcie trudności. Zwykle po tych badaniach można albo pomyślnie rozwiązać problem bardziej bezpośrednią metodą, albo okaże się, że nienaturalne (okrężne) rozwiązanie było błędne.

Wreszcie, czy wynik czyni zadość wymaganiom estetycznym? Wiążą się one nieraz z zewnętrznym wyglądem wzoru. Jeśli wzór zawiera duże lub niezwykle małe liczby, to wyrażenie wygląda brzydko. Widząc wzór z takimi przykrymi liczbami, można podejrzewać błąd. Bardzo często jednak po sprawdzeniu okazuje się, że te wyrażenia są w rzeczywistości poprawne. Wzór wygląda brzydko, jeśli zawiera dużo współczynników, których nie można obliczyć teoretycznie, a trzeba wyznaczyć przez porównanie z doświadczeniem. Wrażliwość na „piękno" jest trudno przekazać bez użycia złożonych przykładów. Nieraz polega ono po prostu na czystej prostocie wyrażenia, miłej dla oka.

Jednym ze sposobów sprawdzenia, czy obliczenie jest poprawne, jest wyeliminowanie złożonych wyrażeń pośrednich, co upraszcza wynik końcowy i czyni go przyjemniejszym wzrokowo. Któryś z fizyków powiedział: „Poprawne wyrażenia mają skłonność do upraszczania się". O wiele ważniejsze jest jednak nie zewnętrzne, ale wewnętrzne piękno wyników. Wyrażenie jest piękne, jeśli ukazuje związek między różnorodnymi zjawiskami w prostej postaci lub odkrywa niespodziewane związki między nimi. Jednym z najpiękniejszych wzorów fizyki teoretycznej jest wzór w einsteinowskiej teorii grawitacji wiążący promień krzywizny przestrzeni z gęstością materii. Innym znakomitym przykładem są równania Maxwella, które w zwartej postaci zawierają całą możliwą informację o każdym zjawisku elektrycznym i magnetycznym. Test piękna, chociaż nie jest niezawodny, odgrywa bardzo ważną rolę zarówno w poszukiwaniu nowych praw Przyrody jak i w sprawdzaniu wyników.

3.8. Kolejność postępowania

Według mnie dobra kolejność, w jakiej należy pracować w fizyce teoretycznej (i prawdopodobnie również w innych dziedzinach) [4], jest następująca.

Należy zabrać się do problemu przed przestudiowaniem literatury. Ta wcześniejsza znajomość problemu, bez uprzedzeń, które mogą powstać w wyniku lektury istniejących

[4] Chciałbym tu wymienić (i polecić Czytelnikowi) wspaniałą książkę D. Polyi *How to Solve a Problem* (istnieje polskie tłumaczenie: *Jak to rozwiązać?* — Z. A.), w której proponuje on dobrą kolejność postępowania przy rozwiązywaniu problemów matematycznych.

prac, pierwsze oceny rzędu wielkości, jakiego można się spodziewać, i pierwsze badania różnych metod jego rozwiązywania określają w dużym stopniu przyszły przebieg pracy. Następnie należy zacząć czynnie interesować się literaturą (drugi etap pracy). Studiowanie literatury z myślą o możliwym przyszłym wykorzystaniu nie jest nigdy tak efektywne, jak studiowanie w określonym celu, z określonego punktu widzenia. Po tej lekturze, lub równocześnie z nią, zaczyna się formować wyobrażenie o ograniczeniach na ewentualny wynik, nałożonych przez ogólne zasady fizyki teoretycznej (np. prawa zachowania). Następnym etapem jest próba znalezienia przybliżonego rozwiązania jakościowego dla różnych wartości parametrów problemu. Potem trzeba próbować znaleźć ilościowe rozwiązanie problemu w granicznych wypadkach, tzn. dla wartości parametrów, przy których problem jest możliwie najprostszy. Tu dochodzimy do prawdopodobnie najważniejszego i najtrudniejszego etapu pracy, tj. przeanalizowania i krytycznej oceny wyników otrzymanych wszystkimi przedstawionymi dotąd metodami. Jeśli cała wykonana dotąd praca okazuje się poprawna, to można przejść do ostatniej fazy pracy — otrzymania ilościowego wyniku analitycznie lub przy użyciu komputerów. Oczywiście na każdym etapie praca winna być poddawana krytycyzmowi wszystkich, którzy pracowali nad tymi lub związanymi problemami. Pracę ostatecznie kończy publikacja. Ukończoną pracę, przygotowaną już do wysłania do druku, należy odłożyć na pewien czas i potem jeszcze raz przejrzeć. Okres, na jaki praca jest zatrzymywana, zależy od uznania autora.

Wszystko to wymaga ilustracji przykładami. Niestety, będziemy musieli sięgnąć po nie do szkolnej fizyki.

3.9. Jak zgadnąć rozwiązanie?

Spójrzmy na przykład, jak pewne aspekty rozwiązania, nawet zanim przygotuje się aparat do osiągnięcia dokładnego rozwiązania, można określić do tego stopnia, że otrzymuje się równania, na których będzie się opierać rozwiązanie problemu.

Jednym z najtrudniejszych nie rozwiązanych problemów fizyki teoretycznej jest związek między zjawiskami grawitacyjnymi i elektromagnetycznymi. Jeśli taki związek istnieje, to przez rozwiązanie pewnych równań, których jeszcze nie znaleziono, otrzyma się bezwymiarową wielkość [5], dającą związek między stałą grawitacyjną G i wielkościami używanymi przy pomiarach elektrycznych, jak prędkość światła c, ładunek elektronu e i jego masa m_e. Jeśli jakieś znaczenie mają również zjawiska kwantowe, to wynik może również zawierać stałą Plancka $\hbar$, która, jak już wiemy, opisuje nieciągłość energii fal elektromagnetycznych. Ponieważ znamy wymiary wielkości G, c, e, m_e i $\hbar$, łatwo wyciągnąć wniosek, że można z nich zbudować tylko dwie różne bezwymiarowe kombinacje

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}, \quad \xi = \frac{\hbar c}{G m_e^2}.$$

Pierwsza z tych kombinacji jest dobrze znana i nazywa się stałą struktury subtelnej. Podstawienie wartości liczbowych daje $\alpha = \frac{1}{137}$, $\xi = 5 \cdot 10^{44}$. Czy liczba tak duża jak ξ

[5] Wielkość nazywamy bezwymiarową, jeśli nie wyraża się w szczególnych jednostkach miary. Na przykład, długość stołu ma wymiar długości i wyrażenie liczbowe zależy od tego, czy była zmierzona w centymetrach, czy w calach. Stosunek długości stołu do jego szerokości jest wielkością bezwymiarową i nie zależy od wybranej jednostki miary.

może być rozwiązaniem jakiegokolwiek rozsądnego równania? Bezwymiarowe wielkości, gdy występują we wzorze będącym rozwiązaniem jakiegoś problemu w fizyce, są rzędu kilku jednostek lub ich odwrotności. Dlatego wydaje się rozsądne, że wartość ξ wejdzie do problemu w takiej postaci, że rozwiązanie jego będzie bliskie jedynek. Dotąd wykorzystywaliśmy zdrowy rozsądek. Teraz musimy dokonać małego kroku intuicyjnego. Do teorii wejdzie prawdopodobnie kombinacja

$$\alpha \ln \xi \sim 1;$$

znając ten związek, łatwiej będzie oczywiście znaleźć rozwiązanie. Dokładnie w takiej postaci wielkość ξ występuje w obecnych próbach rozwiązania problemu związku między elektrodynamiką i grawitacją.

3.10. Nieraz błąd rzuca się w oczy

Jakie ograniczenia nakładają na rozwiązanie ogólne twierdzenia fizyki teoretycznej? Pewnego słonecznego dnia zimą duża grupa osób opalała się na szczycie Kochty w Bakuriamie. Kilku młodych ludzi patrzyło z radością i zadziwieniem na jasne błękitne niebo. Jeden z nich powiedział: „Błękit nieba można wytłumaczyć tym, że rozpraszanie światła, zgodnie z prawem Rayleigha, jest proporcjonalne do trzeciej potęgi częstości, a niebieskie światło, mając większą częstość, jest rozpraszane silniej". Będący wśród nich fizyk nie wytrzymał i zrobił uwagę: „Rozpraszanie światła jest procesem odwracalnym i nie może być proporcjonalne do nieparzystej potęgi częstości; prawo Rayleigha musi więc mówić o czwartej, a nie trzeciej potędze tej częstości. Przyjmując, że rozpraszanie jest nieparzystą funkcją częstości, zaprzeczamy prawu odwracalności zjawisk przyrody i przez to całej termodynamice". Ta rozmowa podniosła prestiż autora, który ucierpiał z powodu małych umiejętności we wspinaczce górskiej.

Istnieje rzeczywiście takie twierdzenie: wszystkie równania fizyki i konsekwentnie wszystkie zjawiska przyrodnicze przez nie opisane są niezmiennicze względem odwrócenia czasu, tj. wyglądają tak samo, gdy patrzeć na nie z przeszłości w przyszłość czy z przyszłości w przeszłość. Stąd właśnie wynika, że wielkości odwracalne mogą być tylko parzystymi funkcjami częstości.

3.11. Analiza logiczna

Zbadajmy na przykład analizy logicznej struktury dowodu.

Rozpatrzmy dowód teoretyczny tego, że wszystkie ciała spadają z jednakową prędkością. Dowód ten został po raz pierwszy przedstawiony przez Galileusza w jego znanej książce *Dialog o dwu nowych naukach* [6] (1633). Galileusz użył następujących argumentów, aby zakwestionować twierdzenie Arystotelesa, że cięższe ciała spadają szybciej niż lżejsze; było to wtedy aktem znacznej odwagi. Załóżmy, że Arystoteles miał rację i cięższe ciało spada szybciej. Gdybyśmy przywiązali do siebie dwa ciała, cięższe i lżejsze, to cięższe ciało, spadając szybciej, przyspieszyłoby spadanie lżejszego, a lżejsze, spadając wolniej,

[6] Dokładny tytuł: *Rozmowy i dowodzenia matematyczne w zakresie dwóch nowych umiejętności dotyczących mechaniki i ruchów miejscowych*. Wydanie polskie: Wydaw. Kasy im. Mianowskiego, Warszawa 1930 (przyp. tłum.).

spowolniłoby spadek cięższego. Dlatego dwa ciała związane ze sobą spadłyby z prędkością gdzieś między prędkościami tych ciał spadających oddzielnie. Jednak ciało byłoby cięższe niż każda z jego części i powinno poruszać się nie z pośrednią prędkością, ale z prędkością większą niż prędkość cięższej części. Powstaje więc sprzeczność i dlatego założenie początkowe musi być błędne.

Odwrotne założenie, że lekkie ciała spadają szybciej niż ciężkie, może także być sprowadzone do sprzeczności analogicznym argumentem. Ten sam argument można powtórzyć zakładając, że związane ze sobą ciała są identyczne. Nie spowalniają się one nawzajem, ani nie przyspieszają, więc winny poruszać się z tą samą prędkością jak każde z nich. Stąd ciało dwa razy cięższe spada z tą samą prędkością. W konsekwencji wszystkie ciała spadają z jednakową prędkością.

Zbadajmy te argumenty nieco bliżej. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że stanowią one ścisły czysto logiczny dowód, że wszystkie ciała spadają z jednakową prędkością. Z drugiej jednak strony, nie możemy przyjąć tego wniosku na podstawie czysto intelektualnych argumentów bez użycia jakichkolwiek danych eksperymentalnych. Mówiąc bardziej współcześnie, ten dowód sugeruje już informację, którą otrzymano z eksperymentów Galileusza nad spadaniem ciał z Krzywej Wieży w Pizie (ołowiane kule o różnych masach osiągały ziemię jednocześnie) lub z innych podobnych eksperymentów. Tak więc, nie rozumiemy logicznej struktury tego dowodu i nie jesteśmy nim całkowicie przekonani.

Ponieważ założenie, że cięższe ciała spadają szybciej, jest logicznie do utrzymania, spróbujmy użyć rozumowania Galileusza do ustalenia, jakie fakty powodują, że jego argumenty przeczą tej hipotezie. Dodanie małego ciała do dużego powinno nie spowolnić go, ale przyspieszyć, gdyż powstałe po związaniu ciało winno spadać z większą prędkością. Z drugiej strony, jeśli te dwa ciała byłyby związane ze sobą długą cienką nitką, to poruszałyby się jak niezwiązane, tj. cięższe ciało poruszałoby się szybciej, mniejsze spowalniałoby jego spadek. A jeśliby związać je normalnie, byłoby odwrotnie — mniejsze ciało przyspieszałoby większe. Oznaczałoby to, że prędkość spadania obiektu zależy od tego, czy jego części są luźno, czy ściśle związane. Eksperymenty z ważeniem wykazały, że ciężar obiektu jest równy sumie ciężarów jego składowych części, niezależnie jak te części są związane. Stąd ciężar całego ciała złożonego nie zależy od tego, jak jego części są związane, zaś prędkość spadku powinna zależeć. Przeczy to jednak eksperymentom Galileusza nad ruchem po równi pochyłej, z których wynika, że przy danej masie prędkość spadania jest całkowicie określona przez siłę. Tak więc dowód Galileusza nie jest całkowicie logiczny: nie wykorzystuje on w pełni danych eksperymentalnych, jakie wtedy były dostępne.

Na zakończenie, chciałbym spróbować zredukować wszystko, co powiedziałem, do najprostszej postaci. Siłą napędową twórczości naukowej nie powinna być chęć spowodowania rewolucji naukowej; nie powinny wszystkie wysiłki być kierowane na osiągnięcie sukcesu, ale motywami powinny być: zamiłowanie do wiedzy, umiejętność dziwienia się i radość z każdego małego sukcesu a przede wszystkim wrażliwość na piękno nauki. Bardzo ważne jest rozwinąć w sobie nienaganną sumienność i nauczyć się sprowadzać najbardziej złożone zagadnienie do postaci granicznie prostej i jasnej; umieć znaleźć wyjście z wielu psychologicznych sprzeczności: dać się prowadzić intuicji, ale nie zawierzać jej; być świadomym wszystkich trudności, ale umieć na pewien czas odwrócić od nich swą uwagę; wierzyć w wynik, ale równocześnie szukać cierpliwie sposobu jego obalenia; znaleźć swój

własny styl pracy, ale umieć go zmienić w miarę zdobywanego doświadczenia i każdego nowego większego odkrycia. Krótko mówiąc, trzeba starać się zrozumieć wszystko „sedno, przyczynę, sens, rdzeń i korzeń..." [7], jak wyraził to Pasternak. Jego dzieła poetyckie zaczynają się od słów: „We wszystkich rzeczach dotrzeć muszę do ich istoty: w szukaniu dróg, w rozterce duszy, w treści roboty" [7]. Niech te stwierdzenia służą jako ostrzeżenie dla każdego, kto chce poświęcić się karierze naukowej.

Tłumaczył *Zygmunt Ajduk*

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski, Warszawa

[7] Tłumaczył Seweryn Pollak (PIW, Warszawa 1962) (przyp. tłum.).

N O W O Ś C I N A U K O W E

Tomasz Dietl

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Kwantowy efekt Halla: „Atomowy" wzorzec oma i nowa metoda dokładnego wyznaczania stałej struktury subtelnej

Quantum Hall Effect: an „Atomic" Standard for the Ohm Unit and a New Method for the High Precision Determination of the Fine Structure Constant

Abstract: The paper reviews recent Hall resistivity measurement of a two-dimentional electron gas, realized with silicon-MOS-field-effect transistor based on GaAs. These measurements may provide the most accurate value of the fine structure constant α.

Mimo że zrozumienie nawet najbardziej elementarnych procesów elektronowych w ciałach stałych jest jedynie możliwe w języku mechaniki kwantowej, przez długi czas nie były znane w fizyce ciała stałego zjawiska nadające się do precyzyjnego wyznaczania stałych fizycznych. Związane to było w dużej mierze z tym, że w znanych zjawiskach, droga swobodna elektronu była dużo mniejsza od makroskopowych wymiarów próbek i kwantowa natura zjawisk ulegała pewnemu zatarciu.

Bodaj pierwszym efektem, który przełamał monopol fizyki atomowej na wyznaczanie stałych fizycznych jest zmiennoprądowy efekt Josephsona (np. [1]). Pozwala on, jak wiadomo, na wyznaczenie $2e/\hbar$, bądź, przy założeniu, że wielkość ta jest znana z innych doświadczeń, na zbudowanie „atomowego" wzorca napięcia.

Ostatnio prowadzone przez K. von Klitzinga i współpracowników [2] oraz przez D. C. Tsui i A. R. Gossarda [3] pomiary współczynnika Halla i efektu Shubnikowa — de Haasa w warunkach pełnej kwantyzacji orbitalnej gazu elektronowego pokazują, że opór Halla R_{yx} (stosunek napięcia na sondach hallowskich U_y do prądu przez próbkę I_x) w pewnych, dobrze określonych doświadczalnie zakresach pól magnetycznych jest równy

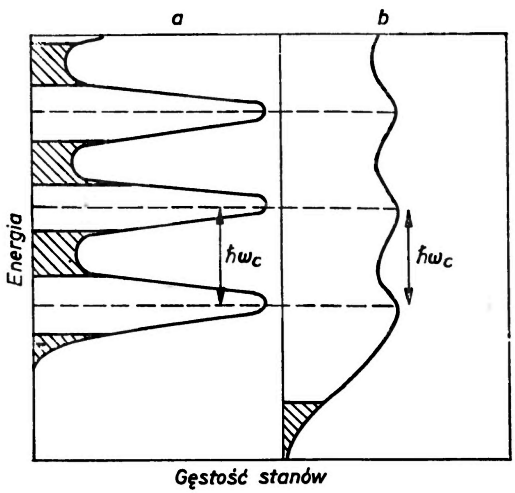
$$R_{yx} = \frac{2\pi\hbar}{ie^2} \simeq \frac{26}{i} \quad \text{k}\Omega, \tag{1}$$

gdzie i jest pewną liczbą całkowitą, a nie zależy np. od wymiarów geometrycznych badanych próbek.

Pamiętając, że prędkość światła c jest obecnie najdokładniej znaną stałą fizyczną widzimy, że powyższa metoda może być użyta do dokładnego wyznaczenia stałej struktury subtelnej α. [$\alpha = \frac{\mu_0 e^2 c}{4\pi\hbar} \simeq 1/137$, gdzie $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m (dokładnie)]. Ponadto przy założeniu, że $e^2/\hbar$ znamy z innych doświadczeń, związek (1) może służyć do zbudowania „atomowego" wzorca oporu. Dodajemy, że zgodnie z ostatnimi pomiarami K. von Klitzinga równość (1) jest spełniona z dokładnością lepszą niż 1 ppm, co jest już bliskie dokładności z jaką znamy α [4] z wartości czynnika Landégo elektronu oraz z pomiarów stałej żyromagnetycznej protonu γ_p (0,11 ppm), a spodziewane są w niedługim czasie wyniki pomiarów efektu von Klitzinga z dokładnością 0,01 ppm.

Jakie są więc podstawy teoretyczne tego niezwykle prostego związku między R_{yx} i α?

Jak już wspomnieliśmy, równanie (1) jest spełnione w warunkach pełnej kwantyzacji orbitalnej. Osiąga się ją umieszczając nośniki prądu równocześnie w silnym polu elektrycznym i magnetycznym o wspólnym kierunku (powiedzmy z). Jeśli pole elektryczne ma zależność przestrzenną prowadzącą do powstania jednowymiarowej studni potencjału, to następuje skwantowanie ruchu elektronu w kierunku tego pola. Powstają tzw. podpasma elektryczne, funkcja falowa przestaje być numerowana quasiciągłą liczbą falową k_z i gaz elektronowy przyjmuje quasi-dwuwymiarowy charakter. Przyłożenie pola magnetycznego kwantuje ruch w pozostałych kierunkach, przy czym w interesującym nas zakresie pól elektrycznych i magnetycznych rozszczepienie Landaua $\hbar\omega_c$ jest znacznie mniejsze od odległości między podpasmami elektrycznymi. Przy dostatecznie niskiej koncentracji nośników, jest więc obsadzonych kilka najniższych poziomów Landaua zbudowanych z najniższego podpasma elektrycznego. W idealnym przypadku gęstość stanów składa się z zespołu funkcji delta. W rzeczywistości fluktuacje potencjału związane z niedoskonałościami sieci prowadzą do rozmycia poziomów Landaua oraz, jak to naszkicowano na rys. 1, do lokalizacji stanów w obszarze małej gęstości stanów. Osiągnięcie pełnej kwan-



Rys. 1. Schemat zależności gęstości stanów od energii dla dwuwymiarowego gazu elektronowego przy różnych wartościach rozmycia poziomów Landaua Γ: a) $\Gamma < \hbar\omega_c$, b) $\Gamma > \hbar\omega_c$. Zacieniowano obszar stanów zlokalizowanych

tyzacji wymaga więc spełnienia warunku $\hbar\omega_c > \Gamma$, gdzie Γ jest amplitudą fluktuacji potencjału, a więc silnych pól magnetycznych oraz próbek o wysokiej ruchliwości elektronów.

Jak wiadomo bez względu na symetrię pasm i szczegóły zależności $E(\vec{k})$ każdy poziom Landaua jest $eBS/2\pi\hbar$ krotnie zdegenerowany (ze względu na liczbę kwantową k_x), gdzie S jest powierzchnią próbki w płaszczyźnie prostopadłej do pola magnetycznego B. Jeśli więc pole magnetyczne ma wartość, przy której zapełniona jest całkowicie pewna liczba poziomów Landaua, a więc poziom Fermiego leży między maksimami gęstości stanów, koncentracja elektronów na jednostkę powierzchni i pola magnetycznego wynosi

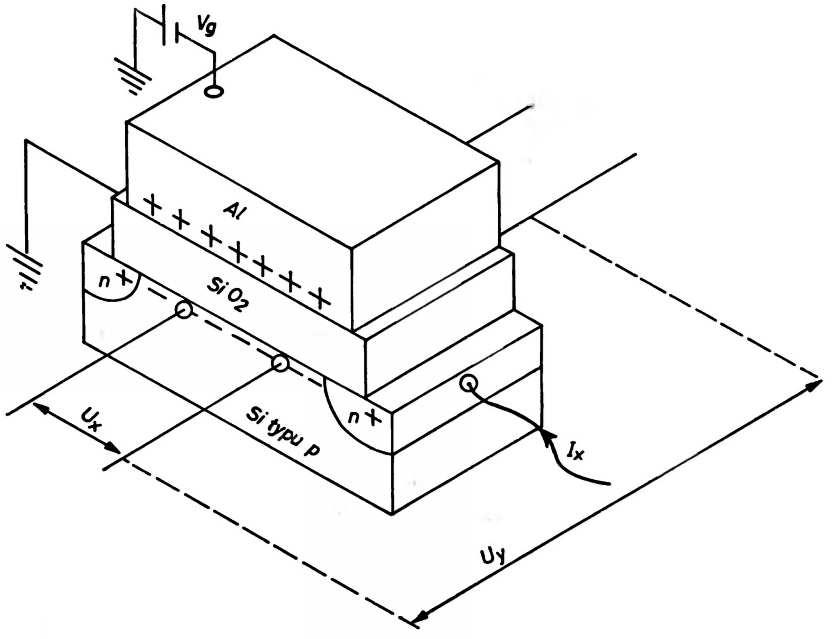
$$\frac{N}{B} = i\,\frac{e}{2\pi\hbar}, \tag{2}$$

gdzie i jest iloczynem krotności degeneracji podpasma elektrycznego i liczby zajętych poziomów Landaua.

Ale w silnym polu magnetycznym właśnie tę wielkość mierzymy efektem Halla. Otrzymujemy więc ostatecznie [5]

$$R_{yx} = \frac{B}{eN} = \frac{2\pi\hbar}{ie^2}. \tag{3}$$

Istnieją obecnie dwa układy wykorzystywane do omawianych pomiarów. Pierwszy z nich, stosowany przez K. von Klitzinga i wsp. to tranzystor polowy z izolowaną bramką (np. [6]), schematycznie przedstawiony na rys. 2. Układ ten możemy traktować jako kon-



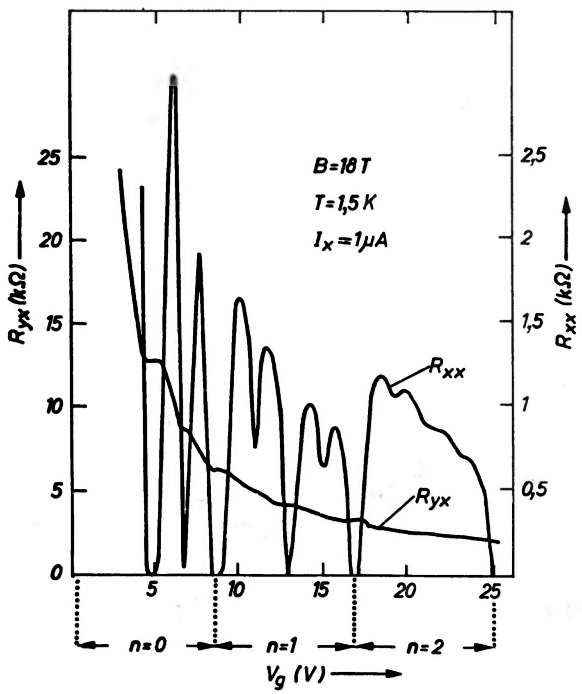
Rys. 2. Tranzystor polowy z izolowaną bramką. Typowe wymiary liniowe tranzystora są poniżej 1 mm. Grubość dielektryka SiO_2 około 0.1 μm

densator, którego jedną z okładek stanowi wysokooporowy półprzewodnik, np. krzem typu p. Przyłożenie napięcia V_g do kondensatora prowadzi do pojawienia się gęstości ładunku przy powierzchni półprzewodnika, a więc zgodnie z równaniem Poissona — pola elektrycznego. Pole to łącznie z polem bariery powierzchniowej tworzy studnię potencjału kwantującą ruch elektronów w kierunku prostopadłym do powierzchni. Pole magnetyczne kwantuje ruch w płaszczyźnie powierzchni oraz, przy płynącym prądzie I_x, generuje napięcie Halla U_y.

Drugi układ to tzw. supersieci Esakiego (np. [7]). Zbudowane one są z periodycznie po sobie następujących cienkich warstw ($d \approx 100$ Å) dwóch różnych półprzewodników naparowanych na wysokooporowe podłoże. W doświadczeniu D. C. Tsui i A. R. Gossarda użyto GaAs i $Ga_{1-x}Al_xAs$. Studnia potencjału wynika ze skoku potencjału na powierzchniach granicznych. W tym wypadku krotność degeneracji podpasm elektrycznych zawiera również liczbę warstw dających przyczynek do efektu Halla.

Wyniki pomiarów oporów $R_{xx} = U_x/I_x$ oraz $R_{yx} = U_y/I_x$ w funkcji napięcia bramki V_g, a więc koncentracji elektronów w kanale tranzystora, przedstawia rys. 3. Pomiary były prowadzone w polu 18 T i temperaturze 1,5 K. Powierzchnia przewodząca tranzystora była wycięta w kierunku prostopadłym do osi (100), co w przypadku krzemu prowadzi do czterokrotnego rozszczepienia każdego poziomu Landaua (spin i dwie doliny).

Jak widać, dla napięć bramki $V_g \simeq 5$ V, 8 V i 17 V, R_{yx} osiąga nasycenie i, jak się okazuje, ma wartość zgodną z wyrażeniem (1) dla $i = 2$, 4 i 8.



Rys. 3. Zależność oporu R_{xx} i oporu Halla R_{yx} od napięcia bramki V_g w tranzystorze polowym z izolowaną bramką w polu magnetycznym 18 T i temperaturze 1.5 K

Oczywiście równoważną metodą byłby pomiar R_{yx} przy stałym napięciu bramki w funkcji pola magnetycznego. Pomiar R_{yx} w funkcji pola magnetycznego był prowadzony przez D. C. Tsui i A. R. Gossarda: w przypadku supersieci koncentracja nośników na najniższym podpaśmie elektrycznym jest określona przez warunki technologiczne i nie może być zmieniana podczas eksperymentu.

W obszarach, w których R_{yx} ma wartość zgodną z wyrażeniem (1), R_{xx} wykazuje głębokie minimum. Stosunek $R_{xx}^{\min}/R_{xx}^{\max}$ jest rzędu 10^{-7} i może zostać dalej zmniejszony przez zastosowanie niższych temperatur, silniejszych pól magnetycznych bądź próbek o wyższych ruchliwościach. Korzystając ze związku między tensorem oporu i przewodnictwa

$$R_{xx} = \frac{G_{xx}}{G_{xx}^2 + G_{xy}^2} \tag{4}$$

widzimy, że zerowa czy bliska zeru wartość R_{xx} wynika z zerowej wartości G_{xx}. Przypomnijmy w tym miejscu, że w skrzyżowanym polu magnetycznym i elektrycznym i w nieobecności rozpraszania $G_{xx} \equiv 0$ (ale $G_{xy} = eN/B$), gdyż w warunkach stacjonarnych prąd płynie tylko w kierunku prostopadłym do pola elektrycznego (w obrazie klasycznym elektron porusza się po cykloidzie w kierunku prostopadłym do pola magnetycznego i elektrycznego U_y/b, gdzie b szerokość próbki). Zerowa wartość R_{xx} i G_{xx} oznacza więc, że nie ma rozpraszania (przejść między obsadzonymi i pustymi stanami o różnych k_x). W odpowiednio niskiej temperaturze $\hbar\omega_c \gg k_B T$ i w warunkach pełnej kwantyzacji orbitalnej sytuacja taka rzeczywiście może zachodzić i zachodzi, gdy poziom Fermiego znajduje się między poziomami Landaua.

Dodajmy jeszcze, że składowa G_{xx} pochodząca od przewodnictwa krzemu w objętości jest w niskich temperaturach całkowicie zaniedbywalna. Ponadto, pierwsza poprawka do wyrażenia $R_{yx} = B/eN$ jest rzędu $G_{xx}\Gamma/\hbar\omega_c$, a więc znika dla $G_{xx} = 0$. Zauważmy wreszcie, że dla $G_{xx} = 0$, a więc dla kąta hallowskiego $\pi/2$, nie jest istotny efekt asymetrii sond hallowskich, gdyż $U_x = 0$, ani efekt zwierania napięcia Halla kontaktami prądowymi. Jak stwierdzono [2], otrzymuje się te same wyniki przy stosunku długości do szerokości próbki od 0,65 do 25.

Podsumowując możemy krótko powiedzieć, że u podstaw sukcesu eksperymentu von Klitzinga, a więc prostego związku między R_B i α leży, podobnie jak w efekcie Josephsona, niedysypacyjny charakter transportu elektronowego.

Skończona szerokość minimów R_{xx} i *plateau* R_{yx}, widoczna na rys. 3, świadczy o stosunkowo dużej gęstości stanów zlokalizowanych. W przeciwnym bowiem razie następowałby gwałtowny przeskok poziomu Fermiego między poziomami Landaua i nie udałoby się zaobserwować *plateau* R_{yx}. Koncentracje zlokalizowanych nośników możemy oszacować ilościowo porównując koncentrację wyznaczoną w efekcie Halla z koncentracją $N_t = CV_g$, gdzie C jest pojemnością kondensatora na jednostkę powierzchni.

Powstaje więc w tym miejscu pytanie, czemu obecność zlokalizowanych nośników nie wpływa na równość (3), którą przecież wyprowadzono zaniedbując ich obecność. Obliczenia H. Aoki i T. Ando oraz R. Prange'a [8] sugerują, że nośniki zlokalizowane nie dają wkładu do efektu Halla, ale prąd przenoszony przez nośniki zdelokalizowane wzrasta na tyle, by dokładnie skompensować ten efekt. Wynik ten intuicyjnie można tłumaczyć tym, że obszary próbki, w których elektrony są wyłączone z transportu, zmniejszają

obszar dający wkład do efektu Halla, co jednak zgodnie ze wzorem (3), nie wpływa na końcowy wynik, gdyż nie zależy od żadnych wymiarów geometrycznych.

Otwarty jest też problem roli oddziaływania elektron-elektron. Zdaniem wielu autorów (np. [9]) przy rozważanych gęstościach elektronów przybliżenie jednoelektronowe załamuje się i oddziaływanie elektron-elektron może prowadzić do powstania sieci Wignera bądź fal gęstości ładunku (CDV).

Widzimy więc, że kwantowy efekt Halla może nie tylko służyć do zbudowania stosunkowo prostego wzorca oporu, ale także interesującej metody sprawdzania współczesnych teorii lokalizacji i efektów wielu ciał.

Literatura

[1] L. Solymar *Superconductive Tunneling and Applications*, Chapman and Hall, London 1972; tłumacz. rosyjskie, wyd. Mir, Moskva 1974.
[2] K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
[3] D. C. Tsui, A. R. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 550 (1981).
[4] E. R. Williams, P. T. Olsen, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1575 (1979).
[5] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* 37, 622 (1974).
[6] F. Stern, *Crit. Rev. Solid State Sci.* **5**, 499 (1974).
[7] L. L. Chang, *J. Phys. Soc. Jpn.* **49**, Suppl. A 997 (1980).
[8] H. Aoki, T. Ando, *Sol. State Comm.*, w druku; R. Prange, *Phys. Rev.* **B**, w druku; zob. także *Phys. Today*, June 1981, str. 20.
[9] T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **49**, Suppl. A 929 (1980).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

XII Międzynarodowy Kongres Krystalografii w Ottawie

Tradycją jest organizowanie światowych kongresów krystalografii w cyklu trzyletnim. W 1978 r. 1500 naukowców z 39 krajów gościła Warszawa na XI Międzynarodowym Kongresie Krystalografii (por. J. Auleytner *Postępy Fizyki* **30**, 279 (1979)). W roku 1981 miejscem kolejnego spotkania naukowego krystalografów była Ottawa. Do stolicy Kanady przybyło 1300 naukowców (24 z Polski) z 39 krajów aby w dniach od 16 do 25 sierpnia uczestniczyć w XII Międzynarodowym Kongresie Krystalografii i Walnym Zgromadzeniu Międzynarodowej Unii Krystalograficznej. Organizatorem Kongresu był The National Research Council of Canada. Patronat nad Kongresem sprawowały Atomic Energy of Canada Ltd., Energy, Mines and Resources Canada oraz Rząd prowincji Ontario. Program naukowy został opracowany przez Międzynarodowy Komitet Programowy, któremu przewodniczył F. R. Ahmed. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był L. D. Calvert. Obrady odbywały się w pięknych i doskonale wyposażonych salach Uniwersytetu Carleton.

Wykład laureatki Nagrody Nobla prof. Dorothy Hodgkin „Insulin in Crystals" oraz słowo wstępne prof. N. Kato, prezesa Międzynarodowej Unii Krystalograficznej, wybitnego specjalisty z zakresu teorii dynamicznej rozproszenia promieniowania rentgenowskiego, zainaugurowały prace Kongresu. Prace te przebiegały w następującym porządku organizacyjnam: przed południem — wykłady plenarne i mikrosympozja, po południu — sesje plakatowe i spotkania *ad hoc*, wieczorem — otwarte sesje Walnego Zgromadzenia Międzynarodowej Unii Krystalograficznej, cały dzień — wystawa aparatury naukowej, wystawa książkowa wydawnictwa IUC, prezentacja tablic danych krystalograficznych.

Uczestnicy Kongresu mieli możność wysłuchania 12 wykładów plenarnych omawiających stan badań w aktualnie ważnych kierunkach rozwoju krystalografii w biologii, medycynie, chemii i fizyce. Podczas interdyscyplinarnych 34 mikrosympozjów przedstawiono 150 referatów specjalistycznych wygłoszonych przez dobranych i zaproszonych wykładowców oraz 68 komunikatów wybranych spośród nadesłanych prac. Na popołudniowych sesjach plakatowych przedstawiono 870 prac. Streszczenia wygłoszonych referatów i prac prezentowanych na sesjach plakatowych wydane zostały jako Supplement do *Acta Crystallographica*, tom **A37**. Ponad 20% prac wiązało się z badaniami złożonych struktur substancji biologicznych. Wraz z rozwojem: 1) technik wykorzystujących wysoko wydajne źródła promieniowania rentgenowskiego (synchrotrony, układy rentgenowskie dużej mocy z rotującą anodą) i neutronów, 2) nowych metod detekcji, 3) komputerowych technik obliczeniowych w rozwiązywaniu złożonych struktur, nastąpił renesans dyfraktometrii proszkowej i eksplozja badań struktur substancji biologicznych i związków farmakologicznych (30 000 opublikowanych struktur molekuł, w roku 1980 opublikowano 10-krotnie więcej struktur substancji biologicznych niż w roku 1970).

Obserwuje się również szybki rozwój wysokorozdzielczej mikroskopii elektronowej i *in situ* rentgenowskiej mikroanalizy (z obszarów 30 nm), który stwarza możliwości prowadzenia rutynowych badań (na poziomie rozdzielczości płaszczyzn atomowych) bliskiego uporządkowania, struktury domen antyfazowych, politypizmu, przemian fazowych, procesów wydzielania koherentnego itd.

Niewielka jest jednak ciągle liczba prac wiążących właściwości fizyczne znanych i badanych związków z ich realną strukturą krystaliczną choć wiele pracy jest temu poświęcone.

Z Polski, w pracach Komitetu Programowego brał udział prof. K. Łukaszewicz z Instytutu Niskich

Temperatur i Badań Strukturalnych PAN. Ze strony polskiej 21 prac (2 z IF PAN) przedstawiono na sesjach plakatowych, 2 referaty (1 z IF PAN) wygłoszono na mikrosympozjach.

Kolejny XIII Międzynarodowy Kongres Krystalografii odbędzie się w roku 1984 w Hamburgu w RFN.

Prezesem Międzynarodowej Unii Krystalograficznej na następną kadencję wybrano prof. J. Karle z USA.

Na zakończenie pragnę dodać, że tak liczna grupa polskich naukowców mogła wziąć udział w pracach XII Kongresu Krystalografii dzięki wydatnej pomocy Komitetu Programowego i Organizacyjnego, a w szczególności L. D. Calverta, M. Przybylskiej, J. Szymańskiego i ich przyjaciół. Miłym dla mnie był emblemat Kongresu oparty na motywie liścia klonu, symbolu flagi kanadyjskiej, w kolorach biało-czerwonych, wyrażający więź pomiędzy XI warszawskim i XII ottawskim Kongresem. Projektodawcą emblematu był prof. F. R. Brisse z Kanady, który uczestnicząc w XI warszawskim kongresie, podczas zwiedzania pałacyku w Kórniku pod Poznaniem zwrócił uwagę na symetrię mozaiki ze stylizowanych biało-czerwonych liści klonowych na posadzce w hallu wejściowym. Taki sam motyw, jako przykład symetrii, znalazł prof. F. R. Brisse w artykule G. Pólya (*Zeit. f. Krystallogr.*, **60**, 278—282 (1924)).

Elżbieta Mizera
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

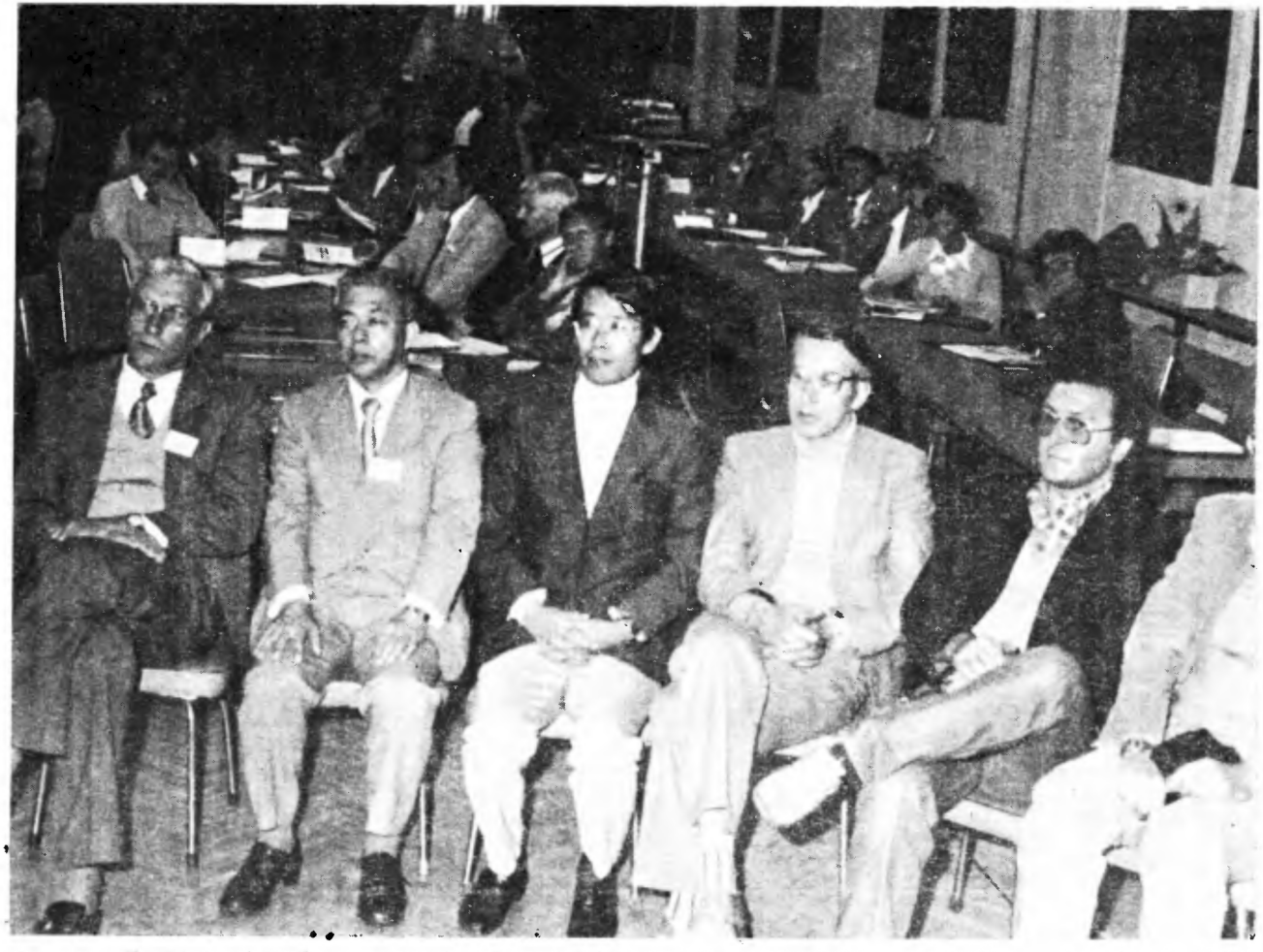
III Międzynarodowa Szkoła Optoelektroniki Półprzewodnikowej „Cetniewo 1981"

W dniach 17—23 września 1981 r. w Centralnym Ośrodku Sportu, Oddział im. Feliksa Stamma we Władysławowie-Cetniewie, odbyła się III Międzynarodowa Szkoła Optoelektroniki Półprzewodnikowej „Cetniewo 1981". Była to kolejna z serii organizowanych co trzy lata przez Instytut Fizyki PAN w Warszawie szkół poświęconych przeglądowi aktualnego stanu optoelektroniki półprzewodnikowej, ze szczególnym uwzględnieniem podstaw fizycznych tej dziedziny wiedzy oraz metod technologicznych stosowanych przy wytwarzaniu materiałów i przyrządów optoelektronicznych.

Pierwsza szkoła „Cetniewo 1975" odbyła się w październiku 1975 r., zaś druga szkoła „Cetniewo 1978" w maju 1978 r. (*Postępy Fizyki* **30**, 75 (1979)). Szkoły optoelektroniki organizowane w Cetniewie charakteryzują się tym, że wykłady wygłaszane w czasie ich trwania mają wyłącznie charakter przeglądowy i są wygłaszane w języku angielskim przez wybitnych specjalistów, aktywnie pracujących w dziedzinie optoelektroniki, zapraszanych przez organizatorów imiennie. W ten sposób słuchacze tych szkół mają możliwość zapoznania się nie tylko z aktualnymi problemami badawczymi rozwiązanymi w instytucji naukowej danego wykładowcy, ale są informowani kompetentnie o wszystkich aktualnościach badawczych z dziedziny optoelektroniki półprzewodnikowej w danej chwili pojawiających się na świecie.

Pełne teksty wykładów przedstawionych w ramach tych szkół są publikowane w postaci książkowej przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe w Warszawie (ostatnio w koedycji z firmą J. Wiley z W. Brytanii). Materiały szkoły „Cetniewo 1975" zawarte są w książce *Semiconductor Sources of Electromagnetic Radiation*, red. M. A. Herman, PWN, Warszawa 1976, zaś materiały szkoły „Cetniewo 1978" w książce *Semiconductor Optoelectronics*, red. M. A. Herman, PWN-J. Wiley, Warszawa—Chichester 1980.

W trzeciej szkole optoelektroniki „Cetniewo 1981" wzięło udział 150 uczestników z 16 krajów, w tym



Fragment sali wykładowej. W pierwszym rzędzie siedzą od lewej: Prof. H. Neumann (NRD), prof. J. Nishizawa (Japonia), Dr H. Kobayashi (Japonia), prof. T. Figielski (Polska) oraz Dr E. Abraham (W. Brytania)

z NRD — 12 osób, Bułgarii 6, Czechosłowacji 4, Węgier 4, ZSRR 3, Japonii 3, Szwajcarii 3 i Polski 110 Językiem roboczym szkoły był język angielski.

W czasie trwania szkoły zostały wygłoszone 22 wykłady obejmujące zagadnienia zgrupowane w cztery bloki tematyczne:

I. Materiały optoelektroniczne — właściwości ogólne i osobliwości technologiczne (6 wykładów),
II. Metody technologiczne stosowane do wytwarzania struktur optoelektronicznych (5 wykładów),
III. Zjawiska fizyczne w materiałach i przyrządach optoelektronicznych (5 wykładów),
IV. Przyrządy optoelektroniczne (6 wykładów).

Poza wymienionymi wykładami przeprowadzone zostały trzy dyskusje panelowe na następujące tematy: 1. Aktualny stan rozwoju telekomunikacji optycznej z zastosowaniem włókien szklanych, 2. Perspektywy rozwojowe technologii diod elektroluminescencyjnych, 3. Systemy i elementy optyki zintegrowanej. Dyskusje te prowadzili specjaliści polscy z wyższych uczelni technicznych i instytutów resortowych: prof. Adam Smoliński z Politechniki Warszawskiej (1), Doc. Bohdan Mroziewicz z Instytutu Technologii Elektronowej UNITRA-CEMI (2) oraz Doc. Mieczysław Szustakowski z Wojskowej Akademii Technicznej (3).

Zgodnie z dobrym zwyczajem szkół optoelektroniki organizowanych w Cetniewie, również w tym roku działała biblioteka, w której uczestnicy mieli do wglądu pełne teksty wygłaszanych wykładów. Komplet materiałów tej szkoły zostanie opublikowany w 1983 roku w książce pod tytułem *Optoelectronic Materials and Devices*, red. M. A. Herman, PWN — J. Wiley, Warszawa—Chichester 1983.

Jednym z najciekawszych wykładów szkoły był przedstawiony przez dra H. J. Scheela z IBM w Zurychu wykład na temat nowej metody krystalizacji z fazy ciekłej półprzewodnikowych struktur wielowarstwowych. Metoda ta, zapewniająca doskonałą gładkość i perfekcję strukturalną powierzchni międzywarstwowych tworzących heterozłącza półprzewodnikowe, oparta jest na wykorzystaniu śrubowego ruchu roztworów, z których krystalizowane są poszczególne warstwy, nad nieruchomymi podłożami umieszczonymi w specjalnym tyglu grafitowym. Eliminuje ona powszechnie do tej pory stosowaną w celu krystalizacji struktur wielowarstwowych technikę ślizgową, w której podłoże podsuwane jest kolejno pod różne roztwory. W zaproponowanej przez Dr. Scheela metodzie można widzieć skok jakościowy technologii przyrządów optoelektronicznych, nic więc dziwnego, że została ona już opatentowana w wielu krajach.

Ciekawe wyniki zostały też zaprezentowane przez prof. J. Nishizawę z Uniwerstytu w Sendai, Japonia, który poświęcił swój wykład wpływowi ciśnienia par pierwiastków z kolumny V układu okresowego na roztwór i parametry krystalizowanej z tego roztworu warstwy związku III—V. Na podstawie licznych uzyskanych przez jego zespół badawczy wyników eksperymentalnych, prof. Nishizawa wysunął koncepcję uogólnienia teorii równowag fazowych Gibbsa, co jest niewątpliwie oryginalnym wynikiem poznawczym.

Prof. M. K. Szeinkman z Instytutu Półprzewodników Ukraińskiej Akademii Nauk w Kijowie przedstawił ciekawą analizę modelową procesów degradacji zachodzących w półprzewodnikowych źródłach promieniowania elektromagnetycznego, opartą o koncepcję reakcji fotochemicznych wywołanych światłem, zaś prof. P. G. Elisiejew z Instytutu Fizyki im. Lebiediewa AN ZSRR z Moskwy, w wyczerpującej analizie znanych aktualnie faktów doświadczalnych przedstawił możliwości oraz uzasadnił celowość stosowania związków czteroskładnikowych, zwłaszcza GaInAsP, w przyrządach optoelektronicznych.

Inne wykłady tej szkoły dotyczyły również bardzo ciekawych problemów o istotnym znaczeniu dla współczesnej optoelektroniki półprzewodnikowej. Wymienić tu można chociażby trzy wykłady poświęcone podstawom fizycznym i perspektywom zastosowań elektroluminescencji w cienkich warstwach półprzewodnikowych, wygłoszone przez doc. J. M. Langera z IF PAN z Warszawy, dra H. Kobayashi z Uniwersytetu Tottori w Japonii oraz dra D. Theisa z firmy Siemens w Monachium, czy też dwa wykłady dotyczące półprzewodnikowych przetworników energii słonecznej wygłoszone przez prof. Y. Marfainga z CNRS z Paryża i dra V. M. Andrejewa z Instytutu Fizyki Technicznej im. Ioffego AN ZSRR z Leningradu.

Reasumując można stwierdzić, że szkoła spełniła swe zadanie, pozwalając uczestnikom zapoznać się z najbardziej aktualnymi problemami materiałowymi i technologicznymi, ważnymi z punktu widzenia pracy badawczej i zastosowań praktycznych optoelektroniki półprzewodnikowej

M. A. Herman
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

R E C E N Z J E

Tadeusz Figielski: **Zjawiska nierównowagowe w półprzewodnikach,** PWN, Warszawa 1980, stron 123, cena zł 40.—

Jak dobrze wiadomo, w półprzewodnikach można za pomocą czynników zewnętrznych w istotny sposób zmieniać liczbę nośników prądu elektrycznego. Praktyczne zastosowania tego faktu — np. w fotooporach selenowych czy detektorach „kryształkowych" — pojawiły się na wiele lat przed zrozumieniem ich fizycznej istoty. Powojenny rozwój fizyki ciała stałego legł u podstaw eksplozji elektroniki półprzewodnikowej. Kinetyka zjawisk nierównowagowych — a więc procesy „rodzenia się", „ginięcia" czy dyfuzji nośników — ma dla działania przyrządów półprzewodnikowych zupełnie podstawowe znaczenie.

A jednak śledząc rozwój fizyki półprzewodników można odnieść wrażenie, że wspomniane problemy pozostają nieco na uboczu głównych nurtów rozwoju tej dziedziny. I chyba nawet jest to zrozumiałe: na początku trzeba było rozwiązać zagadnienia pojęciowo prostsze, takie jak np. struktura pasmowa czy rozpraszanie nośników prądu. Oczywiście zainteresowanie kinetyką nie wygasło. Jednakże rozwiązanie wielu podstawowych problemów fizyki ciała stałego z jednej strony, a z drugiej — ogromny rozwój technologii otrzymywania materiałów i przyrządów półprzewodnikowych, umożliwia obecnie zajęcie się tą tematyką na zupełnie innym niż poprzednio poziomie.

Dlatego wydanie książki prof. Tadeusza Figielskiego *Zjawiska nierównowagowe w półprzewodnikach* jest jak najbardziej na czasie. Autor jest jednym z najwybitniejszych specjalistów krajowych w omawianej dziedzinie. W szczególności wraz z kierowaną przez siebie grupą prowadzi od lat badania, które przyczyniły się do wyjaśnienia roli dyslokacji w procesach kinetyki w półprzewodnikach (co zresztą omawiane jest dokładnie w ostatnim rozdziale). Można się domyślić, że omawiana książka powstała na podstawie wykładów, które Autor prowadził dla uczestników studium doktoranckiego w Instytucie Fizyki PAN. Adresowana jest w zasadzie do studentów wyższych lat fizyki i doktorantów, stąd — decyzja stosunkowo niewielkiego nakładu (2500 egz.). Wydaje mi się jednak, że książka znajdzie także wielu nabywców wśród tych inżynierów-elektroników, którzy będą chcieli głębiej zrozumieć fizyczne podstawy działania przyrządów półprzewodnikowych.

Sposób ujęcia prezentowanych zagadnień wskazuje na bardzo głęboką znajomość omawianej problematyki. 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, w których np. po dłuższym opisie technik eksperymentalnych i zaprezentowaniu dość zawiłego rozumowania formalnego, Autor podsumowuje „swoimi słowami" fizyczną istotę przedstawianych zjawisk. Szczególnie sugestywne „obrazki" tego rodzaju znajdują się w ostatnim rozdziale.

Już lektura spisu treści wskazuje, że Autor starał się przedstawić omawianą tematykę w sposób możliwie szeroki i całościowy. Książka składa się z następujących rozdziałów: 1. Równowaga w półprzewodnikach i odstępstwa od niej (zagadnienia podstawowe). 2. Niedoskonałości kryształu i stany zlokalizowane elektronów (defekty punktowe, dyslokacje, stany powierzchniowe). 3. Transport nierównowagowych nośników prądu w jednorodnym półprzewodniku (przewodzenie i dyfuzja). 4. Zjawiska elektronowe w niejednorodnych półprzewodnikach i strukturach (fizyka przyrządów półprzewodnikowych). 5. Procesy rekombinacji (promienistej i bezpromienistej). 6. Rekombinacja na dyslokacjach („własna" tematyka autora).

Treść książki jest naturalnie wypełnieniem tak założonego programu. Pod względem zawartości merytorycznej książka jest moim zdaniem znakomita. Autor z żelazną logiką rozwija prezentowany materiał od zagadnień najprostszych do coraz bardziej złożonych, kończąc na sprawach będących tematem najnowszych badań (ostatnie cytaty literaturowe pochodzą z 1978 r.). Materiał przedstawiony jest żywo i interesująco, wsparty doskonale dobranymi ilustracjami.

Książka jest jednak znacznie słabsza z dydaktycznego punktu widzenia.

1. Po pierwsze — napisana jest w sposób zbyt skondensowany. W wielu wypadkach skrótowość prezentacji po prostu uniemożliwia lub utrudnia zrozumienie tekstu. Typowe przykłady szczegółowe: a. Tekst dotyczący dyslokacji, a w szczególności ich ruchu czy tworzenia pętli (str. 30, 31) jest moim zdaniem niedostępny dla czytelnika, który nie zna zagadnienia skądinąd. b. Domyślenie się na podstawie rysunku 3.6, dlaczego w metodzie Valdesa można mówić o cylindrycznej symetrii układu, wymaga naprawdę dużej intuicji fizycznej.

c. W wielu przypadkach założenia fizyczne prowadzonych rozumowań nie są precyzyjnie wyjaśniane — przykład mogą stanowić rozumowania na str. 61 i 62.

d. Zbyt często Autor zbywa czytelnika stwierdzeniem typu: „w wyniku dość łatwych obliczeń ... otrzymuje się" (np. str. 65). Wydaje się, że w niektórych przypadkach można byłoby rozumowanie po prostu przytoczyć, w wielu innych — przesunąć do uzupełnień na końcu książki, w pozostałych wreszcie wyraźnie napisać, **gdzie** można omawiany rachunek znaleźć.

Trudno przy tym zgodzić się z Autorem, że czytelnik może łatwo sięgnąć do literatury rozszerzającej. Dotyczy to szczególnie potencjalnych czytelników-elektroników. Zarówno defekty jak i kinetyka w ogólnie dostępnych podręcznikach — takich, jak np. Kittela *Wstęp do fizyki ciała stałego* — omawiane są bardzo powierzchownie. Cytowana na końcu rozdziałów bardziej specjalistyczna literatura jest często zagraniczna, a przez to niezbyt łatwo dostępna dla szerszego grona.

Ogólnie wydaje się, że książce bardzo dobrze zrobiłoby pomnożenie tekstu przez czynnik dwa bez zmiany merytorycznej zawartości.

2. Recenzent odnosi wrażenie, że Autor niezbyt dokładnie wyobraził sobie, jaki jest zasób wiedzy jego potencjalnego czytelnika — czyli aktualnego studenta wyższych lat lub doktoranta. Na przykład: a. Na wydziałach fizyki nie ma wykładów chemii, a tym bardziej kinetyki chemicznej. A więc nie można liczyć, że czytelnik zna prawo działania mas (str. 41). b. Przy omawianiu zastosowań (rozdz. 4) warto byłoby bardziej nawiązać do wiadomości o diodzie czy tranzystorze, które czytelnik wyniósł z czwartej klasy szkoły średniej i z wykładu elektroniki (2 lub 4 rok studiów). W szczególności można byłoby na tych w zasadzie znanych przykładach głębiej omówić fizyczną istotę zachodzących w nich zjawisk.

W tekście można poza tym znaleźć pewną liczbę drobnych usterek, których nie warto omawiać tu szczegółowo.

Opracowanie redakcyjne książki wzbudza duże zastrzeżenia. Nie wydaje się celowe przedstawienie wszystkich dostrzeżonych błędów. Oto kilka typowych przykładów:

— pole magnetyczne oznaczone H na rysunku, a B w tekście (str. 60),

— nieelegancko: używa się oznaczeń $\hbar K$, ale $\frac{h\nu}{c}$ (str. 55, 56),

— brak r na rysunku 93 (str. 93),

— brak cyfry 1 na rysunku 3.7 (pomiędzy 2 a 0.5) (str. 55),

— zły odsyłacz do literatury, powinno być [4.3] a nie [4.2] (str. 76[12]),

— niejednolite oznaczanie czasopism w języku rosyjskim — zamiennie w pisowni rosyjskiej lub w transkrypcji angielskiej (str. 26, 62, 98, 119),

— nieprawidłowa pisownia nazwisk (Schottky przez **sh**, str. 81),

— na str. 11 jest „nie sposób tutaj omówić wszystkie istotne zagadnienia", powinno być „wszystkich istotnych zagadnień". Trzeba jednak przyznać, że żadna z tych redakcyjnych usterek nie zaciemniła w istotny sposób zrozumiałości tekstu.

Podsumowując — muszę powtórzyć to, co napisałem już poprzednio: Ukazanie się recenzowanej książki uważam za wybitne osiągnięcie Autora i Wydawnictwa. Podejmuje ona bardzo istotne i bardzo aktualne problemy fizyki półprzewodników i przedstawia je w sposób merytorycznie znakomity. Jeżeli Autor zgodzi się z przedstawionymi powyżej uwagami „dydaktycznymi", będzie je mógł wykorzystać przy opracowaniu drugiego wydania. Książka jest obecnie całkowicie wyczerpana, co świadczy o zainteresowaniu, jakie wzbudziła.

Jerzy Ginter

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

A. B. Migdał: **Jakościowe metody w teorii kwantowej.** Tłumaczył A. Bechler, PWN, Warszawa 1980, stron 247, cena zł 60.—

„Jakość fizyka widzisz w jakości przybliżeń, które stosuje" mówi stare przysłowie. Taki zdaje się być duch fizyki, którą uprawia Autor i o której pisze w książce. A. B. Migdał, fizyk jądrowy, zyskał w ostatnim dziesięcioleciu popularność dzięki wysunięciu kontrowersyjnej hipotezy istnienia kondensatu mezonów pi w jądrach atomowych i propagowaniu, również kontrowersyjnej, teorii cieczy Fermiego w fizyce jądrowej.

Celem książki jest rozwijanie intuicji i kultury zawodowej młodych teoretyków. Treścią, cytując przedmowę, są: „metody jakościowe czyli oszacowania wymiarowe, proste oszacowania modelowe, badanie przypadków granicznych, wykorzystanie własności analitycznych i własności symetrii". Jest to książka niekonwencjonalna: nieco podręcznika metod przybliżonych mechaniki kwantowej, nieco monografii, a większość to zbiór zadań z pełnym lub szkicowym rozwiązaniem, ułożony według dość luźnej koncepcji. Rozdział pierwszy zawiera jakościowe i półilościowe oceny wielkości fizycznych istotnych dla badania struktury atomu, cząstki i oddziaływania z polem elektromagnetycznym. Jest to najtrudniejsza część książki, lekcja pływania, w której nowicjusza rzuca się na środek jeziora. Uroku dodaje styl prezentacji, w której nie wszystkie pojęcia są zdefiniowane; wynik otrzymuje się często zanim zostaną wyjaśnione wszystkie oznaczenia a sprecyzowanie subtelności i części założeń następuje czasem o sto stron później. Przeszedłszy przez to znajdujemy resztę książki raczej elementarną. Zawiera ona: Elementy teorii zaburzeń z dużą liczbą ładnych przykładów zaburzeń zależnych od czasu (rozdz. 2). Przybliżenie quasi-klasyczne w standardowym zakresie książki Landaua i Lifszica, uzupełnionym o pojęcia stanów quasi-stacjonarnych i kaustyki ale niestety bez jasności wykładu tej ostatniej. Elementy własności analitycznych amplitud rozpraszania dla dwu ciał uzupełniony o opis oddziaływania w stanach końcowych przy niskich energiach. Zastosowanie metody funkcji Greena w teorii wielu ciał. Jest to unikalny, na naszym rynku wydawniczym, element książki, który w przystępny i zwięzły sposób wprowadza w zagadnienia techniczne teorii cieczy kwantowych. Proste i intuicyjne przedstawienie elektrodynamiki kwantowej na małych odległościach i problemów renormalizacji.

Nie ma w tej książce ścisłych wywodów, mimo ogromnej liczby wzorów, ani precyzyjnego formułowania zagadnień. Często nie ma również jasnych definicji używanych pojęć. Celem jest szybkie osiągnięcie charakterystyki badanego zjawiska i intuicyjnej oceny stosowanego przybliżenia. Budzi to podejrzliwość czytelnika. Gdzie i do jakiego stopnia Autor usiłuje go zwieść? To jest w moim przekonaniu główna zaleta książki. Dla wytrwałych, którzy zanalizują dokładnie wybrane tu problemy, ocenią metody przybliżone a w końcu ocenią wiarygodność ich przedstawienia w książce będzie to znakomita lekcja. Czy znajdzie się ich wielu? Sądzę, że znacznie mniej niż 1500 (nakład). Innym można polecić czytanie wyrywkowe. Tu i ówdzie znają interesujące rzeczy z wielu dziedzin. W normalnych warunkach książka powinna być na polskim rynku. W obecnej sytuacji wydawniczej sądzę, że nie jest to rzecz pierwszej potrzeby.

Oceniając wartość tłumaczenia, uważam, że z wyjątkiem ostatniego rozdziału, książka przełożona jest źle. Odnoszę wrażenie, że Tłumacz i Redaktor z niechęcią podjęli trud spolszczenia dość niestarannego języka oryginału. Zastosowano najłatwiejszy sposób tłumaczenia dosłownego z zachowaniem rosyjskiej składni i terminologii. Ta ostatnia, mało że zła, jest także niekonsekwentna. Tak więc diagramy (Feynmana) są nazywane również „wykresami" czy też „elementami graficznymi". Zamiast amplitudy przejścia i operatora energii własnej pojawiają się „bloki". Warunki brzegowe nakładane na rozwiązania równań różniczkowych są „warunkami granicznymi", rozszczepienie jądra jest „podziałem", metoda jest często „podejściem", rozwinięcie w szereg bywa „rozkładem", korelacje dwucząstkowe są „korelacjami podwójnymi", wzbudzenia akustyczne są „dźwiękowymi" a walec bywa „cylindrem". Spór terminologiczny: kreacja i anihilacja czy też tworzenie i niszczenie jest salomonowo rostrzygnięty przez „produkcję i anihilację". Język jest niestaranny i roi się od błędów. Pojawiają się potworki językowe typu: „blok F w przedstawieniu położeniowym jest deltopodobny" (co ma oznaczać amplitudę F w przybliżeniu zerowego zasięgu sił)," czynnik przedeksponencjalny", „zależność niewykładnicza", „prawdopodobieństwo niezajścia", „mechanizm atakowania zagadnienia". Diagramy zamiast rysować „pisze się". Rozkład pędów jest „rozkładem pędowym" a nawet „rozrzutem pędowym". Plagą są zdania rozpoczynane od orzeczeń lub słów: wtedy i więc. Rusycyzmy czasem prowadzą do niejednoznaczności, np. stwierdzenie „... wszystkie wielkości fizyczne nie powinny dążyć do nieskończoności ..." oznacza, że „... żadna wielkość fizyczna etc. ...", a czasem bawią

jak np. „... długość charakterystyczna, wzdłuż której zmienia się funkcja ...". W sumie jednak obraz jest żałosny. Ciśnie się na usta pytanie: co robi PWN, by przełożyć język fizyków na język polski?

Ta uwaga pod adresem PWN-owskiego Redaktora książki w niczym nie zwalnia Tłumacza od wymienionych wyżej zarzutów.

Drobnych pomyłek we wzorach znalazłem 14, a ponadto 5 w wydaniu rosyjskim[1].

Sławomir Wycech

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

---

[1] Pełną ich listę przesyłamy Wydawnictwu i Tłumaczowi (przyp. Red.).

K R O N I K A

PTF

Oddział Gliwicki

Kolejne (drugie w obecnej trzyletniej kadencji) Walne Zebranie Oddziału Gliwickiego PTF odbyło się dnia 16. 6. 1981 r. W okresie sprawozdawczym tj. od 26. 6. 80 do 15. 6. 81 Oddział liczył 105 członków zwyczajnych i 5 wspierających, którymi są: Instytut Materiałów Ogniotrwałych, Instytut Fizyki Politechniki Śląskiej, Instytut Tworzyw Sztucznych, Zakłady Azotowe Kędzierzyn, Instytut Metali Nieżelaznych. Działalność prowadzono w czterech kierunkach: posiedzenia naukowe, prelekcje dla szkół średnich, klub olimpijczyka „Fizykus" i współpraca z przemysłem. W okresie sprawozdawczym odbyły się 4 posiedzenia naukowe. Tematykę prelekcji dla szkół średnich, prowadzonych przez dra A. Sycza, rozszerzono, zwiększając równocześnie ich ilość. Wprowadzono również paru nowych wykładowców.

W ramach klubu olimpijczyka „Fizykus" odbyło się 16 zebrań, prowadzonych przeważnie przez dra inż. Joachima Gmyrka. Program objął również dwa spotkania specjalistyczne, połączone ze zwiedzaniem pracowni laserowej i pracowni metaloznawstwa Wydziału Mechanicznego Energetycznego. Frekwencja średnio 68 osób, maksymalnie 150. Ponadto odbyły się: kurs programowania maszyn matematycznych, prowadzony przez mgra Kazimierza Wanata i mgra Andrzeja Bluszcza (18 spotkań, 23 słuchaczy) oraz cykl ćwiczeń w zakresie I pracowni studenckiej, prowadzony przez mgra Kazimierza Wanata (15 spotkań, przeciętnie 15 osób). Sekcja Współpracy z Przemysłem pod kierownictwem dra Romana Kolano zebrała materiały dotyczące zatrudnienia fizyków w instytucjach, związanych z przemysłem na terenie woj. katowickiego. Na konferencji „Fizyka dla przemysłu", która odbyła się w Krakowie we wrześniu 1980, członkowie Oddziału Gliwickiego wygłosili 14 referatów.

Józef Szpilecki

Oddział Opolski

W dniu 26 listopada odbyło się Walne Zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału PTF. Nowy Zarząd wybrano w następującym składzie: przewodnicząca — Danuta Tokar, wiceprzewodniczący — Stanisław Chabik, sekretarz — Kazimierz Sochacki, skarbnik — Jan Pająk, przewodnicząca Sekcji Dydaktycznej — Bożena Pędzisz, członkowie Zarządu — Danuta Brągiel i Małgorzata Włodarczyk.

Maria Górecka

Nowi profesorowie

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Jerzemu Jastrzębskiemu (Instytut Badań Jądrowych, Świerk) i Jerzemu Prochorowowi (Instytut Fizyki PAN, Warszawa).

Wręczenie nominacji odbyło się w Belwederze w dniu 18 listopada 1981.

Leonard Sosnowski doktorem *h. c.* Uniwersytetu Paryskiego

VI Uniwersytet Paryski Piotra i Marii Curie nadał Leonardowi Sosnowskiemu stopień doktora *honoris causa*.

Uroczysta promocja doktorska odbyła się 4 listopada 1981 w Wielkiej Auli Sorbony. Zgodnie ze zwyczajem tego Uniwerstytetu promowane były jednocześnie wszystkie osoby, którym przyznano stopień doktora *honoris causa* w ciągu ostatnich dwóch lat.

Promotorem prof. Leonarda Sosnowskiego był prof. Minko Balkanski. W swoim *laudatione* prof. Balkanski przedstawił życiorys naukowy i osiągnięcia promowanego, podkreślając jego

bardzo szeroką wiedzę. Pierwsze prace Sosnowskiego (wczesne lata trzydzieste) poświęcone były optyce atomowej. W latach 1936—38 pracował w Cavendish Laboratory u Rutherforda. Rozpoczął wtedy badania w dziedzinie fizyki jądrowej. Po wojnie poświęcił się całkowicie fizyce ciała stałego. Już w 1947 r. opublikował bardzo doniosłe prace wyjaśniające istotę złącza *p-n* w półprzewodnikach. Dał podstawowy wkład do naszej wiedzy o fotoprzewodnictwie i zjawisku fotowoltaicznym. Znacząca jest jego praca o procesach elektronowych na granicach ziaren w półprzewodnikach. Od lat 60. rozwija badania półprzewodników o wąskiej przerwie energetycznej. Stał się autorytetem w tej dziedzinie badań, mających zarówno znaczenie podstawowe, jak i dających możliwości zastosowań praktycznych. Dziś nie można mówić o HgTe czy innych związkach półprzewodnikowych o wąskiej przerwie energetycznej nie wymieniając nazwiska Sosnowskiego.

Prof. Balkanski podkreślił również, że Sosnowski, będąc sam świetnym badaczem, stworzył wybitną szkołę w dziedzinie półprzewodników:„ W każdym niemal odwiedzanym laboratorium, zajmującym się materiałami półprzewodnikowymi, prawie nieodmiennie spotyka się Polaków, którzy wyszli ze Szkoły Warszawskiej". Wielu z nich bywa także w Uniwerstyecie Piotra i Marii Curie.

Prof. Balkanski wspomniał wreszcie żywą działalność Sosnowskiego na polu międzynarodowej współpracy fizyków, co znalazło uznanie w wybraniu go na prezesa Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej w kadencji 1978/81.

Jako *doyen des recipients*, prof. Sosnowski, dziękując w imieniu własnym i pozostałych wyróżnionych, mówił m. in. o wielkiej roli, jaką odegrała i odgrywa Sorbona jako źródło twórczej myśli i wiedzy. Stwierdził, że obecny świat żyje w bardzo trudnych czasach i powiedział: „a przecież istnieje coś, co wyróżnia naszą cywilizację i naszą epokę od minionych kultur, co pozwala zachować wiarę w przyszłość ludzkości. Tym czynnikiem jest nauka — nieustanne, zorganizowane poszukiwanie prawdy obiektywnej, niezależnej od naszych pragnień, ambicji i słabości. Nauka przełamuje granice, różnice światopoglądów, języka i kultury, tworząc ogólnoświatową wspólnotę uczonych. W tej wspólnocie jakże wysokie miejsce zajmuje Alma Mater Parisiensis.

Wyraził ogromną satysfakcję z faktu, że Uniwersytetowi Paris VI patronuje Maria Skłodowska-Curie wraz z Piotrem Curie — „ W ten sposób Ojczyzna moja spłaca w jakiejś części dług wobec Francji, z której kultury tak wiele przez całe wieki czerpała".

Prof. Sosnowski powiedział także: „Wiem, że swoje wyróżnienie zawdzięczam w znacznej mierze moim dawnym i obecnym uczniom, którzy od lat prowadzą wspólne badania ze swymi francuskimi kolegami".

B. W.

Nagroda Nobla 1981

Nagrodę Nobla z fizyki za r. 1981 otrzymał w połowie Kai Siegbahn (Szwecja), a w połowie Nicolaas Bloembergen i Richard Schawlow (obaj z USA).

Kai Siegbahn

Kai M. Siegbahn, profesor Uniwersytetu w Uppsali, otrzymał Nagrodę Nobla za badania w dziedzinie spektroskopii fotoelektronów. Ponieważ w latach 1960—62 pracowałem w Instytucie Fizyki tego Uniwersytetu, częściowo również pod kierunkiem prof. K. Siegbahna, chciałbym z okazji nadania mu Nagrody Nobla pokrótce omówić jego działalność naukową, organizacyjną i wychowawczą.

Kai Siegbhan urodził się 20 kwietnia 1918 r. Jego ojciec Manne Siegbahn (por. *Postępy Fizyki* **30**, 302 (1979)) był profesorem fizyki w Lund, a potem dyrektorem Instytutu Noblowskiego w Sztokholmie i przyczynił się wybitnie do rozwoju spektroskopii promieniowania rentgenowskiego, za co otrzymał w 1924 r. Nagrodę Nobla z fizyki. Kai Siegbahn również poświęcił się fizyce. Stopień doktora filozofii w zakresie fizyki uzyskał w Uniwersytecie Sztokholmskim w 1944 r, a następnie rozpoczął pracę w Instytucie Nobla. W 1951 r. został profesorem Politechniki w Sztokholmie, a w 1954 objął stanowisko dyrektora w Instytucie Fizyki Królewskiego Uniwersytetu w Uppsali. Do jego głównych zainteresowań należą spektroskopia promieniowania α, β i γ oraz fotoelektronów, optyka elektronowa, fizyka atomowa i molekularna i fizykochemia. W 1946 r. opracował pierwszy spektrometr elektronowy z podwójnym ogniskowaniem, a w 1950 r. bardzo precyzyjny spektrometr tego typu o dużym promieniu krzywizny. Skonstruował również pierwszy spektrometr fotoelektronów wzbudzonych promieniowaniem rentgenowskim.

Dla podwyższenia zdolności rozdzielczej tego spektrometru wprowadził monochromatyzację wzbudzającego promieniowania rentgenowskiego.

Do głównych osiągnięć Kai Siegbahna należy zaliczyć stworzenie nowej metodyki badań struktury elektronowej atomów i cząsteczek oraz energetycznej struktury pasmowej ciał stałych, jak również i rozwinięcie metod analizy chemicznej z zastosowaniem spektroskopii fotoelektronów (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis— ESCA). Mówiąc o tych osiągnięciach chciałbym przypomnieć, na czym polega metoda rozwinięta przez Kai Siegbahna. Oświetlenie preparatu, umieszczonego w komorze próżniowej, za pomocą wiązki promieni X powoduje wyrzucenie z tego preparatu fotoelektronów o określonej energii kinetycznej. Warunkiem pojawienia się takiego efektu jest dostatecznie duża energia wzbudzającego promieniowania. Musi być ona większa od sumy energii wiązania elektronów na danej orbicie w atomie oraz pracy wyjścia elektronu, charakterystycznej dla danego materiału. W przypadku ciała stałego bilans energetyczny można wyrazić równaniem

$$h\nu = E_w + E_{\text{kin}} + \varphi,$$

gdzie $h\nu$ jest energią wzbudzającego fotonu, E — energią wiązania elektronu na danej orbicie mierzoną w stosunku do poziomu Fermiego, E_{kin}— energią kinetyczną wyrzuconego elektronu, φ — pracą wyjścia materiału spektrometru. Widmo energii fotoelektronów emitowanych z próbki można otrzymać mierząc ich energię kinetyczną za pomocą analizatora magnetycznego lub elektrostatystycznego. Na podstawie tego widma można wyznaczyć bezpośrednio energię wiązania elektronów, charakterystyczną dla poziomów wewnętrznych badanego materiału. Wartości energii wiązania otrzymuje się odejmując energię kinetyczną elektronów od energii fotonu monochromatycznego promieniowania rentgenowskiego, uwzględniając oczywiście pracę wyjścia φ. Energie wiązania odpowiadające poszczególnym poziomom zaznaczają się w widmie fotoelektronów w postaci ostrych maksimów. Wielkości energii wiązań elektronów rdzenia zależą od struktury atomu i są charakterystyczne dla poszczególnych pierwiastków. Tak więc widmo energii fotoelektronów wzbudzane promieniowaniem rentgenowskim może służyć do analizy pierwiastkowej materiałów i dostarczać informacji o strukturze elektronowej cząsteczek. Zastosowanie fotonów o stosunkowo niskiej energii pozwala na otrzymanie widm fotoelektronów walencyjnych, charakterystycznych dla danego rodzaju cząsteczek lub dla ciała stałego a nie dla atomów indywidualnych. Spektroskopia fotoelektronów jest obecnie szeroko wykorzystywana, przede wszystkim jako metoda analizy chemicznej do identyfikacji związków chemicznych na podstawie tzw. przesunięcia chemicznego (zmiany energii wiązania przy przejściu do czystych pierwiastków do ich związków), do badania struktury elektronowej ciał stałych i procesów zachodzących na ich powierzchni. W ostatnich latach zastosowano również tę metodę do badań materiałów w stanie ciekłym i gazowym.

Kai M. Siegbahn

Warto tu wspomnieć, że w pierwszych pracach nad zastosowaniem spektroskopii fotoelektronów do badań stanów elektronowych w ciele stałym brała udział Polka z pochodzenia — dr Ewa Sokołowska, która wraz z C. Nordlingiem wybitnie przyczyniła się do rozwoju tej metody (*Phys. Rev.* **105**, 1676 (1957)). Dzisiaj spektroskopia fotoelektronów jest potężnym narzędziem badawczym tak w fizyce ciała stałego, jak i w chemii.

Wracając do działalności naukowej Kai Siegbahna, chciałbym przypomnieć, że jest on redaktorem i jednym ze współautorów bardzo cennych dzieł źródłowych: *Alpha, Betha and Gamma-Ray Spectroscopy* (2 tomy, razem 1742 str., 1965), *Atomic, Molecular and Solid State Structure*

Studied by Means of Electron Spectroscopy (282 str., 1967).

Podczas blisko półtorarocznego mojego pobytu w Uppsali miałem możność poznać prof. Kai Siegbahna nie tylko jako świetnego naukowca — twórcy nowego kierunku badań — ale również jako doskonałego organizatora pracy. Instytut liczący około 100 naukowców obsługiwało czterech pracowników administracyjnych oraz jeden inżynier. Nie było problemu ani z biurokracją, ani z czekaniem na zakupy potrzebnych materiałów, ani z przepisywaniem i powielaniem prac. Prof. Siegbahn zdobywał sobie uznanie pracowników bardzo bezpośrednim stosunkiem do nich. Prawie ze wszystkimi starszymi mechanikami był na ty.

Do pracy badawczej oraz do projektowania i konstruowania coraz to bardziej skomplikowanych spektrometrów dobierał sobie najlepszych absolwentów fizyki i to nie tylko Szwedów. Odbywał częste podróże po krajach Europy Zachodniej wyszukując odpowiednich ludzi — fizyków z powołania. Starał się także o stałe podnoszenie kwalifikacji swoich współpracowników. Prowadził z nimi częste dyskusje (lubił to robić zwłaszcza w późnych godzinach wieczornych).

Z jego inicjatywy powstało w 1961 r. przy Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Uppsali Międzynarodowe Seminarium dla badań i kształcenia w dziedzinie fizyki. W seminarium uczestniczą przede wszystkim młodzi naukowcy z krajów rozwijających się, którzy nie tylko dokształcają się, lecz biorą też czynny udział w pracach badawczych Instytutu.

O autorytecie prof. Siegbahna w skali międzynarodowej świadczy jego członkostwo w licznych organizacjach międzynarodowych — ostatnio został wybrany prezesem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Jest członkiem Szwedzkiej Królewskiej Akademii Nauk, Szwedzkiej Rady do spraw Nauk Przyrodniczych oraz Komitetu Nobla do spraw fizyki.

Julian Auleytner

Nicolaas Bloembergen i Arthur Schawlow

Nicolaas Bloembergen i Arthur L. Schawlow otrzymali nagrodę Nobla za „wkład do spektroskopii laserowej". Ta zwięzła sentencja orzeczenia Komitetu Nagród Nobla nabiera wymowy dopiero po przypatrzeniu się dorobkowi laureatów w zakresie spektroskopii laserowej i po poznaniu jego roli i oddźwięku, jaki znalazł. Jak się okazuje, nie chodzi tu o jedno określone odkrycie naukowe, lecz o decydujące przyczynienie się do zasadniczej przemiany klasycznej spektroskopii optycznej w wyniku wytworzenia zespołu nowych narzędzi i metod badań, które nie tylko zrewolucjonizowały klasyczną spektroskopię, ale spowodowały równocześnie powstanie i niezwykły rozwój badań szerokiej dziedziny nowych zjawisk—optycznych zjawisk nieliniowych. Te wszystkie nowe elementy obejmuje się wspólną nazwą spektroskopii laserowej. Jaka rola przypadła tu Schawlowowi, a jaka Bloembergenowi?

Schawlowowi przypadła na drogach powstania i rozwoju spektroskopii laserowej rola pioniera. Kamienie milowe na tej drodze to: rzetelnie podbudowany teoretycznie (wraz z Townesem) realistyczny pomysł masera optycznego czyli lasera (1958), bez którego nie byłoby spektroskopii laserowej, a którego pierwsze rozwiązanie praktyczne zrealizował w 1960 r. Maiman; a dalej, po okresie ulepszenia technik laserowych, a w szczególności budowy przestrajalnych laserów barwnikowych, rozwinięcie metod bezdopplerowskiej spektroskopii charakteryzującej się nieznaną dotąd rozdzielnością, ograniczoną zasadniczo tylko przez naturalną szerokość linii widmowych. Następny

Arthur L. Schawlow

ważny krok na tej drodze, to pierwsza wraz z Harochem i in. obserwacja dudnień kwantowych w parach cezu (1973). Następują teraz (wespół z Hänschem i in.) bezdopplerowskie badania dwufotonowe w sodzie (1974) oraz niesłychanie ważna i interesująca koncepcja optycznego schładzania gazów (z Hänschem, 1975) stwarzająca perspektywy przełamania ograniczenia przez kwadratowy efekt Dopplera zdolności rozdzielczej spektroskopii laserowej. Dalsze wysubtelnienie i uefektywnienie metody spektroskopii nasyceniowej w zastosowaniu do cząsteczek przynosi metoda polaryzacyjnego znakowania widm (1976). Jednym z najważniejszych wyników badawczych Schawlowa jest wysoce dokładny pomiar czysto optyczny przesunięcia Lamba w wodorze. Konieczne jest jeszcze zauważenie, że Schawlow wraz z Hänschem stworzyli w Uniwersytecie Stanforda grupę optyczną realizującą i rozwijającą pomysły głównie Schawlowa. W szczególności, została doprowadzona tam do wysokiej doskonałości technika pomiarowa (np. niezwykle dokładne wyznaczenie stałej Rydberga).

A. L. Schawlow uzyskał stopień doktora (Ph. D) w Toronto w 1949 r. Po okresie pracy w Uniwersytecie Columbia i Laboratorium Bella, związał się na stałe od 1961 r. z Uniwersytetem Stanforda. Wśród wielu nagród i odznaczeń należy wyróżnić medal Ivesa (1976). W roku 1973 został uznany w Kalifornii za uczonego roku.

N. Bloembergen urodzony 11. 03. 1920 r. w Holandii, a po doktoracie od 1949 r. związany na stałe z Uniwersytetem Harvarda, jest laureatem wielu nagród i odznaczeń a zwłaszcza medalu Ivesa (1979).

Wkład Bloembergena jest ściśle związany z optycznymi zjawiskami nieliniowymi towarzyszącymi rozchodzeniu się w środowiskach materialnych silnego promieniowania laserowego, w którym natężenie pola elektrycznego (do ok. 10^8 V/cm), a także magnetycznego, znacznie przekracza jego wartości dla konwencjonalnych źródeł światła (do ok. 10 V/cm). Promieniowanie takie modyfikuje właściwości elementarnych składników środowiska i samego środowiska jako całości, jego stałe optyczne stają się zależne od natężenia promieniowania, a przebieg zjawisk optycznych zależy nieliniowo od natężenia. Pierwsze poznane ważniejsze zjawiska tego rodzaju, to powstawanie harmonicznych promieniowania laserowego w kryształach nieliniowych (1961), absorpcja dwufotonowa (1962), różne zjawiska nieliniowego rozpraszania światła.

Nicolaas Bloembergen

Bloembergen stworzył i rozwinął systematycznie teoretyczne postawy opisu optycznych zjawisk nieliniowych (np. monografia *Nonlinear Optics*, 1965) i wniósł twórczy wkład do badań różnorodnych aspektów zjawisk nieliniowych. W szczególności zajmował się wielofotonową absorpcją i fotoemisją, tworzeniem się harmonicznych światła i mieszaniem optycznym, nieliniowym rozproszeniem światła, bezdopplerowską spektroskopią dwufotonową. Na wyróżnienie zasługują np. jego pionierskie, i zasadniczo zamykające zagadnienie, prace teoretyczne i doświadczalne dotyczące zjawisk optycznych na granicy ośrodków nieliniowych. Jako przykład wysoce oryginalnego podejścia można podać zaproponowany przez niego opis optycznych zjawisk nieliniowych w oparciu o prawa zachowania (1962, 1979), zdający sprawę z podstawowych właściwości zjawisk nieliniowych i prowadzący bezpośrednio do uogólnienia ich praw, a równocześnie dający bezpośredni fizyczny wgląd w zjawiska rozchodzenia się promieniowania w środowiskach nieliniowych.

Interesujące dopełnienie sylwetki laureata może stanowić informacja o czterech uzyskanych przez niego patentach: maser trójpoziomowy, podczerwone liczniki kwantowe, korekcja fazy przy wytwarzaniu

harmonicznych światła i mikrofalowa modulacja światła.

Obu laureatów charakteryzuje ponadto różnorodna działalność, a w szczególności organizacyjna i dydaktyczna.

Kazimierz Rosiński

Załączone fotografie wszystkich trzech laureatów zawdzięczamy uprzejmości Szwedzkiej Ambasady w Warszawie.

Komitet Terminologii PAN

W dniu 6 listopada 1981 odbyło się we Wrocławiu zebranie Sekcji Nauk Ścisłych Komitetu Terminologii PAN. Z fizyków, w zebraniu wzięli udział prof. J. Łopuszański i prof. L. Natanson. Obecni poza przedstawicielami różnych nauk ścisłych, byli również filolodzy.

Przedmiotem dyskusji były rozmaite zagadnienia dotyczące terminologii. Dużo uwagi poświęcono kwestii synonimów i homonimów. Wyrażono opinię, że jeżeli na oznaczenie tego samego pojęcia przyjęte są w polskim języku naukowym dwa terminy — jeden rdzennie polski, a drugi pochodzenia greckiego lub łacińskiego, to użycie zarówno jednego, jak drugiego jest zupełnie poprawne (np. inercja — bezwładność, impedancja — zawada, grawitacja — ciążenie itp). W formie przymiotnikowej termin wywodzący się z języka klasycznego często brzmi lepiej (np. grawitacyjny, a nie — ciążeniowy). Wypowiadano również pogląd, że nie jest wskazane, aby w języku naukowym liczba synonimów oznaczających to samo pojęcie była większa niż dwa. W odniesieniu do synonimów „cząsteczka" — „drobina" — „molekuła", należałoby dążyć do zaniechania użycia terminu „cząsteczka".

Co do homonimów (wieloznaczników), to oczywiście należy unikać ich użycia tam, gdzie mogłoby to spowodować nieporozumienie. W praktyce jednak najczęściej jasno wynika z kontekstu, o jakie znaczenie chodzi w danym przypadku. Jeden z filologów podał jako przykład termin „nosówka", który występuje w fonetyce i w weterynarii.

Zebranie plenarne Komitetu Terminologii PAN odbyło się w Warszawie w dniu 18 listopada 1981. Zebrani wysłuchali sprawozdania z zebrania Sekcji Nauk Ścisłych we Wrocławiu oraz informacji, że Polski Komitet Normalizacji Miar i Jakości wydał odnoszącą się do terminologii polską normę PN—80/N—02004.

W dalszym ciągu zebrania przedmiotem ożywionej dyskusji był projekt regulaminu Komitetu Terminologii oraz ramowy program prac na lata 1981—1983. W tajnych głosowaniach przeprowadzono wybór mający na celu uzupełnienie składu prezydium, a także dokonano wyboru członków Komitetu, który liczy obecnie ponad 70 osób. Spośród fizyków są w nim: Jan Łopuszański, Ludwik Natanson i Maciej Suffczyński. Przewodniczącym Komitetu jest prof. J.I. Skowroński, czł. rzecz. PAN.

Ludwik Natanson

IX Letnia Szkoła Optyki Kwantowej

Co dwa lata przypada w udziale Instytutowi Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego organizacja Letniej Szkoły Optyki Kwantowej (na przemian z IF UMK Toruń). W 1981 r. zorganizowano Szkołę w dniach 1—8 września w Cetniewie. Szkoła ta zdobywa sobie coraz większe uznanie nie tylko w kraju, ale i poza jego granicami, czego wyrazem jest udział w niej w tym roku 23 fizyków z zagranicy na ogólną liczbę 70 uczestników. Przedstawiono 25 referatów i szereg komunikatów z trzech dziedzin: optyki nieliniowej, zderzeń reaktywnych i spektroskopii stanów rydbergowskich.

Wśród gości zagranicznych znaleźli się m. in. znani specjaliści: prof. B. Cleff (Uniw. w Münster, RFN), prof. A. Dönazelmann (Uniw. w Amsterdamie, Holandia), prof. G. Ferrante (Uniw. w Palermo, Włochy), dr J. Javanainen (Uniw. w Helsinkach, Finlandia), dr M. A. Khakoo (Uniw. Londyński, Anglia), dr W. Krieger (Max Planck Institut, Monachium, RFN), dr D. Köhle (Friedrich Schiller Univ., Jena, NRD), dr K. Niemax (Uniw. w Kilonii, RFN), prof. G. Nienhuis (Uniw. w Utrechcie, Holandia), dr B. Sayer (CEA Centre d'Etudes Nucléaires, Saclay, Francja), dr H. Telle (Lash Miller Chemical Labs, Toronto, Kanada), prof. G. Werth (Johannes Gutenberg Univ., Moguncja, RFN). Wygłosili oni ciekawe referaty, które zostaną opublikowane w *Acta Physica Polonica*.

Komitet organizacyjny na czele z prof. J. Heldtem oraz sekretarzem drem J. Czubem j jego pomocnikiem mgrem T. Gilem zapewnili uczestnikom Szkoły dobre warunki pracy oraz miłą atmosferę organizując m. in. wycieczki do Gdańska oraz do Łeby.

Stanisław Zachara

Pierwsza Europejska Konferencja Sekcji Fizyki Atomowej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego

Z myślą o młodych pracownikach nauki odbyła się w dniach 6—10 kwietnia 1981r. w Heidelbergu pierwsza Konferencja Fizyki Atomowej, zorganizowana przez EPS przy współudziale Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej (EGAS). Dla ok. 900 uczestników wygłoszono 33 referaty plenarne oraz przedstawiono ponad 510 komunikatów. Reprezentowane były cztery sekcje tematyczne: spektroskopii atomowej, fizyki molekularnej, fizyki chemicznej oraz elektronowych i atomowych zderzeń. Druga Konferencja odbędzie się prawdopodobnie w 1984 r. w Londynie.

XV Konferencja EGAS odbędzie się w pierwszej połowie lipca 1983 r. w Zaragoza, Hiszpania. Organizatorem będzie prof. Bernabeu.

Stanisław Zachara

Emisja protonów z jąder w stanie podstawowym

W ośrodku badań jądrowych z zastosowaniem ciężkich jonów GSI w Darmstadt odkryto nowy typ promieniotwórczości — emisję protonów z jąder w stanie podstawowym. Wiadomo było, że jądra daleko odsunięte od tzw. ścieżki stabilności w stronę niedoboru neutronów mogą wysyłać protony. Dotychczas jednak emisja protonów była obserwowana jedynie z jąder w stanie wzbudzonym. Emisję protonów z jąder w stanie izomerycznym odkryto w 1970 r. Wynikiem otrzymanym teraz w GSI jest odkrycie promieniotwórczości protonowej jąder w stanie podstawowym.

Wiązka jonów ^{58}Ni o energii około 4.5 MEV/nukleon z akceleratora UNILAC skierowana była na tarczę ^{96}Ru. Wytwarzane w wyniku syntezy jądrowej wzbudzone jądra ^{154}Hf ulegały deekscytacji m. in. przez emisję protonu, dwóch neutronów i promieniowania gamma, co dawało ^{151}Lu w stanie podstawowym. Stosując zaawansowaną metodę szybkiej separacji wydzielono ^{151}Lu i wykazano, że wysyła on protony o energii 1217± 5 keV. Okres połowicznego zaniku wynosi 85±10ms.

Wkrótce później używając wiązki ^{58}Ni i tarczy ^{92}Mo wytworzono izotop ^{147}Tm. Jądra ^{147}Tm również wysyłają protony ze stanu podstawowego. Dodajmy od siebie, że wśród autorów tej pracy są fizycy z Uniwersytetu Warszawskiego: Tadeusz Batsch i Wiktor Kurcewicz z Zakładu Spektroskopii Jądrowej, kierowanego przez prof. Jana Żylicza.

Można oczekiwać, że dzięki opracowanym czułym metodom uda się stwierdzić promieniotwórczość protonową jeszcze dla innych nuklidów, szczególnie w grupie pierwiastków ziem rzadkich. *CERN Courier* **21**, No 8 (1981)

B. W.

Kto ma dagerotypy?

Instytut Historii Kultury Materialnej PAN przygotowuje do druku *Katalog dagerotypów w zbiorach polskich*, w związku z tym poszukuje on w celu naukowej ewidencji wszystkich unikatowych obiektów tej najstarszej techniki fotograficznej, wykonywanych w latach od 1840 do ok. 1855 na srebrzonej, polerowanej blasze, często oprawnych za szkłem w ozdobne passe-partout lub etui. Wiadomość o dagerotypach w posiadaniu prywatnym prosimy kierować pod adresem: Zakład Historii Kultury Materialnej Średniowiecza i Czasów Nowożytnych IHKM PAN, 00—140 Warszawa, ul. Świerczewskiego 105, tel 20—28—81, wewn. 144 lub dr Wanda Mossakowska, 01—684 Warszawa, ul. Klaudyny 38 m. 72, tel 33—74—07.

Hideki Yukawa

(1907—1981)

Po długiej chorobie zmarł Hideki Yukawa, japoński fizyk teoretyk i pierwszy japoński laureat Nagrody Nobla. Prace Yukawy dotyczyły mechaniki kwantowej, fizyki jądrowej i teorii cząstek elementarnych. W 1935 r. wysunął hipotezę o istnieniu cząstek (tzw. mezonów) o masie rzędu kilkuset mas elektronu, wymienianych w procesach oddziaływania nukleonów w jądrach atomowych. Stworzył podstawy teorii oddziaływań mezonów i nukleonów (potencjał Yukawy). W 1936 r. wraz z S. Sakatą przewidział wychwyt jądrowy elektronu z powłoki atomowej (odkryty doświadczalnie przez L. Alvareza w 1938 r.). Od 1946 r. pracował w dziedzinie nielokalnej teorii pola. W 1949 r. otrzymał Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za badania teoretyczne sił jądrowych i przewidzenie istnienia mezonów (odkrytych doświadczalnie przez C. Powella i G. Occhialiniego w 1947 r).

Urodził się w Tokio. W 1929 r. ukończył uniwersytet w Kioto i rozpoczął pracę na tym uniwer-

sytecie. Od 1933 r. wykładał na uniwersytecie w Osace. Od 1939 r. był profesorem fizyki teoretycznej na uniwersytecie w Kioto, a w 1946 r. został członkiem Akademii Japońskiej. W 1946 r. założył nowe czasopismo fizyczne w języku angielskim *Progress of Theoretical Physics* i był jego redaktorem aż do śmierci. W 1953 r. został dyrektorem nowo powstałego Instytutu Badawczego Fizyki Podstawowej na uniwersytecie w Kioto.

Zygmunt Ajduk

Mirosława Jastrzębska

20 października 1981 r. zmarła w wyniku długotrwałej choroby mgr Mirosława Jastrzębska, wieloletni pracownik naukowy i ofiarny działacz społeczny w Instytucie Fizyki PAN. Była ona osobą o niezwykłych zaletach charakteru i serca, pełną życzliwości wobec ludzi i służącą im swoją pomocą. Cechowała ją solidność i pasja we wszystkim co robiła, zarówno w działalności naukowej, jak i społecznej. Była autorką szeregu publikacji naukowych z dziedziny fizyki ciała stałego, które znalazły oddźwięk na świecie. Z zapałem pracowała w Radzie Zakładowej Instytutu. Współorganizowała kilka międzynarodowych imprez naukowych, których była duchem ożywczym. W ostatnich latach pracowała ponad miarę w sekretariacie naukowym IF PAN, zajmując się przede wszystkim sprawami wydawniczymi Instytutu. Posiadała wielu i zyskiwała wciąż nowych szczerych przyjaciół w środowisku fizycznym zarówno w kraju, jak i za granicą. Odszedł od nas człowiek, który wielką część swojej niespożytej energii oddał sprawom Instytutu i jego ludziom.

Tadeusz Figielski

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

Prenumeratę krajową przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch" oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:
do dnia 25 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny
do dnia 10 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

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

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymanie czasopisma

PL ISSN 0032-5430

Cena zł 40,—

TREŚĆ

R. Pfranger, D. Płusa, S. Szymura, B. Wysłocki — Struktury i własności magnetyczne związków metali ziemi rzadkich z żelazem 111
A. Bohr, B. R. Mottelson — Jądra szybko obracające się (tłum. A. Sobiczewski) 133
J. W. Cronin — Łamanie symetrii CP — poszukiwanie źródła (tłum. H. Białkowska) 149

RÓŻNE

A. B. Migdał — O psychologii twórczości naukowej (tłum. Z. Ajduk) 167

NOWOŚCI NAUKOWE

T. Dietl — Kwantowy efekt Halla: „Atomowy" wzorzec oma i nowa metoda dokładnego wyznaczania stałej struktury subtelnej 195

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI 201
RECENZJE 205
KRONIKA 209

CONTENTS

R. Pfranger, D. Płusa, S. Szymura, B. Wysłocki — Structures and Magnetic Properties of Rare Earth Iron Compounds 111
A. Bohr, B. R. Mottelson — Rapidly Rotating Nuclei 133
J. W. Cronin — CP Symmetry Violation — The Search for Its Origin 149

MISCELLANEA

A. B. Migdał — On the Psychology of Scientific Creativity 167

SCIENTIFIC NEWS

T. Dietl — Quantum Hall Effect: an "Atomic" Standard for the Ohm Unit and a New Method for the Precision Determination of the Fine Structure Constant 195

MEETINGS AND CONFERENCES 201
REVIEWS 205
CHRONICLE 209

36972