
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 34
ZESZYT 2
1983

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr EWA SKRZYPCZAK
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr WŁODZIMIERZ ZYCH

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

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

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)
Dr RYSZARD HRABAŃSKI (*Częstochowa*)
Prof. dr hab. JÓZEF HELDT (*Gdańsk*)
Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)
Dr MAREK ŻRAŁEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ (*Kraków*)
Dr BARBARA GŁADYSZEWSKA (*Lublin*)
Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (*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 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 34, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1983

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (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. Stawkowska 14:

Nakład 1985+85 egz. Ark. wyd. 9,0 Ark. druk. 6²/₁₆+4 wkł. Papier druk. sat. kl. III. 70×100, 70 g. Oddano do składania w grudniu 1982. Podpisano do druku w maju 1983. Druk ukończono w maju 1983. Zam. 571/82. Cena zł 60.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13:

Marian Mięslowicz

Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej
Akademia Górniczo-Hutnicza
i
Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

Asymetria materii-antymaterii i nietrwałość protonu na tle teorii wielkiej unifikacji

Matter-Antimatter Asymmetry and the Instability of the Proton on the Basis of the Grand Unification Theory

Abstract: An observed asymmetry of matter and antimatter in the Universe can be due to nonconservation of baryon number. This could occur in some interactions shortly after the Big Bang. The proton decay which would demonstrate this is now being searched for in several underground laboratories.

1. Wstęp

W *Postęпах Fizyki* opublikowano w ostatnich latach szereg bardzo dobrych artykułów, dotyczących cząstek i ich oddziaływań. Polecam je Czytelnikowi. Zebrane są one np. w [1].

Do wielkich problemów nauki w dzisiejszym jej stanie należy niewątpliwie sprawa asymetrii materii i antymaterii we Wszechświecie. Sam problem antymaterii to wielkie wydarzenie w historii Nauki. Problem ten powstał wraz ze słynnym równaniem Diraca [2] i rozwinął się w ciągu kilkunastu lat dyskusji, które odegrały zasadniczą rolę w naszym dzisiejszym rozumieniu fizyki kwantowej, a przede wszystkim elektrodynamiki kwantowej. Dzisiaj wiemy, że materia i antymateria mają identyczne własności i odróżniają się tylko „cechą rozpoznawczą”, za którą uważamy liczbę barionową B . Zachowanie liczby barionowej B uważaliśmy do tej pory za jedno ze ścisłych praw fizyki.

Jeżeli założymy, że na początku Wszechświata powstały materia i antymateria symetrycznie, a obecnie obserwujemy zdecydowaną przewagę materii, to aby do tego mogło dojść, musiało zachodzić zjawisko łamania prawa zachowania liczby barionowej B . Najczystszy świadectwem łamania zachowania liczby B byłaby obserwacja rozpadu protonów, które mogłyby się wtedy rozpadać na cząstki lżejsze. Oczywiście jest to wielki problem nie tylko fizyki, ale nauk przyrodniczych w ogóle. Przecież sprawa trwałości protonów, a ogólnie nukleonów jest sprawą trwałości materii w ogóle.

Okazuje się że jest możliwe, że ten wielki problem da się wytłumaczyć w ramach dzisiejszego poglądu na strukturę materii i jej oddziaływań.

Po dużych sukcesach jednolitego opisu oddziaływań elektromagnetycznych i słabych (Glashow, Salam i Weinberg, np. [3]) fizycy mają nadzieję, że tą formą teorii będzie można opisać wszystkie rodzaje oddziaływań, tj. elektromagnetyczne, słabe i silne. Ta jednolita teoria, teoria wielkiej unifikacji jest scharakteryzowana przez niezmienniczość względem transformacji cechowania. Jej prototypem jest teoria oddziaływań elektromagnetycznych.

Wszystkie teorie cechowania posługują się polem wektorowych bozonów bezmasowych. W elektrodynamice są to fotony. Ale dla przejścia od oddziaływań elektromagnetycznych do słabych, występuje spontaniczne łamanie symetrii, co daje bozony pośredniczące o masie ok. 100 GeV. Przy przejściu, które będzie wymagało łamania prawa zachowania liczby barionowej B , prawdopodobnie też będziemy mieli spontaniczne łamanie symetrii z emisją nowych bozonów cechowania X transformujących kwarki w antykwarki lub kwarki w leptony czy antyleptony. Tutaj spodziewamy się, że nastąpi to przy olbrzymich energiach ok. 10^{15} GeV, odpowiadających masie bozonów X .

Ta energia 10^{15} GeV, przejścia z oddziaływaniem kwarki-leptony, jest energią przewyższającą wszelkie energie możliwe do uzyskania w budowanych czy projektowanych przez człowieka akceleratorach. I tu przechodzimy do następnego wielkiego zagadnienia. Informacje o energiach tego rzędu mogą być czerpane tylko z danych kosmologicznych, ściśle biorąc z tego co wiemy o wielkim wybuchu. Ten powszechnie dzisiaj uznany model standardowy początku i ewolucji Wszechświata, dostarcza danych, które możemy uważać za dane doświadczalne, oparte na wielkiej ekstrapolacji danych astrofizycznych od znacznie mniejszych energii, do energii sięgających granic naszego poznania.

2. Asymetria materii i antymaterii we Wszechświecie

Świat w którym żyjemy jest niezwykle niesymetryczny z punktu widzenia występowania w nim materii i antymaterii [4, 6]. Własności tych dwu gatunków materii, z wyjątkiem liczby barionowej B , która je odróżnia, są identyczne, tak że w każdym modelu powstawania Wszechświata żaden z tych dwu gatunków materii nie powinien być wyróżniony. Jak zatem doszło do tej zasadniczej przewagi materii nad antymaterią — jest to pytanie, które tworzy jeden z zasadniczych problemów aktualnej nauki o materii, w szczególności o zjawiskach obserwowanych w skali całego Wszechświata, które chcemy opisać przy pomocy praw fizyki „ziemskiej”.

Oczywiście musimy zacząć od odpowiedzi na pytanie, czy rzeczywiście cały Wszechświat zbudowany jest z materii. Czy na przykład, w bardzo wielkich odległościach, nie istnieją jakieś zbiorowiska galaktyk, czy ogólnie zbiory ciał zbudowanych z antymaterii. Ale w takim przypadku w przestrzeniach granicznych kontaktów tych zbiorowisk ze zbiorowiskami materii, a kontakty takie choćby w małych ilościach winny mieć miejsce, powinno występować promieniowanie anihilacyjne, które mogłoby być dobrze zidentyfikowane. Promieniowania takiego nie obserwujemy.

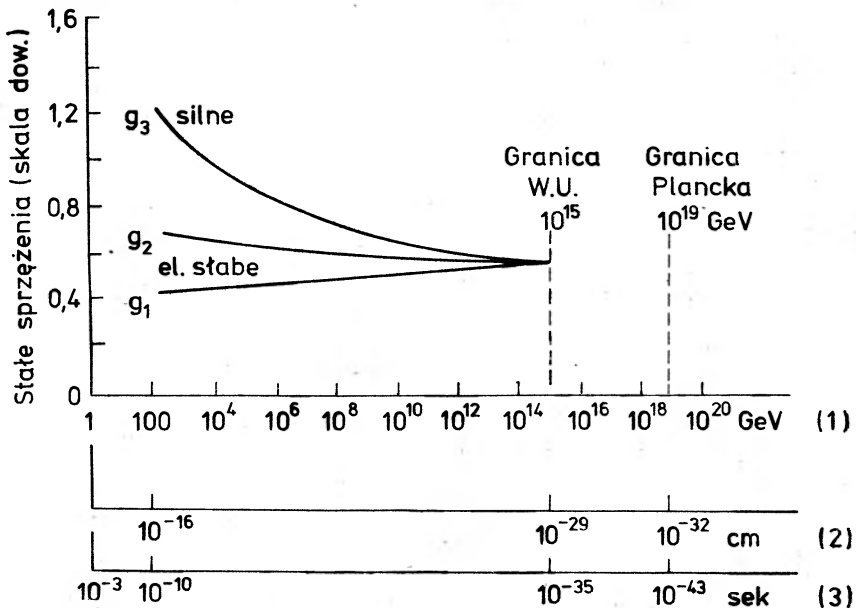
Analiza promieniowania kosmicznego wysokich energii wykazuje, przynajmniej w obszarze naszej galaktyki, że mamy do czynienia tylko z materią. W przypadkach tych re-

jestujemy antyprotony tylko w ilościach zgodnych z założeniem, że są to cząstki wtórne wytwarzane w zderzeniach wysokich energii protonów, czy innych cięższych jąder materii.

Ogólnie panuje praktycznie jednoznaczna opinia astronomów, astrofizyków i fizyków, że we Wszechświecie wyraźnie przeważa materia.

Ustalmy nasz punkt wyjścia z kosmologii. Stoimy na stanowisku modelu wielkiego wybuchu [4], dla którego zasadniczymi argumentami są prawa Hubble'a (np. [5]), który zauważył, że „przesunięcia ku czerwieni” widma oddalających się galaktyk są proporcjonalne do odległości od obserwatora, oraz odkrycie przez Penziasa i Wilsona [5] (Nagroda Nobla 1979) reliktyowego promieniowania mikrofalowego o temp. ok. 3 K. Do argumentów tego modelu zaliczyć trzeba cały łańcuch zasadniczych elementów ewolucji Wszechświata.

Wielki wybuch nastąpił ok. $15 \cdot 10^9$ lat temu. W swej znakomitej książce *Pierwsze trzy minuty*, która jest porywającą lekturą dotyczącą tego zagadnienia, Steven Weinberg [6] w sposób niezwykle przekonujący opisał ewolucję Wszechświata od chwili ok. 10^{-2} s. od wielkiego wybuchu. Jest to mniej więcej czas, kiedy temperatura obniżyła się już do ok. 100 miliardów K, w której istniały w dużych ilościach fotony, elektrony, neutrina i odpowiadające im antycząstki.



Rys. 1. Zależność od energii stałych sprzężenia oddziaływań silnych, słabych i elektromagnetycznych w zakresie energii powyżej 100 GeV. Skala środkowa: odległość oddziaływania. Skala dolna odpowiada czasowi liczonemu dla modelu wielkiego wybuchu

Ale rozpatrując takie zagadnienia jak łamanie prawa zachowania liczby barionowej B , asymetria materia-antymateria czy rozpad protonu, musimy przejść do jeszcze znacznie wcześniejszej historii Wszechświata. Do skali podanej na rys. 1, gdzie przedstawiono energię oddziaływania, dołączyliśmy skalę odległości tego oddziaływania. Ze skalami tymi mo-

żemy też zwi zacz skalę czasu od chwili wielkiego wybuchu, odpowiadającego odnośnej energii. Idąc wzdu tych skal, trafiamy na dwa charakterystyczne punkty, które w teorii wielkiej unifikacji odpowiadają spontanicznemu łamaniu symetrii cechowania. Są to punkty przy ok. 100 GeV, kiedy wytwarzane są bozony poredniczaj ce W^\pm i Z^0 , oraz drugi punkt przy ok. 10^{15} GeV, który odpowiada masie bozonów poredniczaj cych X (granica wielkiej unifikacji W.U.).

Zał żywszy, że łamanie zachowania B związane jest ściśle z tymi bozonami X , musimy podejść z energią oddziaływania do 10^{15} GeV i do odległości oddziaływania 10^{-29} cm, co odpowiada w skali czasu 10^{-35} s. od chwili „zero” wielkiego wybuchu. Ale tutaj musimy zastanowić się nieco nad skalą energii i czasu.

Zanim przejdziemy do wlaciwego zagadnienia asymetrii materii-antymaterii, spojrzmy jeszcze na zagadnienie granicznej wartości energii teorii wielkiej unifikacji z punktu widzenia tego co wiemy o ekspansji Wszechświata w bardzo wczesnych jego chwilach. Czy skala energii tej teorii, sięgająca 10^{15} GeV, jest już granic  naszego poznania, czy już nic nie wiemy o Źwiecie wcześniejszym? Na wielki wybuch patrzemy teraz tylko jako na Źródło informacji o procesach bardzo wysokich energii.

Okazuje się, że dochodzi się tutaj do fundamentalnego problemu, czy możliwa jest kwantowa teoria grawitacji. Specjaliści uwazaj , że istnieją tutaj granice, które trzeba by osiągnąc, by można to zadanie podj c. Okazuje się, że energie, które trzeba by osiągnąc, przewyższają jeszcze o kilka rz d w wielkości graniczne energie teorii wielkiej unifikacji. Granice te nazywają się granicami Plancka. Powiązane są one ze stałymi \hbar , c i stałą grawitacji G .

Punktem wyjścia może być długość Plancka $l = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \approx 10^{-33}$ cm. Mamy z kolei wartości graniczne: czas $\sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} \approx 10^{-43}$ sek, i zgodnie ze skalami rys. 1 energię Plancka $E_{Pl} \approx 10^{19}$ GeV, a więc kilka rz d w wielkości więcej niż energia graniczna wielkiej unifikacji (np. [7]).

Oceniając liczbę barionów z innych danych astrofizycznych (będzie jeszcze o tym mowa), otrzymujemy jako stosunek liczby barionów do liczby fotonów w chwili obecnej $\frac{n_B}{n_\gamma} \approx 10^{-10} - 10^{-9}$. Jest to oczywiście mała liczba, lecz jeżeli ją porównujemy z wielkością, jaką otrzymamy dla tego stosunku przy załączeniu, że Wszechświat był symetryczny dla materii i antymaterii w temp. ok. 2 GeV (ok. 10^{13} K) i wszystko się zanihilowało, to wtedy ten stosunek byłby wiele rz d w wielkości mniejszy — wynosiłby $\frac{n_B}{n_\gamma} \approx 10^{-20}$. Ten fakt jest miarą liczby barionów jednego znaku B , które musiały powstać wcześnie, nim Wszechświat ochłodził się do temp. 1 GeV.

Odkrycie łamania symetrii CP byłoby poważnym wydarzeniem stymulującym badania nad wyjaśnieniem asymetrii materii-antymaterii w ewolucji wielkiego wybuchu.

Pierwszą pionierską prac  w tym kierunku, w której uwzględnione zostało łamanie symetrii CP, wykonał znany fizyk radziecki A. D. Sacharow [8]. O pracy tej będzie jeszcze mowa.

Aby podjąć próbę przedstawienia tego problemu w ramach wielkiej unifikacji, musimy przypomnieć kilka zagadnień. Punktem wyjścia dla nas będzie dyskusja symetrii i zasad zachowania, które odgrywają zasadniczą rolę w poruszanych przez nas zagadnieniach.

3. Symetrie i zasady zachowania w fizyce. Łamanie symetrii. Symetria cechowania

Do podstaw całej fizyki należą słynne zasady zachowania np. pędu, momentu pędu i energii. Te zasady zachowania wynikają z pewnych symetrii układu przestrzeni i czasu, w których odbywają się zjawiska. Niezmienniczość położenia w przestrzeni prowadzi przez zastosowanie transformacji translacji $x' \rightarrow x+a$, do układu nieodróżnialnego od układu wyjściowego. Lagranżjan układu po zastosowaniu translacji pokazuje niezmienniczość pędu.

Analogiczną sytuację mamy dla transformacji obrotu, dla dowolnego kierunku w takim układzie, jeżeli nie ma w nim wyróżnionego kierunku odniesienia. Zastosowanie tutaj transformacji obrotu daje nam zasadę zachowania pędu.

Jeżeli w układzie nie mamy wyróżnionego „zera skali czasu”, to przesunięcie w czasie daje zasadę zachowania energii.

Przykłady te są elementarnymi zadaniami mechaniki Lagrange’a. Wymienione tu trzy zasady zachowania pędu, momentu pędu i energii są zawsze słuszne.

Do niedawna nie mieliśmy wątpliwości, że istnieją trzy inne zawsze słuszne zasady zachowania, nie związane bezpośrednio z przestrzenią i czasem, a mianowicie zasadę zachowania ładunku Q , zasadę zachowania liczby barionowej B i zasadę zachowania liczby leptonowej L (w zasadzie rozróżniamy dwie liczby leptonowe L_e i L_μ).

W większości podręczników fizyki cząstek, nawet wydanych nie tak dawno, zasady te zaliczane są do zasad „ściśle słusznych”. Obecnie, i będzie to jednym z zagadnień tutaj dyskutowanych, istnieje podejrzenie, że zasada zachowania liczby barionowej B jest w pewnych przypadkach łamana. Często pociąga to za sobą też łamanie liczby L , względnie $B-L$.

Te trzy zasady zachowania wynikają, jak się okazuje, z niezmienniczości cechowania (*gauge invariance*). Pojawiła się ona po raz pierwszy w elektrodynamice. Niezmienniczość praw fizyki względem transformacji cechowania przykładowo można zilustrować na rozwiązaniach równań Maxwella przy pomocy potencjału skalarnego i wektorowego. Do potencjałów tych można dodać gradient lub pochodną wzgl. czasu dowolnej funkcji współrzędnych (r, t) . Prawa elektrodynamiki, w szczególności równania Maxwella, są niezmiennicze względem tego rodzaju transformacji. Takie transformacje nazywamy transformacjami cechowania, a teorię niezmienniczą względem tych transformacji nazywamy teorią z niezmienniczością cechowania. Najbardziej znanym wynikiem tego typu niezmienniczości jest zasada zachowania ładunku elektrycznego Q . Wydaje się, i to jest w tej chwili podstawowym zagadnieniem, że wszystkie znane nam rodzaje oddziaływań będą mogły być opisane przez te właśnie teorie z niezmienniczością cechowania. Punktem wyjścia wszystkich tych teorii jest próba analogii z oddziaływaniami elektromagnetycznymi, gdzie siły między elektronami przenoszone są za pośrednictwem fotonów, które są najdawniej znanymi bozonami pośredniczącymi. Analogiczny układ teorii z bozonami przenoszącymi oddziały-

wania, jest podstawą prób konstrukcji teorii wielkiej unifikacji, tj. teorii opisującej oddziaływania elektromagnetyczne, słabe i silne.

Od symetrii zawsze słusznych przejdźmy do takich, które dla pewnych oddziaływań są zawsze łamane. Pierwszym wielkim odkryciem takiego zjawiska jest łamanie parzystości P w słabych oddziaływaniach. Chodzi tu o łamanie symetrii przy transformacji inwersji przestrzennej układu: $x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$. Było to fundamentalne odkrycie faktu, że w słabych oddziaływaniach możemy odróżnić zwrot prawy od lewego.

Podobnie ma się rzecz z zachowaniem czy łamaniem symetrii sprzężenia ładunkowego C . Transformacja C polega na zamianie cząstek na antycząstki i na odwrót. Zachowanie tej symetrii dla oddziaływań silnych najczęściej jest wykazywane przez porównanie przebiegu dwóch reakcji, w których wszystkie cząstki zamieniono na antycząstki i na odwrót. Symetria C jest łamana w słabych oddziaływaniach.

Wydawało się jednak, że natura broni się przed asymetrią. I rzeczywiście łamanie symetrii P w słabych oddziaływaniach może być skompensowane przy równoczesnym zastosowaniu transformacji C . Wydawało się, że zawsze ilekroć zastosujemy inwersję układu odniesienia, lecz równocześnie zmienimy cząstki na antycząstki, to zjawisko przebiega bez zmiany. Dochodzimy zatem do pojęcia symetrii kombinowanej CP .

Wydawało się, że zasada zachowania symetrii kombinowanej CP jest zawsze słuszna.

Jednak okazało się już dość dawno (Christenson, Cronin, Fitch i Turley, [9]), że symetria CP w rozpadach neutralnych mezonów K , w pewnym małym ułamku przypadków jest łamana. Obserwowany efekt jest subtelny i dyskusja nad tym odkryciem oraz późniejszymi pracami w tym kierunku trwała kilkanaście lat. Nagroda Nobla dla Cronina i Fitcha została przyznana w 1980 r.

Trzeba tutaj zwrócić uwagę na to, że dotychczas omawiane prawa zachowania czy łamania symetrii były słuszne albo zawsze, albo dla wielkich działów zjawisk określonych przez typ oddziaływania. W przypadku łamania CP stwierdzono, że zachodzi to tylko w bardzo małym ułamku przypadków ok. 10^{-3} , pewnego typu zjawiska, jakim jest rozpad długożyciowego kaonu K_L .

Ale łamanie parzystości kombinowanej CP ma dalsze konsekwencje.

CPT jest symetrią kombinowaną przy kolejnym zastosowaniu transformacji sprzężenia ładunkowego C , inwersji układu odniesienia oraz transformacji T odwrócenia kierunku biegu czasu $t \rightarrow -t$.

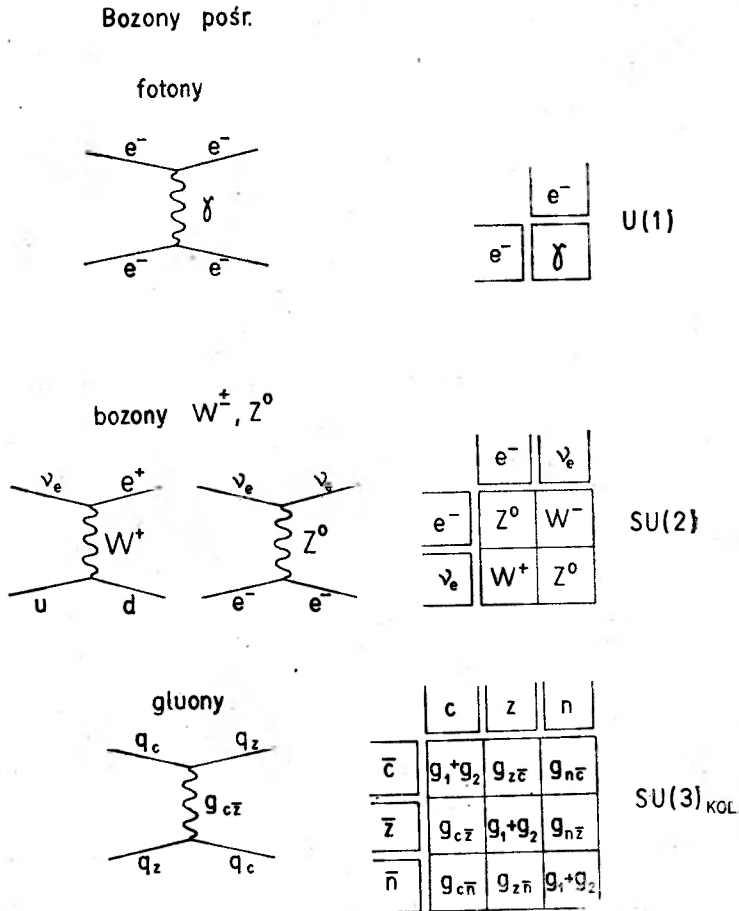
Zagadnienie wiąże się z zasadą Lüdersa-Pauliego. [10]. Według tej zasady, każda kwantowa teoria pola, zgodna z ogólną teorią względności, jest niezmienniczą względem kombinacji CPT . Wrócimy do tego zagadnienia w nawiązaniu do łamania symetrii CP .

Na zakończenie tego przeglądu symetrii i praw zachowania, dalekiego od zupełności, nie możemy nie wspomnieć o przybliżonych prawach zachowania związanych z liczbami kwantowymi określonych cząstek. Mam tu na myśli izospin I i dziwność S . Jest to tutaj i dlatego ważne, że jest punktem wyjścia do opisu symetrii przez grupy unitarne w terminologii teorii grup.

Izospin I daje możliwość rozpatrywania np. protonu i neutronu jako dwóch składowych $I_3 = \pm 1/2$ izospinu dla $I = 1/2$. Transformacja proton-neutron realizowana jest przez obrót w przestrzeni izospinu i daje niezmienniczość przybliżoną z dokładnością do różnicy mas $M_n - M_p$. Tego rodzaju transformacje tworzą grupę (mają charakter grup). W tym

przypadku na dublet $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ działa transformacja unitarna 2×2 , należąca do znanej w teorii grup grupy $SU(2)$.

Z kolei dziwność S wejdzie wraz z liczbą barionową B do układu multipletów w płaszczyźnie $Y = B + S$ vs I_3 i daje znany układ multipletów grupy $SU(3)$, który jak widać



Rys. 2. Schematyczne ujęcie oddziaływań elektromagnetycznych $U(1)$, słabych $SU(2)$ i silnych $SU(3)$ w postaci macierzy unitarnych. W schematach nie odróżniono różnych możliwości cząstek i antycząstek, różnych typów kwarków (*flavors*) i skrzętności

z różnic mas poszczególnych hadronów, jest grubym przybliżeniem. $SU(3)$ jest grupą unitarną macierzy o wymiarach 3×3 .

Te multiplety rozmieszczone są w płaszczyźnie we współrzędnych Y, I_3 jako oktety i dekaplety. Sprawa jest oczywiście bardziej skomplikowana, gdy wprowadzimy dodatkowo nową liczbę kwantową — „charmu” (powabu) C^* . Mamy wtedy $S = Y + C^* - B$. Otrzymamy wtedy multiplety w przestrzeni I_3, Y, C^* .

4. Łamanie symetrii kombinowanej CP i niektóre zagadnienia z tym związane

Istnieją dwa dublety mezonów K (kaonów), a to (K^+, K^0) z dziwnością $S = +1$ i (\bar{K}^0, K^-) z dziwnością $S = -1$. A więc istnieją dwa kaony neutralne z przeciwnymi dziwnościami. Wykazują one obustronnie możliwość słabego rozpadu: $K^0 \rightarrow 2\pi \leftarrow \bar{K}^0$, przy czym każdy rozpad ma swój określony czas rozpadu τ . Ta sytuacja jest szczególna. Nie jest tutaj zachowana dziwność i powstaje mieszanina neutralnych kaonów. Zagadnieniu temu, ze względu na ważność dla naszego problemu, poświęcimy więcej uwagi. Możliwe są więc stany mieszane, które zapisujemy w formie

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

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

Stosując do tych stanów operator kombinowanej symetrii CP, otrzymujemy $CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle$ tzn. $CP = +1$ oraz $CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle$ tzn. $CP = -1$, i analogicznie dla układu pionów

$$CP|\pi^+\pi^-\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle \text{ tzn. } CP = +1 \quad \text{oraz}$$

$$CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle + -|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle \text{ tzn. } CP = -1.$$

A zatem jeżeli CP jest zachowane, to następują rozpady $K_1 \rightarrow 2\pi$ ($\tau_1 = 0,87 \cdot 10^{-10}$ sek) i $K_2 \rightarrow 3\pi$ ($\tau_2 = 0,52 \cdot 10^{-7}$ sek) Stąd przyjęło się oznaczać: $K_1 = K_S$ i nazywać go kaonem krótkożyłowym, zaś $K_2 = K_L$ nazywać kaonem długożyłowym. Doświadczenie potwierdza te przewidywania oparte na zachowaniu CP.

Odkrycie przez Cronina, Fitcha i współpracowników rozpadu długożyłowego kaonu K_L na dwa piony, $K_L \rightarrow 2\pi$, było odkryciem łamania kombinowanej parzystości CP. Przy zachowaniu CP, na dużych odległościach od miejsca, w którym kaony neutralne powstają, możliwy byłby tylko rozpad $K_L \rightarrow 3\pi$.

Za miarę efektu łamania CP autorzy przyjęli wielkość

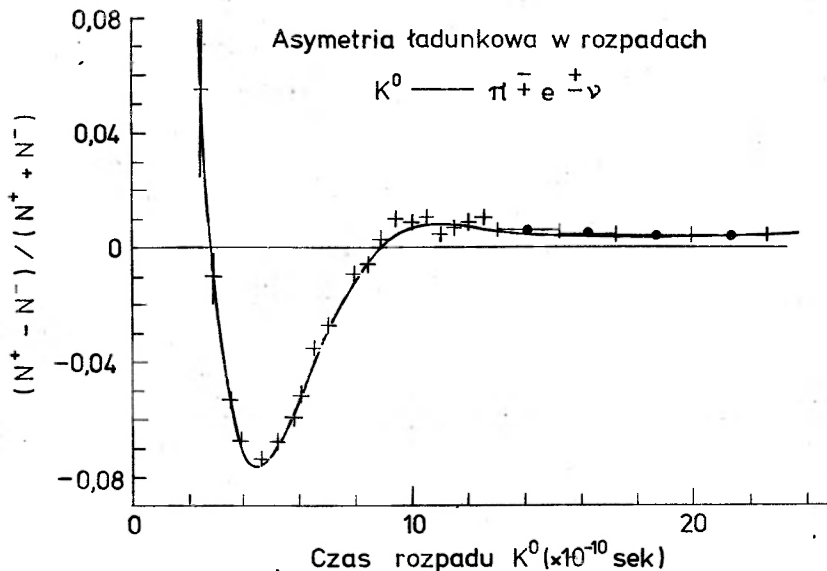
$$\eta_{+-} = \frac{\text{Ampl.}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\text{Ampl.}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}.$$

Według danych Cronina i Fitcha $\eta_{+-} = 2,3 \cdot 10^{-3}$. Dzisiejsze dane tych samych autorów i innych, zgodne są z tym oszacowaniem.

A zatem odkrycie łamania CP jest stwierdzeniem nowego typu zjawiska. Jest to nowy typ łamania symetrii w bardzo małym ułamku przypadków jakiegoś określonego zjawiska, w tym przypadku rozpadu kaonów neutralnych.

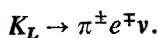
Zespół wykonanych doświadczeń i uzyskanych rezultatów dotyczących łamania CP, jest wielkim krokiem naprzód dla zrozumienia całości zagadnienia cząstek elementarnych i ich oddziaływań. W szczególności dotyczy to całkiem nowych obserwacji związanych z symetrią ładunkową zjawisk, odróżnienia materii i antymaterii oraz symetrii odwrócenia czasu.

Po odkryciu łamania CP w rozpadzie $K_L \rightarrow 2\pi$, wykonano szereg prac w poszukiwaniu łamania CP w innych reakcjach cząstek. Jak dotąd takich przykładów nie znaleziono. Możliwe jest jednak, że przy znacznie wyższych energiach zjawiska te mogą wystąpić. Łamanie symetrii CP odkryto jednak w innym zjawisku rozpadu kaonów K_L , zjawisku,



Rys. 3. Asymetria ładunkowa wynikająca z łamania CP

jak się okazuje bardzo ważnym w problemie odróżnienia materii i antymaterii [11]. Chodzi tu o odkrycie pewnej asymetrii ładunkowej w leptonowych rozpadach kaonu K_L



Ten rozpad wykazuje różnice w amplitudach rozpadu, w konsekwencji reguły $\Delta S = \Delta Q$, gdzie ΔQ oznacza ładunek hadronu. Dlatego mamy rozpady



Okazuje się, że reguła $\Delta Q = \Delta S$ jest w małym ułamku przypadków (ok. 2%) łamana i mamy w tych przypadkach $\Delta Q = -\Delta S$. Mamy wtedy pewien nadmiar przypadków $K \rightarrow \pi^- e^+ \nu$. Przy zachowaniu CP mieliśmy symetrię ładunkową, bo rozpady te przechodzą w siebie przy zastosowaniu transformacji CP.

Asymetrię ładunkową definiujemy liczbowo jako

$$\delta = \frac{N^+(K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu) - N^-(K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu})}{N^+(K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu) + N^-(K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu})}.$$

Oczekiwana asymetria ładunkowa oceniona jest na $\sqrt{2}\eta_{+-} = 3 \cdot 10^{-3}$ zgodnie z doświadczeniem (rys. 1).

Ta asymetria ładunku jest objawem naruszenia CP, tutaj zgodnym z naruszeniem C.

Pozwala to na odróżnienie świata od antyświata. W świecie odbicia zwierciadlanego, ze zmianą cząstek na antycząstki byłoby wszystko tak samo jak w zwykłym świecie, lecz byłoby $\delta < 0$. Podobnie będzie można postawić zagadnienie asymetrii materii i antymaterii w kosmologii.

Omawiane tu zjawiska łączą się z teoretycznymi próbami wytłumaczenia tego niezwykłego zjawiska jakim jest łamanie CP.

Najczęściej podawaną interpretacją tego zjawiska jest tzw. teoria supersłabych oddziaływań L. Wolfensteina [12]. W tej teorii łamanie CP wynika z nowej formy oddziaływania wzmiankowanej wyżej, z regułą $\Delta Q = -\Delta S$ i dozwolonym przejściem $\Delta S = 2$. Takie przejście odpowiadałoby super słabemu oddziaływaniu ze stałą sprzężenia równą 10^{-8} zwykłej stałej słabego oddziaływania, tj. superśląbą. Oczywiście znowu nie wiemy jak zjawisko przebiegałoby przy bardzo wysokich energiach.

Zagadnienie CP odegrało też rolę w problemie „ile może być typów kwarków?”. W 1973 r. Kobayashi i Maskawa [21] w swej bardzo znanej pracy pokazali, że w przyjętym wówczas obrazie słabych oddziaływań, łamanie CP może zachodzić tylko jeżeli istnieje 3 lub więcej rodzin kwarków, tj. 6 typów kwarków¹. Dlatego pracę tę możemy uważać za pionierską, że wtedy doświadczalnie znane były tylko 3 kwarki u , d i s . Dzisiaj mamy już kwarki c i b , a z wielu względów spodziewamy się odkrycia kwarku t . Wydaje się, że idea ta jest bardzo interesująca, tym bardziej, że możliwym jest, że przy wyższych energiach powstają dalsze mezony neutralne i że efekt łamania CP może silnie wzrastać przy wysokich energiach. Zagadnienie liczby typów kwarków (flavors) jest niezwykle ważne dla chromodynamiki kwantowej. Dla zagadnienia wielkiej unifikacji liczba ta odgrywa ważną rolę przy obliczaniu stałych sprzężenia oddziaływań.

W poprzednim ustępie poruszaliśmy sprawę zachowania CPT. Powracamy do tego zagadnienia teraz, kiedy orientujemy się w zasadniczej tutaj sprawie łamania czy zachowania CP.

Wróćmy teraz do zagadnienia symetrii odwrócenia czasu T . Prawa klasycznej mechaniki są niezależne od kierunku biegu czasu. Równania dynamiki zawierają drugie pochodne względem czasu i są niezmiennicze względem transformacji czasu $t \rightarrow -t$. Dla układów złożonych z większej liczby cząstek, opisywanych przez statystyczną termodynamikę, np. przez statystykę Boltzmanna, kierunek biegu czasu jest określony przez przechodzenie układu do stanu bardziej prawdopodobnego, tj. „strzałka czasu” określona jest przez wzrost entropii. Natomiast dla indywidualnych cząstek i dla mikrocząstek uważaliśmy do niedawna, że symetria odwracania czasu jest zawsze słuszna.

Przypomnijmy jednak, że według wspomnianej wyżej teorii Lüdersa-Pauliego niezmienniczość kombinowana CPT winna być zawsze zachowana. Wobec łamania CP, w niektórych przypadkach i niezmienniczość T winna być łamana. Odnośnie niezmienniczości CPT rozporządzamy jednak bardzo dokładnymi argumentami. Informacje pochodzą głównie z porównania czasów życia cząstek i antycząstek, a także z różnicy ich mas. Granice ułamkowego łamania CPT z tych źródeł są rzędu 10^{-3} . Najnowsze dane jakimi rozporządzamy [13] dla rozpadów π^\pm są rzędu 10^{-8} . Możemy zatem z dużym poziomem ufności mówić o zachowaniu CPT.

¹ Będziemy używali słowa „typ” kwarka w miejsce ang. „flavor”.

Ale wróćmy do przewidywań łamania niezmienniczości T , którego winniśmy się spodziewać wobec łamania CP . Ostatnio zaatakowano ten problem na nowo, właśnie w związku z niezachowaniem CP . Grupa pracująca w CERN-ie przy synchrotronie 28 GeV (CERN, Heidelberg, Oslo, Saclay [14]) zrealizowała te pomiary metodami badania rozpadów K^0 . Zastosowano mianowicie metodę interferencji wiązek K_L i K_S w eksperymencie regeneracji wiązki. Metoda ta jest tak czuła, że można było stwierdzić różnicę mas K_L i K_S . Oceniono ją na ok. $3,5 \cdot 10^{-9}$ eV, wobec masy M_K rzędu $5 \cdot 10^5$ eV. Badając rozpady na 2π , można było obserwować zmiany składu K^0, \bar{K}^0 , a stąd wyznaczać prawdopodobieństwo P_1 , że w określonym odcinku czasu K^0 zamienia się na \bar{K}^0 oraz prawdopodobieństwo P_2 , że w tym samym odcinku czasu \bar{K}^0 zamienia się na K^0 . Jeżeliby zachodziła symetria odwrócenia czasu T , to otrzymałoby się $P_1 = P_2$. Tymczasem pomiary wykazały, że $P_2/P_1 = 1.01 \pm 0.002$. Z tego pomiaru wynika, że symetria odwrócenia czasu T jest również łamana, ale znowu tylko w bardzo małym ułamku przypadków rozpadów K^0 . W tej sytuacji nie mamy żadnych wskazań co do łamania CPT . Ale tu mamy poprzednio wzmiankowane dane, skąd wniosek, że CP może być łamane i T może być łamane, a CPT zaliczymy do symetrii zawsze słusznych. A więc podstawy teorii gwarantowane przez zasadę Lüdersa-Pauliego o niezmienniczości CPT wydają się poparte przez te nowe eksperymenty. Trzeba jednak zwrócić uwagę na fakt, że łamanie CP daje konieczność łamania T i wyjścia ze stanu równowagi termodynamicznej.

5. Łamanie zachowania liczby barionowej B na tle teorii wielkiej unifikacji

Poprzednio dyskutowaliśmy zasadniczy argument asymetrii materii-antymaterii, argument kosmologiczny, którego analiza doprowadza do wniosku, że we wczesnym Wszechświecie muszą zachodzić procesy z niezachowaniem liczby barionowej. Spójrzmy teraz na to zagadnienie od strony teorii wielkiej unifikacji. Fizycy mają dane mniemać, że teoria wielkiej unifikacji może przewidywać procesy bardzo wysokich energii, w których liczba B może w pewnych warunkach być nie zachowana. Teoria ta opisuje jednolicie oddziaływania elektromagnetyczne, słabe i silne, wspólnym schematem teorii niezmienniczości cechowania. Po sukcesach unifikacji oddziaływań elektroślabych, fizycy dążą do skonstruowania na tej samej zasadzie teorii cechowania takiej, która będzie obejmować też oddziaływanie silne. Sprawa powiązania struktury fermionów z ich oddziaływaniami przez pola bozonów cechowania i spontaniczne łamanie symetrii, to ogólne cechy tej teorii. Poszczególne oddziaływania różnią się przede wszystkim własnościami tych bozonów pośredniczących.

W naszym zagadnieniu istotną rolę spełniać będzie konieczność wynikająca z teorii wielkiej unifikacji wprowadzenia, przy bardzo wysokich energiach, nowych bozonów pośredniczących, o bardzo wielkiej masie, które będą mogły przemieniać kwarki w inne kwarki, w leptony i antyleptony. W tym właśnie punkcie dochodzimy do łamania zachowania liczby barionowej. Zasadniczym eksperymentem tutaj byłoby znalezienie rozpadu protonu.

Formalnie przenoszenie oddziaływań przez bozony usystematyzowane jest przy pomocy macierzy unitarnych. Rys. 2 przedstawia uproszczone schematy tych macierzy dla różnych typów oddziaływań.

Oddziaływanie elektromagnetyczne przekazywane jest przez bezmasowe fotony. Jest ono opisane przez jednowymiarową macierz unitarną grupy $U(1)$.

Oddziaływanie silne przekazywane jest między 3 kolorami grającymi rolę „silnego” ładunku. Kolory kwarków zostały wprowadzone, ponieważ kwarkom jako fermionom trzeba było dać możliwość zastosowania się do zakazu Pauliego. Oto umownie przyjęte „kolory” kwarków: czerwony (c), zielony (z) i niebieski (n) i antykolory \bar{c} , \bar{z} , \bar{n} .

Bezmasowe bozony pośredniczące, które przekazują oddziaływania między kolorami są to gluony. Odpowiednią macierzą dla transformacji kolorów jest macierz 3×3 grupy $SU(3)$. Gluonów jest $3^2 - 1 = 8$. Przykład taki widzimy w dolnej części rys. 2. Układ na rys. 2 jest tylko schematem. Mamy przecież kwarki i antykwarki. Kolorom będą też przypisywane antykolory. Stąd też gluony mają podwójne oznaczenia. Możliwe są także różne skrętności.

Chromodynamika jest teorią pola typu teorii cechowania z bezmasowym polem cechowania gluonów.

Przejdźmy teraz do oddziaływań słabych. Oddziaływania przekazywane są tutaj za pośrednictwem trzech bozonów pośredniczących W^\pm i kombinacji Z^0 z fotonem. Odpowiednią macierzą symetrii unitarnej jest macierz 2×2 , grupy $SU(2)$.

Unifikacja tych oddziaływań opisywanych przez $SU(2)$ z oddziaływaniem elektromagnetycznym $U(1)$ opiera się na symetrii cechowania, wymagającej by wszystkie bozony pośrednie były bezmasowe. Ale oddziaływania słabe różnią się zasadniczo od elektromagnetycznych. Są one oddziaływaniami bardzo krótkiego zasięgu $\simeq 10^{-16}$ cm w odróżnieniu od elektromagnetycznych, które są bardzo dalekiego zasięgu. Wspomniany krótki zasięg daje wysokie masy tych bozonów: $M_{W^\pm} \simeq 75$ GeV, $M_{Z^0} \simeq 85$ GeV, podczas gdy masa czwartego bozonu tej unifikacji $m_\gamma \lesssim 10^{-16}$ eV. Często wymienianym mechanizmem takiego łamania symetrii jest mechanizm zaproponowany przez Higgosa [19], w którym wprowadza się pole skalarne sprzęgające pole cechowania z polem fermionowym.

Teoria unifikacji oddziaływań elektromagnetycznych i słabych Weinberga i Salama [3] było to połączenie symetrii $SU(2) \times U(1)$ ze spontanicznym łamaniem symetrii wyrażonym wysokimi masami bozonów W^\pm i Z^0 . To ujęcie unifikacji oddziaływań elektro-słabych miało poważny sukces, a mianowicie przewidziało istnienie tzw. prądów neutralnych. Są to prądy słabe przenoszone przez neutralny bozon Z^0 . Badanie częstości występowania tych prądów pozwalało wyliczyć zasadniczy parametr unifikacji, tzw. kąt mieszania θ_W . Zmierzona wartość $\sin^2 \theta_W \simeq 0.2$ daje na masy bozonów pośrednich wartości, które podaliśmy wyżej, bliskie 100 GeV.

Zagadnienie teorii wielkiej unifikacji obejmuje przede wszystkim ustalenie warunków, przy jakich stałe sprzężenia poszczególnych oddziaływań wyrównują swe wielkości.

W eksperymentach niskiej energii (tutaj będzie to oznaczało ok. 1 GeV), mamy olbrzymie różnice w wartościach stałych sprzężenia wyrażonych w liczbach bezwymiarowych. Dla oddziaływań silnych, elektromagnetycznych, słabych i grawitacyjnych wartości tych stałych są drastycznie różne: $(1:10^{-2}):(\frac{1}{137}):10^{-10}:10^{-38}$. Jednym z zasadniczych osiągnięć teorii unifikacji było spontaniczne łamanie symetrii $SU(2) \times U(1)$, które zbliżyło bardzo wartości stałych sprzężenia el.-mag. i słabych. Tym niemniej wartości stałych sprzężenia dla oddziaływań silnych, słabych i elektromagnetycznych różnią się bardzo od siebie.

Mamy

$$g_3 > g_2 > g_1.$$

Na rys. 1 mamy przedstawione zależności tych stałych od energii, powyżej energii 100 GeV i jednym z zasadniczych rezultatów teorii wielkiej unifikacji jest zmierzanie tych stałych do wspólnych wartości przy bardzo wysokich energiach. Główny rezultat przedstawiony na rys. 1 da się ująć w formie

$$(g_3 > g_2 > g_1) \rightarrow (g_3 \simeq g_2 \simeq g_1).$$

Na rys. 1 prócz skali energii umieściliśmy równoległe skale równoważnych odległości oddziaływania przy danej energii.

Zajmijmy się zasadniczymi ideami, które mogą wytłumaczyć te zależności.

Zacznijmy od oddziaływania elektromagnetycznego. Zagadnienie to wiąże się z historycznym dla elektrodynamiki kwantowej problemem usuwania nieskończoności dla ładunku elektrycznego w próżni. Jeżeli stoimy na gruncie elektrodynamiki kwantowej, to rzeczywisty elektron w próżni otoczony jest wirtualnymi fotonami i parami e^+e^- , które są spolaryzowane tak, że elektron jest zaekranowany dodatnimi ładunkami, z czego wynika, że ładunek efektywny jest mniejszy od ładunku „nieubranego”. Wartość tego ładunku efektywnego zależy więc od odległości wnikania, a więc energii elektronu oddziałującego. Dlatego obserwujemy wzrost g_1 przy skracaniu się odległości oddziaływania, a więc wzrost g_1 przy wzroście energii.

Zwykle przyjmowana stała sprzężenia dla oddziaływań elektromagnetycznych $g_1 = \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ odpowiada ładunkowi elektronu przy odległości równej długości fali

Comptona dla elektronu, równej $\frac{\hbar}{mc} = 3,86 \cdot 10^{-11}$ cm.

Analogiczne efekty istnieją także w przypadku silnych oddziaływań, gdzie kwarki oddziałują przez gluony przenoszące kolor. Fotony nie mają jednak ładunku elektrycznego i one same nie wpływają na ekranowanie. Ale gluony niosą kolor. Na ekranowanie mają wpływ i otaczające pary kwark-antykwar, i gluony. Okazało się, że daje to efekt przeciwny niż w elektrodynamice tj. „antyekranowanie”, które jest przyczyną, że stała sprzężenia g_3 maleje ze wzrostem energii, tzn. przy dochodzeniu na małe odległości oddziaływania.

Wiąże się to z dwiema zasadniczymi cechami oddziaływań kwarków poprzez gluony. Pierwszą jest tzw. swoboda asymptotyczna dla bardzo małych odległości kwarków, druga jest wzrost do nieskończoności siły oddziaływania przy wzroście odległości — uwięzienie kwarków.

Wirtualne bozony W dają podobny efekt dla oddziaływania słabego. Efekt ten jest jednak dla cząstek W , przenoszących słabe oddziaływanie znacznie słabszy, niż to ma miejsce dla gluonów.

Ogólnie możemy w zakresie energii powyżej 100 GeV podsumować sytuację tak: stała sprzężenia silnego g_3 jest największa, ale też najszybciej maleje ze wzrostem energii tj. skra-

caniem się odległości oddziaływania. Stała sprzężenia słabego g_2 jest mniejsza i wolniej maleje ze wzrostem energii. Stała oddziaływania elektromagnetycznego g_1 jest najmniejsza, lecz wzrasta z energią czyli skracaniem odległości oddziaływania.

Efekty tutaj opisane stanowią istotnie ważny przyczynek do zagadnienia unifikacji, ponieważ przechodząc do coraz to bliższych odległości stałe sprzężenia trzech podstawowych oddziaływań, przy bardzo wysokich energiach, zmierzają do wspólnej wartości $g_3 \simeq g_2 \simeq g_1$.

| SU(5) | SU(3) × SU(2) × U(1) | | | | |
|--------------------------------------|----------------------|-----------|---|----------------|----------------|
| <u>Bozony pośr.:</u> | c | z | n | e ⁺ | $\bar{\nu}$ |
| fotony | c | | | cząstki X | |
| bozony W [±] Z ⁰ | z | GLUONY | | | |
| gluony | n | | | | |
| superciężkie | | | | | |
| bozony X | e ⁺ | cząstki X | | $\gamma^+ Z^0$ | W ⁻ |
| | $\bar{\nu}$ | | | W ⁺ | Z ⁰ |

Rys. 4. Schematyczne ujęcie wielkiej unifikacji w postaci symetrii SU(5), obejmującej SU(3) × SU(2) × U(1). W schemacie nie odróżniono różnych możliwości cząstek i antycząstek, typów kwarków i skrętności cząstek

Oczywiście, jeżeli tak poważnym argumentem dla liczbowego określenia granicznej energii wielkiej unifikacji jest zbieganie się krzywych g_1 , g_2 i g_3 w jednym punkcie, to należy przedyskutować ilościowo zależności tych krzywych g_i od energii. Wykonano wiele badań na ten temat. Dla przykładu weźmy odnośną zależność dla krzywej g_3 oddziaływania silnego.

W sposób istotny stała sprzężenia zależy od przekazu czteropędu q^2 (np. [1])

$$g_3^{-1}(q^2) \simeq b_3 \ln \frac{q^2}{\Lambda_3^2},$$

gdzie Λ_3 jest wielkością wyznaczaną eksperymentalnie. Ale stała b_3 zależy od liczby typów kwarków. Jako optymistyczny akcent tych rozważań można podać, że obliczona energia graniczna nie zmieni się znacznie, gdyby nawet nowe rodziny dwukwarkowe zostały odkryte [20].

Przejdźmy teraz do próby formalnego opisu wielkiej unifikacji. Po sukcesach unifi-

kacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych w postaci symetrii $SU(2) \times U(1)$ oraz po sukcesach chromodynamiki w postaci symetrii kolorów $SU(3)_{\text{kol.}}$, oczywiście próbowano iść tą drogą dalej. Chodzi zatem o to, by w ramach teorii z niezmienniczością cechowania zastosować odpowiednią symetrię unitarną. Grupa $SU(5)$ została wybrana jako najmniejsza grupa, która mogłaby obejmować grupy $SU(3)_{\text{kol.}}$ i $SU(2) \times U(1)$. Chcemy, by ta symetria obejmowała właśnie 5 elementów tj. 2 leptony i 3 kolory kwarków np. e, ν, c, z, n (elektron, neutrino i kwarki: czerwony, zielony, niebieski). Tę najprostszą symetrię $SU(5)$, z podstawową macierzą unitarną 5×5 , zasugerowali Georgi i Glashow [15]. Przedstawia ją symbolicznie rys. 4, który jest po prostu złożeniem wykresów rys. 2.

Macierz ta zawiera 8 gluonów i 4 bozony elektroslabe γ, Z^0, W^+, W^- . Ale brak jest 12 bozonów na miejscach niediagonalnych, które nazwiemy X , które przenoszą właśnie oddziaływania leptonów i kwarków lub na odwrót. A zatem ta symetria $SU(5)$ obejmuje symetrie $SU(3)_{\text{kol.}} \times SU(2) \times U(1)$ jako podgrupy. Układ ten reprezentuje wszystkie możliwe oddziaływania między elementami danej generacji.

Bozony X są niezwyklej osobliwością przyrody. Każda cząstka X pośredniczyć może we wszystkich typach oddziaływania. Z zasady zachowania ładunku elektrycznego wszystkie cząstki X mają ładunki $\pm 1/3$ lub $\pm 4/3$. W niektórych zagadnieniach, wygodnie im przypisać też ułamkowe liczby barionowe $\pm 1/3$ lub $\pm 2/3$.

Oczywiście macierz przedstawiona na rys. 4 jest uproszczona. Możemy konstruować wiele takich macierzy dla różnych typów cząstek, antycząstek oraz różnych skrętności. Zasadniczą własnością bozonów X jest możliwość zamiany kwarków na leptony lub na odwrót, lub kwarków jednego typu na kwarki innego typu. Ale tych zjawisk przecież nie obserwujemy. Nie obserwujemy generacji cząstek X . A zatem jeżeli symetria $SU(5)$ jest symetrią natury, to jest ona silnie łamana w warunkach obecnych eksperymentów. Mechanizm łamania symetrii $SU(5)$ jest podobny do łamania symetrii $SU(2) \times U(1)$, które następuje przy oddziaływaniach przy energii $\simeq 100$ GeV, kiedy mogą się rodzić bozony W^\pm, Z^0 w oddziaływaniach w odległości $\simeq 1 \cdot 10^{-16}$ cm. Analogicznie bozony X w zderzeniach w odległości $\simeq 10^{-29}$ cm przy energiach rzędu ich masy 10^{15} GeV, będą mogły być tworzone jak i inne bozony pośrednie tj. fotony, bozony W^\pm, Z^0 i gluony.

Najbardziej jednak zasadniczą cechą bozonów X jest w reakcjach przez nie spowodowanych łamanie liczby barionowej B . W tym też zawarta jest możliwość rozpadu protonu. Ale cząstki X pojawiają się w stanie pośrednim niezwykle rzadko. Wynika to z odległości oddziaływania 10^{-29} cm, w jakich mogą być wytworzone. Przewidywana przez teorię $SU(5)$ generacja cząstek X daje podstawę do oszacowania średniego czasu życia protonu. Otrzymuje się orientacyjnie na czas życia protonu $t_p \simeq 10^{30}$ lat. Rysunki 5 i 6 [17, 11] przedstawiają przykładowo możliwe rozpady protonów:

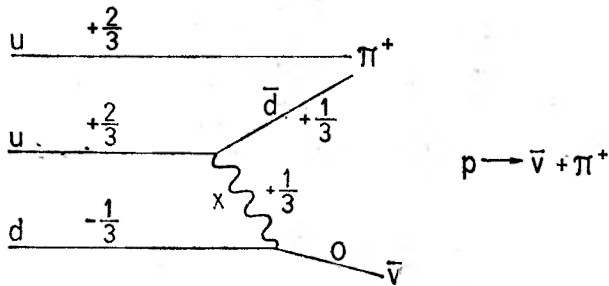
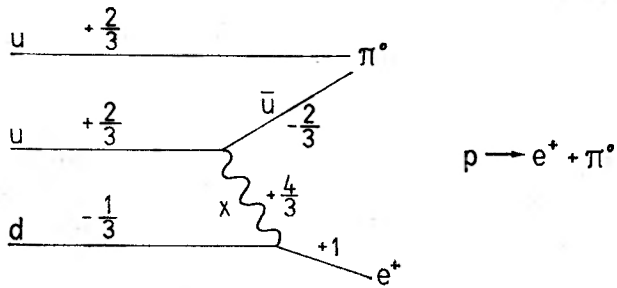
1) $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ i 2) $p \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}$. Dla rozpadów tych: $\Delta B = -1, \Delta L = +1$.

W przypadku 1 emisja $X(+4/3)$ zamienia kwark u na antykwark \bar{u} i oddziaływanie $X(+4/3)$ zamienia kwark d na e^+

W przypadku 2 emisja $X(+1/3)$ zamienia kwark u na antykwark \bar{d} i oddziaływanie $X(+1/3)$ zamienia kwark d na antyneutrino $\bar{\nu}$.

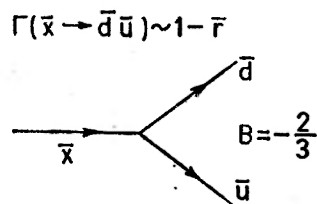
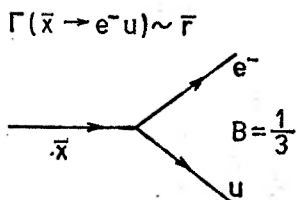
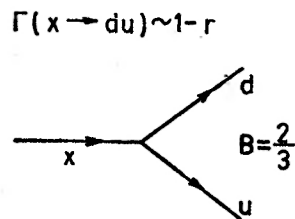
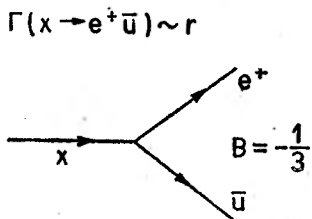
Na rys. 6 przedstawione są rozpady $X \rightarrow \bar{u}e^+, X \rightarrow d\bar{u}$ i odpowiednio dla antycząstek. Na rys. 5 podajemy jeszcze niektóre inne rozpady \bar{x} .

Przykłady rozpadów protonu



| | ΔB | ΔL |
|-------------------------------------|------------|------------|
| $p \rightarrow e^+ \pi^0$ | -1 | +1 |
| $\rightarrow \bar{\nu} \pi^+$ | -1 | +1 |
| $\rightarrow e^- \pi^+ \pi^+$ | -1 | +1 |
| $\rightarrow e^+ \mu^+ \mu^-$ | -1 | -1 |
| $n+p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ | -2 | 0 |

Rys. 5. Proton (u, u, d) rozpada się na leptony przez rozpad kwarku u na X +antykwarek



Rys. 6. Przykłady rozpadów bozonów X

6. Eksperymenty nad rozpadem protonów

Jak już mówiliśmy jeżeli proton jest nietrwały, to na pewno jego średni czas życia musi być bardzo duży, np. $\approx 10^{30}$ lat. Gdyby był znacznie krótszy np. ok. 10^{16} lat, to protony obecne w ciele ludzkim rozpadałyby się w liczbie ok. 10^{12} rozpadów rocznie, tj. ok. 300/sek, co dałoby już poważne „przedawkowanie” promieniowaniem jonizującym naszego organizmu.

W ciągu ostatnich 10 lat przypuszczono bardzo intensywny atak zmierzający do eksperymentalnego odkrycia rozpadu protonu. Kilka grup badaczy prowadzi już systematyczne pomiary. Inni planują te eksperymenty. Muszą być one przeprowadzane na dużych głębokościach pod ziemią dla zmniejszenia tła pochodzącego od mionów i neutrin promieniowania kosmicznego. Rozpady protonów są tak rzadkie, że aparatura do takich pomiarów musi obejmować monitorowaniem bardzo wielkie masy [16].

Dla przykładu podajemy niektóre dane z eksperymentu kilku amerykańskich uniwersytetów, prowadzonego w kopalni soli w Ohio na głębokości 1670 m równownika H_2O . Monitorowanych jest ok. 10.000 ton wody, lecz przypadki będą wybierane tylko z 5.000 ton wody. Reszta służy jako układ antykoincydencyjny. Ta sama woda zawiera $3 \cdot 10^{33}$ protonów. Założywszy średni czas życia 10^{31} lat, można oczekiwać rejestracji ok. 300 rozpadów rocznie.

W Europie prowadzi się eksperyment tego typu w instalacji pod Mont Blanc (CERN i grupy współpracujące). W międzyczasie powstał nowy projekt współpracy międzynarodowej dla budowy odpowiedniego laboratorium w tunelu pod Gran Sasso pod Rzymem. Podziemna komora $50 \times 50 \times 20$ m³ pozwala objąć monitorowaniem 10.000 ton materiału.

Tablica 1

Wielkie aparaty do rejestracji rozpadów protonów [16]

| Lokalizacja | Od kiedy ma pracować | Głębokość pod ziemią w równ. wody m | Materiał monitorowany |
|-----------------------------------|----------------------|-------------------------------------|-------------------------------|
| Homestake, kop. złota pld. Dakota | pracuje | 4400 | 150 ton wody |
| Kolar, kop. złota India | pracuje | 7600 | 150 ton żelaza |
| Doł. Baksan, ZSRR | pracuje | 850 | 80 ton ciek. scyntylatora |
| Soudan Mine, Minnesota | pracuje | 1800 | 30 ton żel. i spec. beton |
| Tunel pod Mont Blanc | pracuje | 4270 | 30 ton żelaza i ciekły scynt. |
| Morton, kop. soli Ohio | 1981 | 1670 | 10 000 ton wody |
| Kopalnia srebra, Utah | pracuje | 1700 | 1000 ton wody |
| Drugi tunel pod Mont Blanc | pracuje | 5000 | 150 ton płyt żel. |

Prócz wymienionych w tablicy laboratoriów, kilka innych jest w konstrukcji, np. Tunel Gran Sasso we Włoszech 4000 m, 10 000 ton żelaza, w Japonii 2700 m, 3400 ton wody i kilka innych.

Tablica 1 podaje zestawienie największych aparatów do rejestracji rozpadów protonów. Warto może podkreślić, że już dzisiaj projektuje się nie tylko urządzenia dla pomiaru średniego czasu życia, ale także do badania typu rozpadu protonu. Projektuje się badanie kierunków emitowanych cząstek z użyciem liczników Czerenkowa.

Ogólnie można ocenić, że górna granica średniego czasu życia protonu, jaką będzie można uzyskać przy pomocy tego typu aparatury jest rzędu 10^{33} lat.

7. Mechanizm tworzenia nadmiaru materii z $B \geq 1$ we wczesnym Wszechświecie

We wspomnianych powyżej pracach Sacharowa [8], i w niezależnie ogłoszonej pracy S. Weinberga, uczyniono trzy zasadnicze założenia:

1. Muszą istnieć oddziaływania, które łamią zasadę zachowania liczby barionowej B .
2. Te oddziaływania muszą też łamać zasadę zachowania CP.
3. Te procesy muszą się odbywać przy naruszeniu cieplnej równowagi ośrodka.

Warunek 1 jest automatycznie spełniony, jeżeli ma się opisać proces, który prowadzi do nadmiaru barionów jednego znaku liczby barionowej.

Przy omawianiu warunku 2. właściwe będzie przypomnieć zjawisko niesymetrycznej emisji ładunku elektrycznego, które opisaliśmy przy omawianiu łamania CP, a które dotyczyło asymetrii ładunkowej rozpadów $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ oraz $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$. Rozpady te nie są ładunkowo symetryczne przy łamaniu symetrii CP. Omawiając to zjawisko podaliśmy, że asymetria $\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \simeq 10^{-3}$, gdzie znaki +, - odnoszą się do znaków e^+ , e^- [11].

Zjawisko, które tu przypomnieliśmy dotyczyło rozpadu kaonów, który zachodził z łamaniem CP. A zatem niezachowanie CP powoduje tutaj asymetrię ładunku. Już wtedy zwróciliśmy uwagę na to, że asymetria ładunku jest objawem naruszenia symetrii CP, która pozwala na odróżnienie świata od antyświata. Oczywiście nie wiemy jak ten efekt mógłby przebiegać dla bardzo wysokich energii, we wczesnej epoce Wszechświata. Poza tym nie wiemy, czy takie efekty zachodzić mogą dla innych cząstek niż kaony.

Załóżmy jednak niezachowanie CP i rozpatrzmy rozpady cząstek X i \bar{X} .

Załóżmy np. że bozon X rozpada się dwoma kanałami z liczbami barionowymi B_1 i B_2 i z szybkościami rozpadów r i $1-r$. Na przykład: $X \rightarrow \bar{u}, e^+$ oraz $X \rightarrow u, d$ (por. rys. 6). Te dwa kanały rozpadu X nie pozostawiają już innej formy rozpadu, co łatwo sprawdzić np. na bilansie ładunku. Dlatego szybkości rozpadów możemy napisać jako r i $1-r$.

Cząstka \bar{X} będzie się wtedy rozpadała dwoma kanałami z liczbami barionowymi $-B_1$ i $-B_2$ z szybkościami rozpadów \bar{r} i $1-\bar{r}$, sumarycznie dających jednakową liczbę rozpadów wziętych przykładowo dla X . Będą to rozpady $\bar{X} \rightarrow u, e^-$ i $\bar{X} \rightarrow \bar{u}, \bar{d}$. We wczesnym stadium Wszechświata, kiedy temperatura jest bardzo wysoka w porównaniu z masą X , gęstości X i \bar{X} mogą być jednakowe. Choć pełne szybkości rozpadów X i \bar{X} mogą być równymi, to cząstkowe szybkości rozpadów w poszczególnych kanałach r i \bar{r} , odpowiadające różnym liczbom barionowym B_1 i B_2 mogą się różnić w przypadku naruszenia niezmienniczości CP. W rezultacie mamy zmianę liczby barionowej [18]

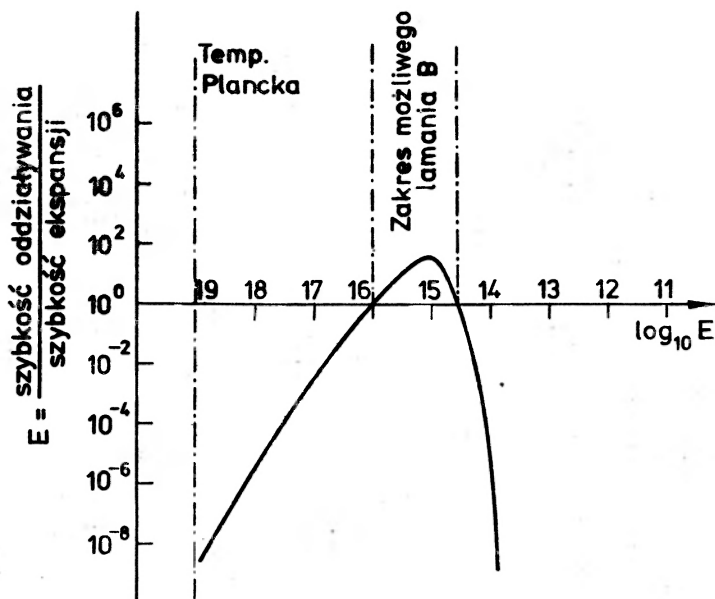
$$\Delta B = \frac{1}{2} [rB_1 + (1-r)B_2 - \bar{r}B_1 - (1-\bar{r})B_2],$$

$$\Delta B = (r - \bar{r})(B_1 - B_2).$$

Według Weinberga nawet przy bardzo małej wartości ΔB , możliwą jest zgodność obliczonej na tej podstawie wartości liczby barionów z poprzednio podawaną wartością $\frac{n_B}{n_\gamma} \simeq 10^{-9}$. Problemem zasadniczym tego zagadnienia jest właściwy model łamania CP w warunkach wczesnego Wszechświata.

Trzeci warunek zakładany przez Sacharowa postuluje, że procesy, które prowadzą do asymetrii materia-antymateria, muszą się odbywać przy naruszeniu cieplnej równowagi ośrodka.

Ten warunek można zrozumieć stosując wprost rozkład Boltzmanna. Jeżeli oddziaływania, w których łamane jest B , odbywałyby się w warunkach termodynamicznej równowagi, wtedy liczby cząstek m i antycząstek \bar{m} byłyby równe i zgodne ze stosunkiem $e^{-\frac{m}{KT}} : e^{-\frac{\bar{m}}{KT}}$. Cząstki i antycząstki mają ściśle te same masy i stąd ściśle te same rozpowszechnienia. Chcąc złamać tę równość, musimy założyć wyjście ze stanu równowagi termodynamicznej. To samo możemy też uzyskać na innej drodze. Łamiąc niezmienniczość CP, musimy łamać niezmienniczość T , a to jest już równoważne nierównowadze cieplnej.



Rys. 7. Związek między szybkością oddziaływania i szybkością ekspansji dla wczesnych etapów wielkiego wybuchu

Szereg prac w ostatnim okresie wykonano nad zasadniczym zagadnieniem związania oddziaływania bozonów X z mechanizmem ekspansji. Mechanizm ekspansji wiąże się oczywiście z ewolucją wczesnego Wszechświata, przy czym za 0 (zero) skali czasu uważa się czas Plancka $t_{Pl} = 10^{-42}$ sek, odpowiadający energii $\sim 10^{19}$ GeV.

Porównajmy (J. Ellis [17]) szybkość oddziaływania z szybkością ekspansji. Szybkość oddziaływania Γ_i będzie zależała od średniego czasu życia bozonu X tj. od szybkości jego

powstawania i drogi oddziaływania. Szybkość ekspansji definiujemy zwykłą astrofizyczną wielkością \dot{R}/R (R — jakaś umowna odległość).

$$\text{Posługujemy się wielkością } E = \frac{\text{szybkość oddziaływania}}{\text{szybkość ekspansji}} = \frac{\Gamma_i}{\dot{R}/R}$$

Oddziaływanie cząstek, przewyższy „ucieczkę” przez ekspansję, jeżeli $E > 1$. Obliczenia ilościowe dają zależność E od temperatury Wszechświata przedstawioną na rys. 7. Zaczynamy liczyć od $T = T_{\text{Pl}}$. Okazuje się, że dla bozonu wektorowego X , otrzymujemy $E > 1$ tylko dla niewielkiego zakresu temperatur ok. 10^{15} GeV. Z tego rysunku widzimy, że mogła istnieć epoka $\approx 10^{15}$ GeV (temp. ok. 10^{38} K), gdzie teoria wielkiej unifikacji, łamiąca zachowanie liczby barionowej B , przy wyjściu z termicznej równowagi i przy niezachowaniu C i CP mogła generować przypadki z dodatnią liczbą barionową B .

Mielibyśmy w ten sposób wyjaśnioną asymetrię materia-antymateria, na której zbudowany jest dzisiejszy świat.

Cronin w swoim noblowskim wykładzie [11] stawia pytanie, czy niezachowanie CP , które obserwujemy teraz nie jest resztką tych zjawisk, które odbywały się we wczesnym Wszechświecie. Na to pytanie nie ma dotąd odpowiedzi.

8. Uwagi końcowe

Zagadnienie elementarnych struktur materii i ich oddziaływań doszło w chwili obecnej do bardzo ścisłego powiązania z kosmologią. Wynika to z niezwyklego rozwoju badań w obydwu tych dziedzinach. Od strony cząstek elementarnych dochodzimy w badaniach eksperymentalnych do energii rzędu 100 GeV w środku masy, bo takie budujemy w tej chwili akceleratory. Taka energia odpowiada właśnie bozonom słabego oddziaływania będącym podstawą unifikacji. Powyżej tej energii niełatwo przejść do nowych faktów doświadczalnych, dostarczających potrzebnych danych do rozwoju teorii wielkiej unifikacji. Patrząc na to od strony kosmologicznej, coraz więcej potrzeba danych do pełnego utwierdzenia się standardowego modelu wielkiego wybuchu.

Stąd wielkie znaczenie dokładnego wyjaśnienia asymetrii materia-antymateria przez przewidywania teorii wielkiej unifikacji, odnośnie istnienia i własności pośredniczących w oddziaływaniach kwarków i leptonów bozonów pośrednich X o masie ok. 10^{15} GeV.

Warunkiem asymetrii materia-antymateria jest istnienie procesów z niezachowaniem liczby barionowej B oraz łamanie CP . Te procesy muszą się odbywać przy naruszeniu cieplnej równowagi ośrodka.

Zasadnicze zjawisko łamania prawa zachowania liczby barionowej B będzie w pełni ugruntowane, jeżeli zostanie odkryty rozpad protonu. Badania nad rozpadem protonu prowadzone są w wielu podziemnych laboratoriach w kilku krajach. Jeżeli średni czas życia protonu nie jest większy od obecnie szacowanej górnej granicy 10^{33} lat, to można się spodziewać, że w ciągu kilku lat otrzymamy zasadniczą odpowiedź.

Gdyby to się sprawdziło, to byłoby to odkryciem wielkiego prawa natury w postaci teorii pola opisującej powszechnie oddziaływania fermionów za pośrednictwem pól bozonowych, na gruncie teorii z niezmienniczością cechowania z założeniem spontanicznego łamania symetrii.

W chwili obecnej musimy jednak patrzeć na to z pewną dozą sceptycyzmu. Ugruntowanie doświadczalne tych idei jest jeszcze za słabe. Bozony W^\pm i Z^0 nie są jeszcze odkryte. Zakres energii między 100 GeV a granicami teorii wielkiej unifikacji tj. 10^{15} GeV jest „pustynią”, w której nie mamy danych doświadczalnych. Oszacowanie energii granicznej opiera się na zbieganiu się krzywych g_3, g_2, g_1 .

Tym niemniej opis wszystkich oddziaływań przyrody jednolitą teorią, która sprowadza skomplikowaną strukturę całej materii do fermionów (kwarki, leptony) oddziałujących za pośrednictwem pól bozonowych opisaną teorią z symetrią cechowania spontanicznie łamaną, jest wielką ideą fizyki. To zjawisko spontanicznie łamanych symetrii wychodzi nawet poza zakres omawianych problemów i sięga do ogólnego zagadnienia przejść fazowych.

Na zakończenie poruszymy niektóre zagadnienia, których dotąd nie poruszaliśmy, o jeszcze ogólniejszym znaczeniu.

Czy istnieje jakiś narzucony przez naturę koniec skali naszego poznania?

Wspomnieliśmy w artykule, że te granice są narzucone przez trudności wspólnego opisu efektów kwantowo-grawitacyjnych. Są to tzw. granice Plancka, które w skali odległości oddziaływania ograniczają nas do odległości 10^{-33} cm, co w skali energii odpowiada 10^{19} GeV. A więc granica energii teorii wielkiej unifikacji jest jednak kilka rzędów wielkości niższa od granic Plancka. Najdrastyczniej wygląda to jednak w skali czasu w modelu wielkiego wybuchu.

Niezwykle zadanie stoi zatem przed fizykami: opis oddziaływań w przedziale energii 10^{15} — 10^{19} GeV. Przedział energii wielkiej unifikacji opisujemy kwarkami, leptonami i bozonami cechowania, w ramach grupy symetrii SU(5). Ale jakiej grupy symetrii i jakich cząstek trzeba będzie użyć dla tych najwyższych energii? Już w granicach energii między 100 GeV a 10^{15} GeV istnieją próby opisu zjawisk przy założeniu, że kwarki i leptony nie są „absolutnie” elementarne, lecz zbudowane są z bardziej elementarnych składników, tzw. preonów.

I w końcu pozostaje zagadnienie włączenia do prób unifikacji zjawiska grawitacji. Trudno tutaj nie wspomnieć o wielkich wysiłkach Einsteina. W aktualnej sytuacji byłoby to skwantowanie grawitacji i wprowadzenie jej do obecnej teorii wielkiej unifikacji w ramach nowej symetrii bozon-fermion (tzw. supersymetria). A rezultatem byłaby właściwa superunifikacja. Czy byłoby to już wszystko?

Ale odkryjemy naprzód bozony W^\pm i Z^0 (oby wkrótce!) oraz rozpad protonu.

Dodane w czasie korekty 5. IV. 1983

1. W chwili obecnej możemy powiedzieć, że bozon pośredni elektro-słabego oddziaływania W został odkryty w styczniu br. w CERN-ie na wielkim akceleratorze $p+\bar{p}$ (540 GeV). Zaobserwowano ok. 10 przypadków, w których emitowane są elektrony o bardzo wysokim pędzie poprzecznym nie zrównoważonym. Interpretacja tych przypadków przez rozpad $W \rightarrow e + \nu_e$ zgadza się z analizą danych. Jest to wielkie osiągnięcie dla problematyki unifikacji.

2. Odnośnie rozpadu protonu, to można stwierdzić, że w okresie ostatnich kilku miesięcy badania prowadzone w wielkich laboratoriach podziemnych niezwykle się

rozwinęły, głównie przez rozbudowę systemów detekcji, pozwalających na określenie typu rozpadów protonów, względnie neutronów związanych w jądrach. Najbardziej konkretne wyniki relacjonuje grupa indyjsko-japońska pracująca w kopalni złota Kolar. W okresie 461 dni pracy zaobserwowano 3 „pewne” przypadki rozpadów, które zidentyfikowano jako $p \rightarrow e^+\pi^0$, $p \rightarrow \bar{\nu}\pi^+$ i $n \rightarrow e^+\pi^-$. Odpowiadałoby to średniemu czasowi życia $\simeq 7.5 \cdot 10^{30}$ lat. Ogólnie jednak z innych laboratoriów podaje się bardzo niewielkie liczby przypadków, co wygląda na razie dość kontrowersyjnie i osłabia nadzieje opisu wielkiej unifikacji przez SU(5).

Literatura

- [1] W. Królikowski, *Postępy Fizyki* **30**, 307 (1979).
- [2] P. A. M. Dirac, Wykład na Uniwersytecie stanu Michigan, 1979.
- [3] S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 225 (1974); S. L. Glashow, *Postępy Fizyki* **32**, 49 (1981); S. Weinberg, *Postępy Fizyki* **32**, 135 (1981); A. Salam, *Postępy Fizyki* **32**, 361 (1981).
- [4] A. D. Dolgov, Ya. B. Zeldovich, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 1 (1981).
- [5] M. Demiański, *Astrofizyka relatywistyczna*, PWN, Warszawa 1978
- [6] S. Weinberg, *Pierwsze trzy minuty*, Iskry, Warszawa 1980.
- [7] W. Kopczyński, A. Trautman, *Czasoprzestrzeń i grawitacja*, PWN, Warszawa 1981.
- [8] A. D. Sakharov, *Zh. Eks. Teor. Fiz.* **5**, 32 (1967); **76**, 1172 (1979).
- [9] J. H. Chistenson, J. W. Cronin, W. L. Fitch, R. Turley, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 158 (1964).
- [10] G. Lüders, *Ann. Phys.* **2**, 1 (1957); W. Pauli, *Niels Bohr and the Development of Physics*, Mc Graw-Hill, New York 1955.
- [11] J. W. Cronin, *Postępy Fizyki* **33**, 149 (1982); W. Z. Fitch, *Postępy Fizyki* **33**, 29 (1982).
- [12] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 562 (1964).
- [13] Particle Properties, Data Booklet, CERN 1980.
- [14] CERN—Heidelberg—Oslo—Saclay Col., CERN 1973.
- [15] H. Georgi, S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 438 (1974).
- [16] S. Weinberg, *Sci. Amer.* **244**, 52 (1981).
- [17] J. Ellis, Preprint CERN TH, 2942 (1980).
- [18] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 850 (1979).
- [19] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 132 (1964).
- [20] L. Van Hove, Materiały Sympozjum, Garching/Munich, maj 1981.
- [21] M. Kobayashi, K. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 562 (1973).

Kenneth G. Wilson

Cornell University
Ithaca, N. Y., USA

Problemy fizyki z wieloma skalami długości *

Problems in Physics with Many Scales of Length

Abstract: Physical systems as varied as magnets and fluids are alike in having fluctuations in structure over a vast range of sizes. A novel method called the renormalization group has been invented to explain them.

Jedną z najbardziej widocznych własności przyrody jest wielka różnorodność rozmiarów albo skal długości występujących w strukturze świata. Na przykład, ocean posiada prądy ciągnące się tysiącami kilometrów oraz przypyły i odpływy o zasięgu obejmującym kulę ziemską, posiada on także fale, których rozmiar waha się od mniej niż centymetr do wielu metrów; przy dokładniejszej analizie woda morska musi być traktowana jako zbiór cząsteczek, których charakterystyczna skala długości wynosi z grubsza 10^{-8} cm. Między strukturą najmniejszą a największą istnieje rozpiętość około 17 rzędów wielkości.

W ogólności, zdarzenia odróżniające się niewspółmiernymi rozmiarami mają na siebie mały wpływ; nie są one ze sobą powiązane i w związku z tym zjawiska związane z każdą skalą mogą być traktowane niezależnie. Oddziaływanie dwóch będących obok siebie cząsteczek wody jest takie samo, niezależnie od tego czy znajdują się one w Oceanie Spokojnym czy w czajniku. Co jest jednak równie ważne, to fakt, że ignorując całkowicie molekularną strukturę płynu możemy całkiem dokładnie opisać falę oceanu jako zaburzenie ciągłej cieczy. Sukces prawie wszystkich możliwych do zastosowania w praktyce teorii fizycznych polega na wyizolowaniu pewnego ograniczonego obszaru skali długości. Gdyby w równaniach hydrodynamiki trzeba było szczegółowo opisać ruch każdej cząsteczki wody, to teoria fal oceanu znajdowałaby się daleko poza możliwościami nauki XX wieku.

Istnieje jednak klasa zjawisk, w której zdarzenia zachodzące w różnych skalach długości dają równie istotne wkłady. Przykładem jest zachowanie się wody ogrzewanej do wrzenia pod ciśnieniem 217 atmosfer. Znajdująca się pod tym ciśnieniem woda nie wrze, dopóki temperatura nie osiągnie 647 K. Powyższa kombinacja ciśnienia i temperatury definiuje punkt krytyczny wody, w którym zanika różnica pomiędzy cieczą i gazem; przy wyższych

* Artykuł opublikowany w *Scientific American* 241 (2), 140 (1979) został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. (Translated with permission, Copyright © 1979 by *Scientific American*, Inc. All rights reserved.) (Przyp. Red.).

ciśnieniach istnieje tylko jedna faza płynna i wody nie można zagotować niezależnie od tego, jak bardzo podniesiemy temperaturę. W pobliżu punktu krytycznego w wodzie rozwijają się fluktuacje gęstości we wszystkich możliwych skalach. Fluktuacje przyjmują formę kropli cieczy dokładnie wymieszanych z pęcherzykami gazu, są tam krople i pęcherzyki wszystkich rozmiarów, począwszy od pojedynczej cząsteczki aż do całej objętości próbki. Dokładnie w punkcie krytycznym skala największych fluktuacji staje się nieskończona, ale mniejsze fluktuacje nie są w żadnym razie osłabione. Każda teoria, która opisuje wodę w pobliżu jej punktu krytycznego musi wziąć pod uwagę całe widmo skal długości.

Różnorakie skale długości komplikują wiele spośród doniosłych problemów fizyki teoretycznej oraz innych dziedzin badań. Dokładne rozwiązania zostały znalezione tylko dla niewielu problemów, zaś dla niektórych innych nawet najlepsze spośród znanych przybliżeń są niezadowalające. W celu badania problemów, które mają różnorakie skale długości, wprowadzono w ubiegłym dziesięcioleciu nową metodę zwaną grupą renormalizacyjną. Problemy te nie stały się dzięki niej łatwiejsze, ale metoda może umożliwić rozwiązanie niektórych z nich, dotychczas opierających się innym podejściom.

Grupa renormalizacyjna nie jest opisową teorią przyrody, lecz ogólną metodą konstruowania teorii. Może ona być zastosowana nie tylko do płynu w punkcie krytycznym, ale także do ferromagnetyka znajdującego się w temperaturze, w której po raz pierwszy pojawia się spontaniczna magnetyzacja, do mieszaniny cieczy w temperaturze, w której mieszają się one ze sobą całkowicie albo też do stopu w temperaturze, w której atomy obu rodzajów metali zajmują uporządkowane położenia. Inne problemy posiadające odpowiednią postać obejmują przepływ turbulentny, przechodzenie do stanu nadprzewodzącego lub nadciekłego, strukturę polimerów oraz wiązanie się ze sobą cząstek elementarnych zwanych kwarkami. Godna uwagi hipoteza, która wydaje się być potwierdzona pracą nad grupą renormalizacyjną, stwierdza, że niektóre spośród tych zjawisk, które powierzchownie wydają się różne, są identyczne na głębszym poziomie. Na przykład, krytyczne zachowanie się płynów, ferromagnetyków, mieszanin cieczy oraz stopów może być opisane przez jedną teorię.

Najbardziej wygodnym przykładem do dyskusji działania grupy renormalizacyjnej jest ferromagnetyk bądź trwały magnes. Materiały ferromagnetyczne mają punkt krytyczny nazwany punktem Curie albo temperaturą Curie, od nazwiska Piotra Curie, który badał termodynamikę ferromagnetyków na przełomie XIX i XX wieku. Dla żelaza temperatura Curie wynosi 1044 K. Przy wyższych temperaturach żelazo nie wykazuje spontanicznej magnetyzacji. Gdy żelazo jest ochładzane, magnetyzacja pozostaje równa zeru aż do momentu osiągnięcia temperatury Curie, kiedy to materiał nagle staje się namagnesowany. W miarę dalszego obniżania temperatury magnetyzacja stopniowo rośnie.

Oprócz magnetyzacji wiele innych własności ferromagnetyków wykazuje szczególne zachowanie w pobliżu punktu Curie. Taką interesującą własnością jest podatność magnetyczna albo inaczej zmiana magnetyzacji wywołana przez małe przyłożone pole. Znacznie powyżej punktu Curie podatność jest mała, ponieważ żelazo nie może posiadać jakiegokolwiek magnetyzacji. Znacznie poniżej temperatury Curie podatność jest znowu mała, gdyż materiał jest prawie namagnesowany i słabe przyłożone pole nie może za bardzo zmienić stanu układu. Jednak w temperaturach w pobliżu 1044 K podatność bardzo się zwiększa, a w samym punkcie Curie staje się nieskończona.

Podstawowym źródłem ferromagnetyzmu jest kwantowy wirowy ruch elektronów. W związku z ruchem wirowym każdy elektron ma mały magnetyczny moment dipolowy — innymi słowy zachowuje się on jak magnes z jednym biegunem północnym i jednym południowym. Nie będę zajmować się związkiem ruchu wirowego elektronu z jego momentem magnetycznym. Wystarczy zauważyć, że zarówno ruch wirowy jak i moment magnetyczny mogą być reprezentowane przez wektor albo strzałkę, która określa kierunek pola magnetycznego elektronu.

Rzeczywisty ferromagnetyk posiada złożoną strukturę atomową, ale wszystkie istotne własności układu spinów mogą być zilustrowane na prostym modelu. Istotnie, omówię model, który nie zawiera ani atomów ani innych cząstek materii, natomiast składają się nań wyłącznie wektory spinu ułożone w sieć. Dla prostoty zajmować się będę siecią dwuwymiarową: siatką równoodległych, przecinających się pod kątem prostym linii leżących na płaszczyźnie, z wektorem spinu umieszczonym w każdym przecięciu linii siatki. Ponadto założę że każdy spin może być zwrócony tylko w dwóch kierunkach, oznaczonych „do góry” i „w dół”. Mówimy, że sieć jest namagnesowana, gdy więcej niż połowa spinów zwrócona jest w tym samym kierunku. Magnetyzacja może być zdefiniowana jako liczba spinów do góry minus liczba spinów w dół.

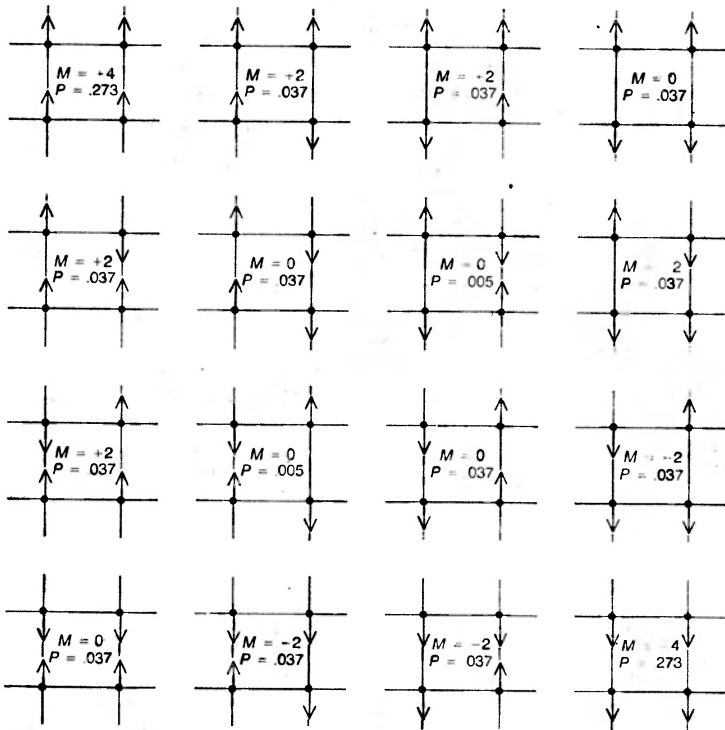
Każdy elektron posiada taki sam spin i taki sam dipolowy moment magnetyczny. Tym, co odróżnia ferromagnetyk od innych materiałów jest sprzężenie między sąsiednimi spinami, które ustawia je w tym samym kierunku. Tendencję tę można wyrazić dokładniej przez wskazanie, że całkowita energia dwóch sąsiadujących spinów jest mniejszą dla spinów równoległych niż dla antyrównoległych. Oddziaływanie odpowiedzialne za sprzężenie spinów ma krótki zasięg, co jest odzwierciedlone w modelu przez założenie, iż tylko spiny będące najbliższymi sąsiadami są ze sobą sprzężone. W dwuwymiarowej sieci kwadratowej każdy spin jest zatem pod wpływem czterech swoich najbliższych sąsiadów; inne spiny nie mają na niego bezpośredniego wpływu.

Na podstawie oddziaływania pomiędzy spinami w ferromagnetyku można by przewidzieć, że wszystkie spiny będą zawsze równoległe i materiał będzie zawsze miał maksymalną magnetyzację. Taki jest właśnie stan o najniższej energii i pod nieobecność jakichkolwiek efektów zaburzających będzie to stan wyróżniony. W rzeczywistym ferromagnetyku obecne jest jednak zaburzenie, które nie może być zaniedbane: ruch cieplny atomów i elektronów. W dowolnej temperaturze powyżej zera bezwzględnego wzbudzenia termiczne w ciele stałym losowo odwracają niektóre spiny; dzieje się tak nawet wtedy gdy odwrócenie spinu prowadzi magnetyk do stanu o wyższej energii. Nic dziwnego, że magnetyzacja maleje wraz ze wzrostem temperatury, związek ten odzwierciedla po prostu niszczenie uporządkowania wskutek ruchu cieplnego. Dziwnym pozostaje jednak fakt, że magnetyzacja nie jest gładką funkcją temperatury, lecz w pewnej temperaturze, w punkcie Curie, raptownie znika.

Współzawodnictwo pomiędzy tendencją do jednakowej orientacji spinów oraz cieplnym niszczeniem uporządkowania można łatwo uwzględnić w modelu ferromagnetyka. Siła sprzężenia pomiędzy sąsiadującymi spinami dana jest przez liczbę K , która musi być określona przy budowaniu modelu. Efekty cieplne uwzględnia się przyjmując po prostu, że K jest odwrotnie proporcjonalne do temperatury. Przy wyborze odpowiednich jedno-

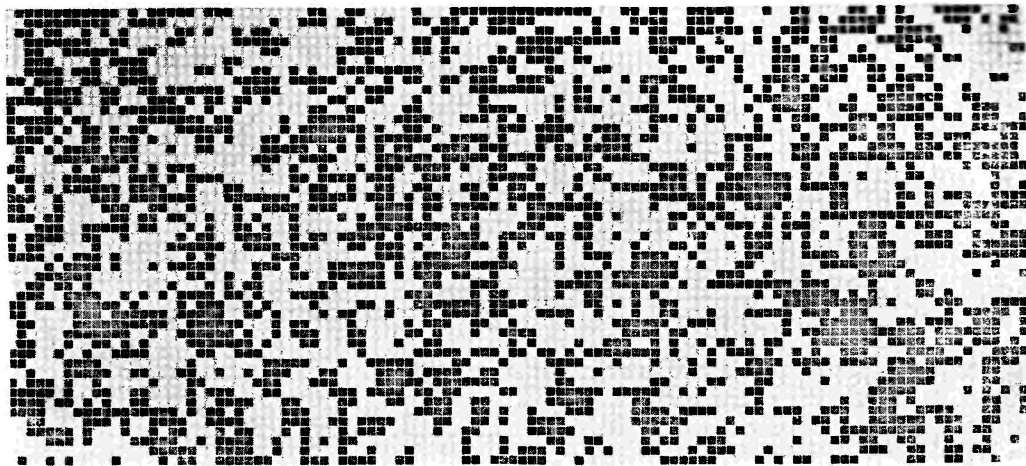
siła sprężenia może być równa odwrotności temperatury, a związek ten wyrażony jest równaniem $K = 1/T$.

Siła sprężenia wyznacza prawdopodobieństwo tego, że dwa sąsiadujące spiny są równoległe. Kiedy temperatura wynosi zero, nie ma efektów cieplnych i sąsiadujące spiny są na pewno równoległe: prawdopodobieństwo jest równe 1 i siła sprężenia jest nieskończona. Przy nieskończonej temperaturze siła sprężenia spada do zera, tak, że spiny wcale nie oddziałują. Każdy spin może zatem wybrać swój kierunek losowo i jest przy tym niezależny od swoich sąsiadów. Prawdopodobieństwo, że dwa spiny są równoległe wynosi $1/2$, i tyle też wynosi prawdopodobieństwo, że są one antyrównoległe. Interesujący obszar leży pomiędzy tymi dwiema skrajnymi temperaturami; w obszarze tym prawdopodobieństwo równoległego ustawienia sąsiadujących spinów musi mieć wartość pomiędzy $1/2$ i 1.

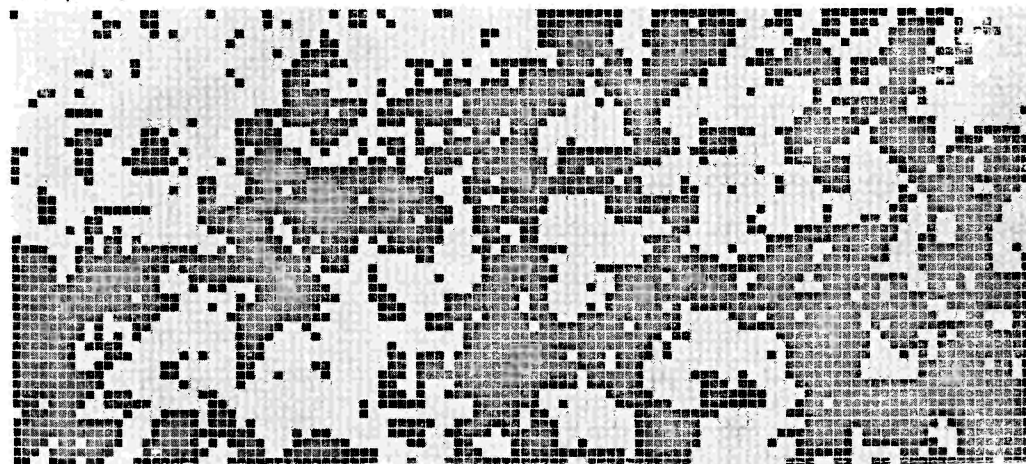


Rys. 2. MODEL FERROMAGNETYKA składa się z wektorów albo strzałek ustalonej długości, ułożonych w węzłach sieci. Każdy wektor reprezentuje spinowy moment pędu oraz magnetyczny moment elektronu, i może być on ustawiony albo do góry albo w dół. Węzły sieci będące najbliższymi sąsiadami są sprzężone w taki sposób, że sąsiadujące wektory spinów mają większe prawdopodobieństwo bycia równoległymi niż antyrównoległymi. Na podstawie siły sprężenia, która maleje gdy temperatura rośnie, prawdopodobieństwo P może być przypisane każdej możliwej konfiguracji wektorów spinów. Pokazane są tu wszystkie konfiguracje sieci zbudowanej z czterech węzłów. Wypadkową magnetyzację M dla każdej konfiguracji łatwo jest obliczyć: jest to liczba spinów do góry minus liczba spinów w dół. Magnetyzacja tego modelu w dowolnej temperaturze zostaje znaleziona w wyniku pomnożenia magnetyzacji każdej konfiguracji przez prawdopodobieństwo tej konfiguracji, a potem przez dodanie wszystkich wyników. Pokazane prawdopodobieństwa były obliczone dla siły sprężenia 0,5, która odpowiada temperaturze (w dowolnych jednostkach) wynoszącej 2. Model ten zwany jest dwuwymiarowym modelem Isinga

$$T = 2 T_c$$



$$T = 1,05 T_c$$



$$T = T_c$$



Rys. 1. RÓŻNORODNE SKALE DŁUGOŚCI charakteryzują konfiguracje pojawiające się podczas ochładzania ferromagnetycznego ciała stałego do temperatury, w której staje się ono spontanicznie namagnesowane. Każdy kwadrat reprezentuje moment magnetyczny związany z pojedynczym atomem w ciele stałym; zakładamy, że każdy moment może mieć tylko dwie orientacje, oznaczone „do góry” (czarne kwadraty) i „w dół” (białe kwadraty). W wysokiej temperaturze (górny rysunek) orientacja momentów magnetycznych jest w zasadzie chaotyczna i wobec tego istnieje tylko krótkozasięgowe uporządkowanie konfiguracji. W miarę obniżania temperatury (środkowy rysunek) pojawiają się coraz większe obszary, w których większość momentów magnetycznych jest ustawiona w tym samym kierunku. Gdy temperatura osiąga wartość krytyczną zwaną temperaturą Curie albo T_c (dolny rysunek) wówczas obszary te osiągną nieskończony rozmiar, zmianie jest jednak to, że fluktuacje na mniejszych skalach nadal istnieją. W rezultacie wszystkie skale długości muszą być uwzględnione w teoretycznym opisie ferromagnetyka. Powyższe symulowanie ferromagnetyka było wykonane przy pomocy komputera przez Stephena Shenkera i Jana Tobochnika z Uniwersytetu Cornell

Wyobraźmy sobie dużą dwuwymiarową sieć spinów i założmy, że jeden z nich jest sztucznie unieruchomiony w położeniu do góry. Jaki to ma wpływ na pozostałe spiny? Wpływ na spiny leżące w sąsiadujących czterech węzłach sieci jest łatwy do wyobrażenia: są one bezpośrednio sprzężone z unieruchomionym spinem i dlatego też większe niż zazwyczaj będzie prawdopodobieństwo tego, że są skierowane w górę. Zakres zmiany prawdopodobieństwa zależy od wartości K , która jest z kolei wyznaczona przez temperaturę.

Bardziej odległe spiny nie oddziałują bezpośrednio z unieruchomionym spinem, ale mimo to jego wpływ nie kończy się na bezpośrednich sąsiadach. Ponieważ spiny będące najbliższymi sąsiadami mają tendencję być raczej skierowane do góry niż w dół, więc spowodują one podobną tendencję wśród swoich najbliższych sąsiadów. W ten sposób zaburzenie może rozchodzić się na dużych obszarach sieci. Zasięg wpływu pojedynczego spinu może być zmierzony poprzez obserwację orientacji wielu spinów, które znajdują się od niego w tej samej odległości. Jeżeli zmiana orientacji unieruchomionego spinu z „do góry” na „w dół” zwiększy liczbę spinów skierowanych w dół w odległych obszarach, wówczas mówimy, że spiny są skorelowane. Maksymalna odległość, na której taka korelacja może być wykryta nosi nazwę długości korelacji. Obszary odległe od siebie o więcej niż długość korelacji są w istocie niezależne.

W sieci o bardzo wysokiej temperaturze długość korelacji jest bliska zeru. Rozkład spinów jest prawie przypadkowy i w związku z tym średnia liczba spinów do góry i w dół musi być taka sama; innymi słowy magnetyzacja wynosi zero. Gdy temperatura spada (i siła sprzężenia wzrasta) zaczynają pojawiać się korelacje na dużych odległościach. Przyjmują one postać fluktuacji spinu, albo obrazowo mówiąc poletek, składających się z kilku spinów każde, zazwyczaj skierowanych w tę samą stronę. Na dużych obszarach magnetyzacja wynosi zero, ale struktura sieci jest bardzo różna od tej, jaka była w pobliżu nieskończonej temperatury.

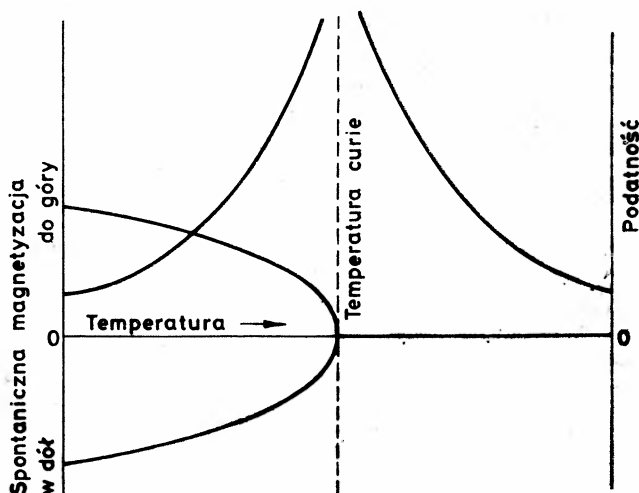
Gdy temperatura zbliża się do punktu Curie, długość korelacji rośnie gwałtownie. Podstawowe oddziaływania modelu nie uległy zmianie i nadal wiążą one ze sobą tylko przylegające węzły sieci, ale w wyniku działania krótkozasięgowych sił powstało długozasięgowe uporządkowanie. Istotniejsze znaczenie wzrostu długości korelacji polega na tym, że w miarę jak maksymalny rozmiar fluktuacji spinu rośnie, mniejsze fluktuacje nie są tłumione; po prostu pozostają one w formie drobniejszej struktury nałożonej na strukturę grubszą. Największe fluktuacje nie są obszarami jednorodnego ustawienia spinów, zawierają one wiele mniejszych fluktuacji i mogą być wyróżnione tylko dlatego, że ogólnie biorąc mają nadwyżkę spinów w jednym kierunku. A zatem ocean spinów przeważnie skierowanych do góry posiada wewnątrz siebie wyspę spinów, przeważnie zwróconych w dół, która z kolei zawiera jezioro spinów do góry z wyspką spinów w dół. Posuwać się tak można aż do najmniejszej możliwej skali: pojedynczego spinu.

Gdy temperatura jest dokładnie równa temperaturze Curie, długość korelacji staje się nieskończona. Dowolne dwa spiny są skorelowane, niezależnie od ich wzajemnej odległości. Mimo to fluktuacje utrzymują się na wszystkich mniejszych skalach długości. Układ pozostaje nienamagnesowany, ale jest nadzwyczaj wrażliwy na małe zaburzenia. Na przykład unieruchomienie jednego spinu w położeniu do góry powoduje zaburzenie, które rozprzestrzenia się na całą sieć i nadaje całemu układowi wypadkową magnetyzację.

Poniżej temperatury Curie układ staje się namagnesowany nawet pod nieobecność

zewnątrznego zaburzenia, ale nie zachodzi natychmiastowa zmiana w wyglądzie sieci. Fluktuacje na mniejszej skali utrzymują się: są one pozostałością jezior i wysepek przeciwnie skierowanych spinów. Nie można wykryć magnetyzacji jedynie patrząc na sieć. Tylko wtedy, gdy układ jest dalej ochładzany, jego tendencja staje się oczywista; siła sprężenia zmusza coraz więcej spinów do zastosowania się do większości. W temperaturze zerowej zostaje osiągnięta całkowita jednolitość.

Fluktuacje gęstości w płynach znajdujących się w pobliżu punktu krytycznego są w pełni analogiczne do fluktuacji kierunku spinu obserwowanych w ferromagnetykach. Jednak w płynach obecność fluktuacji na wszystkich możliwych skalach długości może być obserwowana bezpośrednio. Kiedy długość korelacji po raz pierwszy osiągnie kilka tysięcy



Rys. 3. MAGNETYZACJA ferromagnetyków pojawia się nagle w temperaturze Curie. Powyżej tej temperatury średnie liczby spinów do góry i w dół są takie same i magnetyzacja wynosi zero. W dowolnej temperaturze poniżej punktu Curie są możliwe dwa stany magnetyzacji, zależnie od tego czy większość spinów jest skierowana do góry czy w dół i pod nieobecność zewnętrznego pola magnetycznego te dwa stany są równie prawdopodobne. Podatność ferromagnetyka mierzy zmianę magnetyzacji wywołaną przez dowolnie małe przyłożone pole magnetyczne. W punkcie Curie podatność staje się nieskończona. W pobliżu punktu Curie mała zmiana temperatury lub zewnętrznego pola powoduje duże zmiany magnetyzacji

angstrémów, co jest porównywalne z długością fali świetlnej, wtedy fluktuacje zaczynają silnie rozpraszać światło i płyn staje się mętny; zjawisko to zwane jest opalescencją krytyczną. Istotne jest to, że gdy temperatura zbliża się coraz bardziej do punktu krytycznego i maksymalna skala fluktuacji staje się o wiele większa (milimetry albo centymetry), opalescencja krytycznie zmniejsza się, co wskazuje na utrzymanie się mniejszych fluktuacji. To samo zjawisko ma także miejsce w układach spinów, ale ponieważ materiały ferromagnetyczne nie są przezroczyste dla światła, więc nie może być ono bezpośrednio zaobserwowane. Opalescencja krytyczna ferromagnetyków została jednak wykryta przy rozpraszaniu neutronów na materiałach magnetycznych w pobliżu temperatury Curie.

Model, który opisuję, nie jest moim własnym pomysłem. Jest to wersja modelu wprowadzonego w roku 1920 przez niemieckich fizyków Wilhelma Lenza i Ernesta Isinga i na-

zwanego obecnie modelem Isinga. Własności układu spinów Isinga na sieci dwuwymiarowej są szczegółowo znane, ponieważ w roku 1944 Lars Onsager z Uniwersytetu Yale podał ściśle rozwiązanie tego modelu. Od tamtego czasu znaleziono także rozwiązanie innych modeli dwuwymiarowych (natomiast dotychczas nie rozwiązano ściśle modelu trójwymiarowego). Mimo to problemy związane z opisaniem modeli dwuwymiarowych są dalekie od trywialnych. W dalszej części zastosuję metody grupy renormalizacyjnej do dwuwymiarowego modelu Isinga, tak jak gdyby był to problem stale otwarty, a rozwiązanie Onsagera będzie służyło do sprawdzenia wyników.

Co to znaczy rozwiązać lub zrozumieć model układu fizycznego? W przypadku układu Isinga jego cechy mikroskopowe są całkowicie znane od samego początku, ponieważ były one określone przy budowaniu modelu. Potrzebny natomiast jest sposób przewidywania makroskopowych cech układu na podstawie jego znanych cech mikroskopowych. Na przykład wzór określający spontaniczną magnetyzację, podatność i długość korelacji jako funkcję temperatury znacznie przyczyniłby się do zrozumienia modelu.

Obliczenie własności makroskopowych dowolnej konfiguracji spinów w modelu Isinga nie jest zbyt trudne. Magnetyzacja, przykładowo, może być wyznaczona po prostu przez obliczenie liczby spinów do góry oraz liczby spinów w dół i następnie odjęcie ich od siebie. Jednak pojedyncza konfiguracja spinów nie wyznacza makroskopowych własności układu. Dopiero wszystkie możliwe konfiguracje dają wkład do obserwowanych własności, każda proporcjonalnie do jej prawdopodobieństwa w danej temperaturze.

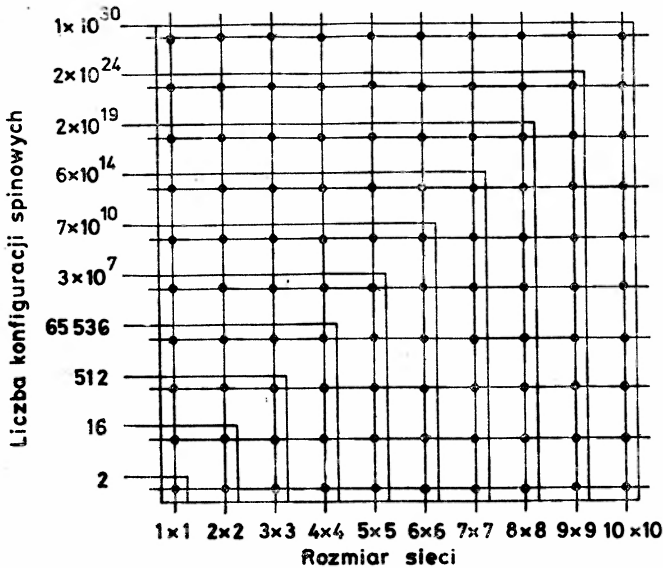
W zasadzie własności makroskopowe można by obliczyć wprost jako sumę oddzielnych wkładów. Najpierw dla każdej konfiguracji znaleźlibyśmy magnetyzację, a następnie odpowiadające jej prawdopodobieństwo. Rzeczywistą magnetyzację otrzymalibyśmy poprzez pomnożenie przez siebie każdej z tych par liczb i dodanie do siebie wyników. Podatność i długość korelacji można by znaleźć przy pomocy procedur, które nie są o wiele bardziej skomplikowane. Wspólnym elementem wszystkich tych rachunków jest potrzeba wyznaczenia prawdopodobieństw wszystkich możliwych konfiguracji spinów. Gdy tylko rozkład prawdopodobieństw jest znany, cechy makroskopowe wynikają bezpośrednio.

Jak wskazałem powyżej, prawdopodobieństwo tego, że dwa sąsiadujące ze sobą spiny są równoległe, jest wyznaczone wyłącznie przez stałą sprzężenia K , którą zdefiniowałem jako odwrotność temperatury. Jeżeli p oznacza prawdopodobieństwo tego, że dwa wyizolowane, sąsiadujące spiny są równoległe, wówczas prawdopodobieństwo tego, że są one antyrównoległe musi być $1 - p$. Względne prawdopodobieństwo dowolnej wyszczególnionej konfiguracji sieci można obliczyć na podstawie tylko tych dwóch wartości. Wszystko co trzeba zrobić, to pomnożyć przez siebie poszczególne prawdopodobieństwa dla każdej pary spinów będących najbliższymi sąsiadami, w każdym przypadku biorąc wartość p , gdy spiny są równoległe i $1 - p$, gdy są antyrównoległe.

Rozważmy układ składający się z czterech spinów umieszczonych w wierzchołkach kwadratu. Sieć taka posiada cztery sprzężenia pomiędzy najbliższymi sąsiadami, odpowiadające czterem bokom kwadratu. Kolejno rozważmy każde sprzężenie i przypiszmy mu prawdopodobieństwo p lub $1 - p$ zależnie od tego czy spiny są równoległe czy antyrównoległe, następnie te cztery prawdopodobieństwa są mnożone przez siebie. Dla konfiguracji ze wszystkimi czterema spinami skierowanymi do góry wszystkie cztery pary są

równoległe i wobec tego względne prawdopodobieństwo dane jest przez iloczyn $p \times p \times p \times p$. Jeżeli trzy spiny są do góry i jeden w dół, wtedy względne prawdopodobieństwo wynosi $p \times p \times (1-p) \times (1-p)$.

Obliczenie trzeba wykonać dla każdej konfiguracji spinów; dla układu czterech spinów tych konfiguracji jest 16. Końcowy krok polega na zmianie prawdopodobieństw względnych w bezwzględne poprzez takie dobranie każdej wartości, by suma wszystkich szesnastu była równa dokładnie 1. Ponieważ temperatura wyznacza siłę sprzężenia, a z kolei siła sprzężenia wyznacza wartość p i $1-p$, cały ciąg 16 obliczeń musi być powtórzony dla każdej interesującej nas temperatury.



Rys. 4 LICZBA KONFIGURACJI SPINOWYCH wzrasta gwałtownie wraz ze wzrostem rozmiaru sieci. Dla układu n spinów, spośród których każdy posiada dwie możliwe wartości, liczba konfiguracji wynosi 2^n . Kiedy sieć jest duża, obliczenie prawdopodobieństwa wszystkich konfiguracji staje się niewykonalne. Granicą praktycznych obliczeń jest sieć nieco większa od układu sześć na sześć — 36 spinów. W celu zaobserwowania krytycznego zachowania się układu w pobliżu temperatury Curie byłaby potrzebna sieć spinów o wymiarze 100 na 100, która posiada 2^{10000} konfiguracji

Powyższy plan analizy modelu Isinga jest ambitny, ale niepraktyczny. Gdyby można było obliczyć prawdopodobieństwo każdej konfiguracji spinów, to magnetyzacja i inne własności makroskopowe mogłyby być wyznaczone dla każdej konkretnej temperatury. Problem tkwi jednak w liczbie konfiguracji spinowych. Układ złożony z n spinów, spośród których każdy może przyjąć dwie wartości, posiada 2^n możliwych konfiguracji. Ta funkcja potęgowa rośnie gwałtownie, gdy n wzrasta. Jak już wspomniałem, cztery spiny mają 24 albo 16 konfiguracji. Blok trzy na trzy składający się z dziewięciu spinów posiada 512 konfiguracji, a blok cztery na cztery ma ich 65536. Praktyczna granica obliczeń jest niewiele większa od bloku sześć na sześć, składającego się z 36 spinów, dla którego istnieje w przybliżeniu 7×10^{10} konfiguracji.

Jakiego rozmiaru sieć byłaby potrzebna w celu wyznaczenia własności krytycznych dwuwymiarowego modelu Isinga? Układ musi być co najmniej tak duży, jak duże są największe fluktuacje obserwowane w interesującej nas temperaturze. W temperaturze rozsądnie bliskiej punktu Curie długość korelacji, w jednostkach stałej sieci, mogłaby wynosić w przybliżeniu 100 i największa fluktuacja objęłaby 100^2 albo 10000 węzłów sieci. Tak duży blok spinów posiada 2^{10000} możliwych konfiguracji, liczbę nieco większą od 10^{3000} . Najszybszy wyobraźalny komputer nie mógłby wykonać takiego rachunku. Nawet, gdyby komputer pracował bez przerwy począwszy od chwili „wielkiego wybuchu”, od której rozpoczął się wszechświat, to do tej pory nie zrobiłby jeszcze znacznego postępu w swoim zadaniu.

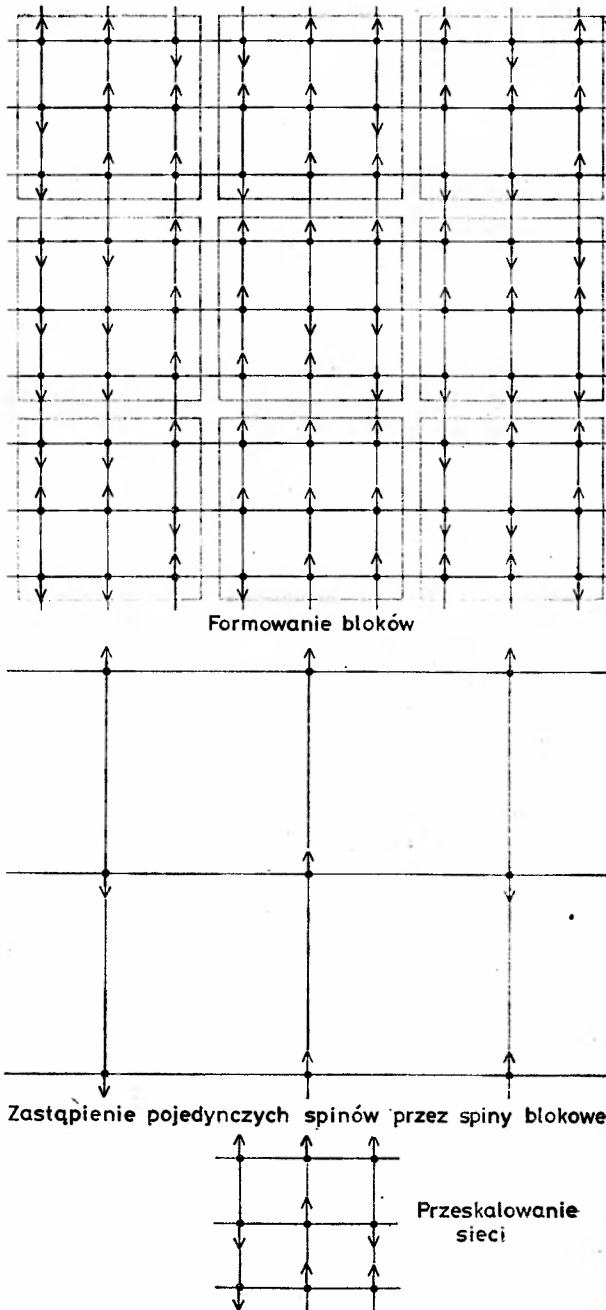
Potrzebę prawie nieskończonego wyliczania konfiguracji spinowych można obejść w dwóch przypadkach, w których sieć spełnia specjalne warunki. Gdy temperatura układu wynosi zero (tak, że siła sprzężenia jest nieskończona), wszystkie konfiguracje z wyjątkiem dwóch mogą być zaniedbane. W zerowej temperaturze prawdopodobieństwo pojawienia się pary antyrównoległych spinów spada do zera, a zatem tak samo zachowuje się prawdopodobieństwo jakiegokolwiek konfiguracji zawierającej antyrównoległą parę. Jedynymi konfiguracjami, które nie mają ani jednej antyrównoległej pary są takie, w których wszystkie spiny są albo skierowane do góry albo w dół. Sieć przyjmuje na pewno jedną z tych konfiguracji, a wszystkie inne mają zerowe prawdopodobieństwo.

Rozkład prawdopodobieństwa jest również bardzo uproszczony w nieskończonej temperaturze, kiedy siła sprzężenia wynosi zero. Każdy spin jest wtedy niezależny od swoich sąsiadów i w dowolnej chwili jego kierunek może być wybrany losowo. W wyniku tego każda konfiguracja sieci posiada takie samo prawdopodobieństwo.

Dzięki tym dwóm uproszczeniom bardzo łatwo jest ściśle obliczyć własności modelu Isinga w zerze absolutnym i w nieskończonej temperaturze. Dostępne są również metody przybliżone dla temperatur dostatecznie niskich, by uważać je za bliskie zera, bądź dla dostatecznie wysokich, by uważać je za bliskie nieskończoności. Kłopotliwy obszar znajduje się między tymi skrajnościami i odpowiada obszarowi punktu krytycznego. Do niedawna nie było praktycznej bezpośredniej metody obliczania własności układu dowolnie blisko punktu krytycznego. Grupa renormalizacyjna dostarcza takiej metody.

Istota metody grupy renormalizacyjnej tkwi w rozbiciu dużego problemu na ciąg mniejszych i łatwiejszych do przeprowadzenia etapów. Zamiast śledzić wszystkie spiny znajdujące się w obszarze o rozmiarach długości korelacji, długozasięgowe własności zostają wydedukowane na podstawie zachowania się kilku wielkości, które łączą w sobie efekty pochodzące od wielu spinów. Istnieje wiele sposobów przeprowadzenia tej procedury. Opiszę jeden taki sposób, polegający na grupowaniu spinów w bloki, tzw. technikę blok-spin, w której zasady metody przedstawione są szczególnie jasno. Została ona wprowadzona przez Leo P. Kadanoffa z Uniwersytetu w Chicago, zaś Th. Niemeijer i J. M. J. van Leeuwen z Politechniki w Delft w Holandii uczynili z niej praktyczne narzędzie rachunków.

W metodzie robi się trzy podstawowe kroki, z których każdy musi być powtórzony wiele razy. Najpierw sieć zostaje podzielona na bloki, każdy składający się z kilku spinów; będą używać bloków kwadratowych z trzema spinami leżącymi na jednym boku, tak że każdy blok zawiera dziewięć spinów. Następnie wszystkie spiny w bloku zostają w pewien



Rys. 5. PODEJŚCIE GRUPY RENORMALIZACYJNEJ do modelu ferromagnetyka polega na rozbiciu trudnego do analizy problemu z wielorakimi skalami długości na ciąg mniejszych problemów, każdy spośród których ograniczony jest do jednej skali długości. Jedną z wersji metody grupy renormalizacyjnej, zwana transformacją blok-spin ma trzy kroki. Najpierw sieć zostaje podzielona na bloki składające się z kilku spinów każdy, w tym przypadku dziewięciu. Następnie każdy blok jest zastąpiony przez pojedynczy spin, którego wartość jest średnią wszystkich spinów w bloku, tutaj średnia jest wyznaczona przez zasadę

sposób uśrednione, zaś cały blok jest zastąpiony przez jeden nowy spin o wartości równej obliczonej średniej. W tym przypadku uśrednienie może być dokonane przy pomocy prostej procedury: postępując zgodnie z zasadą większości. Jeżeli pięć lub więcej wyjściowych spinów jest skierowanych do góry, wtedy nowy spin jest także skierowany do góry; w przeciwnym razie skierowany jest on w dół.

W wyniku tych dwóch operacji utworzona zostaje nowa sieć, której stała jest trzy razy większa od stałej sieci wyjściowej. W trzecim kroku przywraca się skalę wyjściową poprzez zredukowanie wszystkich wymiarów o czynnik 3.

Te trzy kroki definiują transformację grupy renormalizacyjnej. Jej wynikiem jest wyeliminowanie z układu wszystkich fluktuacji kierunku spinu, których skala jest mniejsza od rozmiaru bloku. W powyższym modelu wszelkie fluktuacje spinów o zasięgu mniejszym od trzech stałych sieci zostaną zatarte wskutek uśrednienia spinów w każdym bloku. To tak, jak gdyby ktoś patrzył na sieć przez nieostro nastawioną lupę, tak że drobniejsze kontury są zatarte, ale grubsze pozostają niezmienione.

Procedury tej nie wystarczy przeprowadzić tylko dla jednej konfiguracji wyjściowej sieci — przypomnijmy jeszcze raz, że poszukujemy rozkładu prawdopodobieństwa. Załóżmy, że rozważa się tylko mały obszar początkowej sieci, składający się z 36 spinów, które mogą być ułożone w cztery bloki. Spiny z tego obszaru posiadają 2^{36} albo około 70 miliardów możliwych konfiguracji. Po zastosowaniu transformacji blok-spin 36 wyjściowych spinów zostaje zastąpionych przez 4 spiny blokowe posiadające 16 konfiguracji. Obliczenie prawdopodobieństwa każdej konfiguracji dla 36 wyjściowych spinów mieści się jeszcze w granicach praktycznie wykonalnych rachunków. Na podstawie tych danych z łatwością można wyznaczyć prawdopodobieństwa 16 konfiguracji spinów blokowych. Obliczenie można przeprowadzić poprzez rozdzielenie wszystkich konfiguracji wyjściowej sieci na 16 klas, zależnie od tego, do której konfiguracji spinów blokowych dana wyjściowa konfiguracja należy po zastosowaniu zasady większości. Następnie znajdujemy całkowite prawdopodobieństwo dowolnej konfiguracji spinów blokowych przez dodanie do siebie prawdopodobieństwa wszystkich konfiguracji wyjściowej sieci należących do danej klasy.

Mogłoby się wydawać, że przeprowadzenie tej procedury nic nie daje. Jeżeli pełny rozkład prawdopodobieństwa może być obliczany dla układu 36 spinów, to niczego nowego nie można się nauczyć poprzez zagęszczenie tego układu dla mniejszej sieci czterech spinów blokowych. W pobliżu punktu krytycznego konieczne jest rozważenie jeszcze większej sieci, prawdopodobnie składającej się z 10000 spinów zamiast z 36; rozkładu prawdopodobieństwa dla spinów blokowych utworzonych z tej sieci nie można obliczyć ze względu na zbyt dużą liczbę konfiguracji. Okazuje się jednak, że istnieje metoda wydobycia użytecznej informacji z małego zbioru spinów blokowych. Jest to metoda obserwacji zachowania się układu na dużym obszarze bez bezpośredniego zajmowania się konfiguracjami spinów w tym obszarze.

większości. W ten sposób stworzona zostaje nowa sieć, w której stała sieci jest trzykrotnie większa od wyjściowej, a gęstość spinów jest trzykrotnie mniejsza. Następnie wyjściowa skala jest przywrócona poprzez zredukowanie wszystkich wymiarów o czynnik 3. Procedura ta musi być przeprowadzona dla wszystkich konfiguracji kilku spinów wyjściowej sieci, tak że możliwe jest znalezienie prawdopodobieństwa dla każdej konfiguracji spinów reprezentujących poszczególne bloki, tzw. spinów blokowych

Prawdopodobieństwo konfiguracji najbliższych sąsiadów na sieci wyjściowej



P = .3655



P = .1345



P = .1345



P = .3655

Prawdopodobieństwo konfiguracji sześciu spinów na wyjściowej sieci

| | | | | | | | |
|--|-----------|--|-----------|--|-----------|--|-----------|
| | P = .2943 | | P = .0147 | | P = .0020 | | P = .0007 |
| | P = .0398 | | P = .0054 | | P = .0002 | | P = .0020 |
| | P = .0147 | | P = .0020 | | P = .0007 | | P = .0054 |
| | P = .0054 | | P = .0147 | | P = .0020 | | P = .0398 |
| | P = .0054 | | P = .0020 | | P = .0054 | | P = .0020 |
| | P = .0007 | | P = .0007 | | P = .0007 | | P = .0007 |
| | P = .0020 | | P = .0020 | | P = .0020 | | P = .0020 |
| | P = .0007 | | P = .0147 | | P = .0007 | | P = .0147 |
| | P = .0147 | | P = .0007 | | P = .0147 | | P = .0007 |
| | P = .0020 | | P = .0020 | | P = .0020 | | P = .0020 |
| | P = .0007 | | P = .0007 | | P = .0007 | | P = .0007 |
| | P = .0020 | | P = .0054 | | P = .0020 | | P = .0054 |
| | P = .0398 | | P = .0020 | | P = .0147 | | P = .0054 |
| | P = .0054 | | P = .0007 | | P = .0020 | | P = .0147 |
| | P = .0020 | | P = .0002 | | P = .0054 | | P = .0398 |
| | P = .0007 | | P = .0020 | | P = .0147 | | P = .2943 |
| | P = .4302 | | P = .0697 | | P = .0697 | | P = .4302 |

Prawdopodobieństwo konfiguracji dwóch spinów blokowych będących najbliższymi sąsiadami

Każdy spin blokowy reprezentuje dziewięć spinów na wyjściowej sieci. Jednak pełny zbiór spinów blokowych może być uważany za układ spinów jako taki: jego własności można badać tymi samymi metodami, które są stosowane do wyjściowego modelu. Można założyć, że pomiędzy spinami blokowymi istnieją zależne od temperatury sprzężenia, które z kolei wyznaczają prawdopodobieństwo każdej możliwej konfiguracji. Na początek można przyjąć, że sprzężenia pomiędzy spinami blokowymi są takie same jak te, które były wyszczególnione w wyjściowej sieci spinów Isinga, a mianowicie oddziaływanie pomiędzy najbliższymi sąsiadami, którego siła jest dana przez parametr K będący odwrotnością temperatury.

Przypuszczenie to może być łatwo sprawdzone, ponieważ przynajmniej dla małej części układu spinów blokowych rozkład prawdopodobieństwa jest już znany i został obliczony na podstawie konfiguracji wyjściowej sieci podczas definiowania spinów blokowych. Niespodziewanie jednak okazuje się, że hipoteza ta jest ogólnie fałszywa. Spiny blokowe nie mają tych samych sprzężeń, co spiny w wyjściowym modelu. Założenie, że tylko sąsiadujące węzły oddziałują i że mają one siłę sprzężenia równą K daje zły zbiór prawdopodobieństw dla konfiguracji spinów blokowych.

Jeżeli dane charakteryzujące wyjściowy model nie opisują układu spinów blokowych, to wówczas trzeba znaleźć pewien nowy zbiór sprzężeń. Przewodnią zasadą stosowaną przy formułowaniu tych nowych oddziaływań jest odtworzenie obserwowanego rozkładu prawdopodobieństwa tak dokładnie, jak tylko jest to możliwe. W ogólności, siła sprzężenia między najbliższymi sąsiadami musi być zmieniona, to znaczy K musi przyjąć nową wartość. Co więcej, sprzężenia o dłuższym zasięgu — z definicji wykluczone w modelu Isinga — muszą zostać do niego wprowadzone. Na przykład, konieczne może być wprowadzenie sprzężenia pomiędzy spinami znajdującymi się w przeciwległych wierzchołkach kwadratu. Mogą również pojawiać się bezpośrednie oddziaływania między trzema lub czterema spinami jednocześnie. Sprzężenia o jeszcze dłuższym zasięgu są także możliwe. A zatem można uważać spiny blokowe za układ zupełnie różny od wyjściowego. W szczególności, ponieważ podstawowe sprzężenia posiadają inne wartości, sieć spinów blokowych znajduje się w innej temperaturze niż wyjściowy układ Isinga.

Rys. 6. ROZKŁAD PRAWDOPODOBIEŃSTWA dla układu spinów blokowych jest znaleziony przez dodanie prawdopodobieństw wszystkich konfiguracji sieci wyjściowej, które dają wkład do poszczególnych konfiguracji spinów blokowych. Przedstawiony jest rachunek dla układu sześciu spinów na sieci trójkątnej. Dwa bloki, po trzy spiny każdy, są uformowane na wyjściowej sieci, a następnie każdy blok zostaje zastąpiony przez pojedynczy spin, którego orientacja jest wyznaczona przez zasadę większości. Sześć spinów posiada 64 możliwe konfiguracje, które są przypisane kolumnom w taki sposób, że wszystkie konfiguracje w jednej kolumnie dają wkład do tej samej konfiguracji spinów blokowych. Na przykład, wszystkie konfiguracje w skrajnej lewej kolumnie posiadają w każdym bloku co najmniej dwa spiny skierowane do góry tak że są one reprezentowane przez dwa spiny blokowe skierowane do góry. Siła sprzężenia w wyjściowej sieci jest przyjęta za równą 0,5, co daje prawdopodobieństwa dla najbliższych sąsiadów pokazane u góry rysunku. Na podstawie tego zbioru liczb obliczone zostaje prawdopodobieństwo dla każdej konfiguracji wyjściowej sieci, następnie wszystkie prawdopodobieństwa z każdej kolumny zostają dodane dając prawdopodobieństwo odpowiedniej konfiguracji spinów blokowych. Prawdopodobieństwa dla spinów blokowych nie są takie same jak te wyszczególnione dla wyjściowej sieci, co oznacza, że różna jest siła sprzężenia podobnie jak i temperatura

Gdy tylko zostanie znaleziony zbiór sprzężeń opisujących poprawnie rozkład prawdopodobieństwa dla spinów blokowych, wówczas można z nich skonstruować sieć dowolnego rozmiaru. Nowa sieć zbudowana jest w ten sam sposób, w jaki była zbudowana sieć wyjściowa; obecnie jednak prawdopodobieństwo dla spinów w każdym węźle jest wyznaczone raczej przez nowo wprowadzone siły sprzężeń niż przez pojedyncze sprzężenie modelu Isinga. Rachunek grupy renormalizacyjnej kontynuujemy przez ponowne rozpoczęcie wszystkiego od początku z nowym układem spinów blokowych jako wyjściową siecią. Formuje się ponownie bloki po dziewięć spinów każdy i w małym obszarze, takim jak układ 36 spinów, znajduje się prawdopodobieństwo każdej możliwej konfiguracji. Obliczenia te są następnie użyte do zdefiniowania rozkładu prawdopodobieństwa dla drugiej generacji spinów blokowych, które są znowu uformowane przez zasadę większości. Badanie spinów blokowych drugiej generacji pokazuje, że sprzężenia znowu się zmieniły, tak że nowe wartości dla poszczególnych sprzężeń muszą być wprowadzone po raz drugi. Gdy te nowe wartości zostaną wyznaczone, to kolejny układ sieciowy — trzecia generacja, może być skonstruowany i całą procedurę można powtórzyć ponownie.

Cel tej powtarzanej operacji polega na dostarczeniu informacji o zachowaniu się odmiennych, ale powiązanych ze sobą układów spinów, w których podstawowa skala długości staje się coraz większa wraz z kolejną iteracją. Po pierwszej transformacji blok-spin fluktuacje o najmniejszej skali zostały wyeliminowane, ale te trochę większe, o skali równej mniej więcej trzem odstępom wyjściowej sieci, mogą być obserwowane wyraźniej. Po drugiej transformacji każdy spin blokowy reprezentuje 81 spinów znajdujących się w bloku sieci wyjściowej o rozmiarze dziewięć na dziewięć, a wszystkie fluktuacje do tego zakresu uśredniono, pozostawiając tylko te, które są większe od dziewięciu jednostek sieci. Następna iteracja usuwa wszystkie fluktuacje, których skala zawarta jest pomiędzy dziewięcioma i 27 jednostkami sieci, potem kolejna iteracja usuwa te, które są zawarte pomiędzy 27 i 81 jednostkami. Ostatecznie fluktuacje we wszystkich skalach długości aż do długości korelacji zostają uśrednione. Otrzymany w wyniku układ odzwierciedla jedynie długozasięgowe własności wyjściowego modelu Isinga, z którego wszystkie fluktuacje w mniejszej skali zostały wyeliminowane.

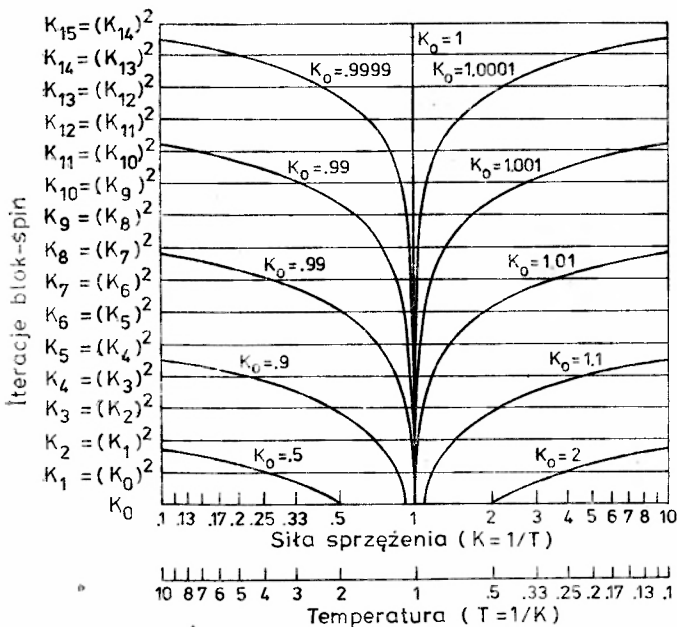
Wartość techniki blok-spin można zrozumieć nawet poprzez proste wzrokowe badanie ewoluującego modelu. Samo patrzenie na konfigurację spinów Isinga tuż poniżej temperatury Curie rzadko ujawni fakt, że model jest słabo namagnesowany. W tej temperaturze istnieje tylko mała przewaga jednego kierunku spinu nad drugim, a wiele fluktuacji o małej skali zaciemnia tę globalną przewagę. Jednak po wielokrotnym zastosowaniu transformacji blok-spin, mniejsze fluktuacje zanikają i magnetyzacja o długim zasięgu staje się oczywista.

Znaczenie fizyczne transformacji blok-spin można odnaleźć w sposobie, w jaki zmieniają się sprzężenia między spinami. Zasady otrzymywania nowych sprzężeń ze starych — na każdym etapie transformacji — są często skomplikowane, ale wynik zmiany może być zilustrowany na prostym przykładzie. Mimo nierealistycznych założeń przedyskutujmy model, w którym nie zostają wprowadzone sprzężenia o zasięgu dłuższym od wyjściowych oddziaływań pomiędzy najbliższymi sąsiadami. Jedyna zmiana w sprzężeniu polega na dostosowaniu wartości K , co jest równoważne przesunięciu temperatury. Ponadto, to dostosowanie K będzie miało prostą postać: na każdym etapie procedury siła sprzężenia

nowej sieci będzie przyrównana do kwadratu sił sprężenia starej sieci. Jeżeli K' oznacza nowe sprężenie, to jest ono dane przez równanie $K' = K^2$.

Załóżmy, że w pewnym stanie początkowym K jest równe $1/2$ (co oznacza, że dla temperatury wybrana została wartość 2 w tych dowolnych jednostkach, które tutaj stosujemy). W przerzedzonej sieci, utworzonej jako wynik transformacji blok-spin K zostanie zastąpione przez K' , o wartości $(1/2)^2$ czyli $1/4$. Powtarzanie transformacji daje kolejne wartości $1/16$, $1/256$ i tak dalej, ciąg ten szybko zmierza do zera. Wraz z każdą iteracją układ spinów jest zmieniony na nowy układ, który ma nie tylko rzadszą sieć, ale także słabsze sprężenia między spinami. Ponieważ K jest równe $1/T$, temperatura rośnie wraz z każdą iteracją, a sieć zbliża się do granicy nieskończonej temperatury oraz przypadkowych ustawień spinów.

Jeżeli początkową siłę sprężenia przyjąć za 2 (tak, że temperatura ma wartość $1/2$), to sprężenie rośnie na każdym etapie obliczeń. Po pierwszej transformacji blok-spin siła sprężenia wynosi 4, potem 16, potem 256, ostatecznie siła staje się nieskończona. Oczy-



Rys. 8. ZMIANA SPRĘŻENIA MIĘDZY SPINAMI jest częścią transformacji grupy renormalizacyjnej. Dopasowanie siły sprężenia, które musi być dokonywane wraz z każdą iteracją, może przyjąć wiele form; tutaj przedstawiamy prosty przykład. Jeżeli siła sprężenia w wyjściowej sieci dana jest przez liczbę K , wtedy w nowej sieci siła sprężenia jest równa K^2 . Dowolna początkowa wartość K większa od 1 musi osiągnąć nieskończoność, gdy K jest kolejno podnoszone do kwadratu; dowolna wartość mniejsza od 1 musi osiągnąć zero. Szczególna wartość $K = 1$ pozostaje niezmienną niezależnie od tego, ile razy transformacja jest powtórzona. Ponieważ temperatura może być zdefiniowana w odpowiednich jednostkach jako odwrotność siły sprężenia, to na transformację grupy renormalizacyjnej można patrzeć jak na ustalenie związku między wyjściową siecią i nową, przerzedzoną siecią, która w ogólności będzie miała inną siłę sprężenia i inną temperaturę. Jedyne w punkcie stałym, który odpowiada temperaturze Curie, sprężenie i temperatura pozostają niezmiennymi, z wartością 1

wiście w tym samym czasie temperatura spada i układ osiąga stan zerowej temperatury, w którym wszystkie spiny są ustawione równolegle.

Należy podkreślić, że to co obserwujemy nie jest ewolucją jakiegokolwiek pojedynczego układu spinów wraz ze zmianą temperatury. Nic nie jest ogrzewane ani chłodzone. Natomiast na każdym etapie tworzony jest nowy układ spinów, układ wyróżniony przez inny zbiór sprzężeń między spinami. Zachowanie się nowej sieci na dużych odległościach bądź w dużej skali jest równoważne zachowaniu się wyjściowej sieci obserwowanemu w innej temperaturze.

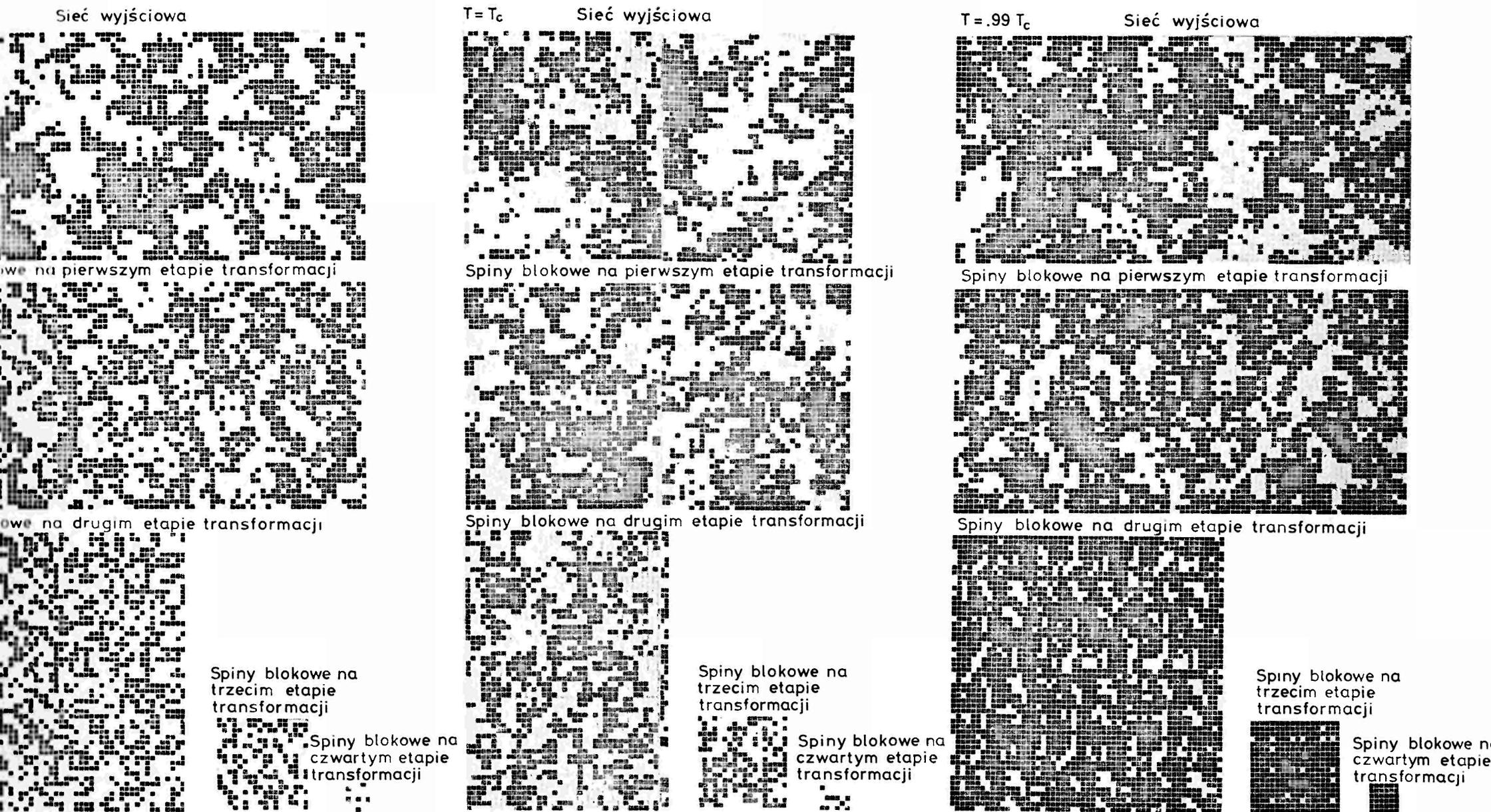
Istnieje jedna taka początkowa wartość K , która nie dąży ani do nieskończoności ani do zera, a mianowicie wartość $K = 1$. Ponieważ 1^2 jest równe 1, K' pozostaje równe K niezależnie od tego, ile razy powtórzona będzie transformacja. Gdy K jest równe 1, możemy, że układ znajduje się w punkcie stałym, w którym kolejne stosowanie transformacji grupy renormalizacyjnej pozostawia wszystkie zasadnicze cechy układu niezmiennymi. W rzeczywistości wartości $K = 0$ i $K = \text{nieskończoność}$ również reprezentują punkty stałe, ponieważ zero podniesione do kwadratu jest ciągle zerem i nieskończoność podniesiona do kwadratu jest ciągle nieskończonością. Jednak zero i nieskończoność uważane są za trywialne punkty stałe, podczas gdy $K = 1$ odpowiada punktowi krytycznemu.

W powyższej dyskusji techniki blok-spin wszystkie wyniki transformacji zostały wyrażone przy pomocy pojedynczego parametru: siły sprzężenia K pomiędzy najbliższymi sąsiadami. W rzeczywistości, transformacja wprowadza wiele innych parametrów, każdy z nich odpowiada sprzężeniu o dłuższym zasięgu. Wszystkie możliwe kombinacje tych parametrów mogą być przedstawione geometrycznie poprzez skonstruowanie abstrakcyjnej, wielowymiarowej przestrzeni, w której na osiach układu współrzędnych odkładamy wartości poszczególnych parametrów. Każdy stan początkowy układu spinów i każda jego transformacja typu blok-spin mogą być reprezentowane poprzez punkt znajdujący się na powierzchni leżącej w przestrzeni parametrów.

Znaczenie punktu stałego staje się oczywiste przy geometrycznym opisie metody grupy renormalizacyjnej. Dla dwuwymiarowego układu Isinga powierzchnia w przestrzeni parametrów ma kształt pagórkowatego terenu z dwoma ostrymi szczytami i dwoma głębokimi zagłębieniami. Linia grzbietowa łącząca dwa szczyty oraz linia parowu łączącego zagłębienia spotykają się w środku w punkcie siodłowym (patrz rys. 9). Jedno zagłębienie jest punktem stałym $K = 0$; drugie jest punktem stałym $K = \text{nieskończoność}$. Krytyczny punkt stały leży w punkcie równowagi nietrwalej w siodle.

Transformacja układu z jednego stanu do następnego może być reprezentowana przez ruch kulki toczącej się po powierzchni. Można wyobrazić sobie film migawkowy, który rejestrowałby położenie kulki w odstępach jednej sekundy; wówczas każda klatka filmowa ujawniałaby efekt jednej iteracji transformacji blok-spin. Transformacja umożliwia ruch kulki, ale jego prędkość i kierunek są całkowicie wyznaczone przez nachylenie powierzchni w każdym punkcie, przez który przechodzi kulka.

Założmy, że początkowo kulka umieszczona jest w pobliżu szczytu pagórka i nieco z boku linii grzbietowej. Z początku porusza się ona szybko, ponieważ w pobliżu szczytu pagórek jest stromy; ruch, ogólnie rzecz biorąc, odbywa się w kierunku punktu siodłowego. W miarę jak kulka zbliża się do siodła zbocze staje się bardziej łagodne i kulka zwal-

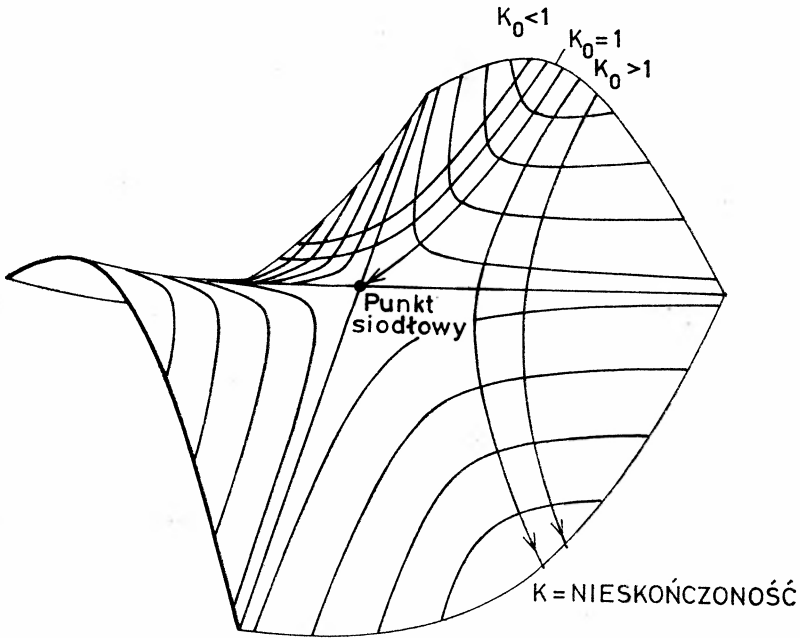


Rys. 7. TRANSFORMACJA BLOK-SPIN zostaje wielokrotnie zastosowana do sieci spinów, za każdym razem uwidaczniając zachowanie się układu w większej skali. Przeprowadzona przez autora symulacja komputerowa rozpoczęła się od sieci składającej się z około 236000 spinów; czarny kwadracik reprezentuje spin skierowany do góry a biały — spin skierowany w dół. Początkowa temperatura była równa jednej z trzech wartości: powyżej temperatury Curie T_c , T_c i nieco poniżej T_c . Transformacja rozpoczyna się od podziału wyjściowej sieci na bloki o wymiarze trzy na trzy. Każdy blok jest zastąpiony przez pojedynczy spin, którego wartość wyznacza zasada większości; tworzą one sieć spinów blokowych na pierwszym etapie transformacji. Procedura ta jest następnie powtórzona, ale ze spinami blokowymi z pierwszego etapu służącymi za sieć wyjściową. Spiny otrzymane na drugim etapie tworzą wyjściową konfigurację dla następnej transformacji i tak dalej. Do czasu osiągnięcia trzeciego etapu liczba spinów jest na tyle mała, że wszy-

stkie one mogą być pokazane, zaś po czwartym stadium pozostało tylko 36 spinów, każdy z nich reprezentujący ponad 6000 węzłów sieci. Na pierwszym etapie wszelkie fluktuacje o skali długości mniejszej od trzech stałych sieci zostają wyeliminowane przez procedurę uśredniania. Drugi etap usuwa fluktuacje pomiędzy trzema i dziewięcioma stałymi sieci, trzeci usuwa te, które zawarte są pomiędzy dziewięcioma i 27 stałymi sieci i tak dalej. Gdy początkowa temperatura jest powyżej T_c , to wraz z każdą iteracją wygląd spinów staje się coraz bliższy losowego oraz znikają fluktuacje na dużej skali; gdy temperatura jest poniżej T_c , wówczas spiny stają się coraz bardziej jednorodne i pozostają jedynie fluktuacje w małej skali. Gdy początkowa temperatura jest dokładnie równa T_c , wtedy fluktuacje w dużej skali pozostają na wszystkich etapach transformacji. Ponieważ transformacja blok-spin w punkcie Curie pozostawia strukturę sieci niezmienną w dużej skali, to mówimy, że układ znajdujący się w tej temperaturze jest w punkcie stałym

nia, ale nigdy nie zatrzymuje się całkowicie. Co więcej, ponieważ kulka wystartowała z punktu leżącego z boku linii grzbietowej, to niezupełnie osiąga ona punkt siodłowy, zamiast tego zostaje odchyłona w jedną stronę i z powrotem zaczyna przyspieszać, tym razem w stronę zagłębienia.

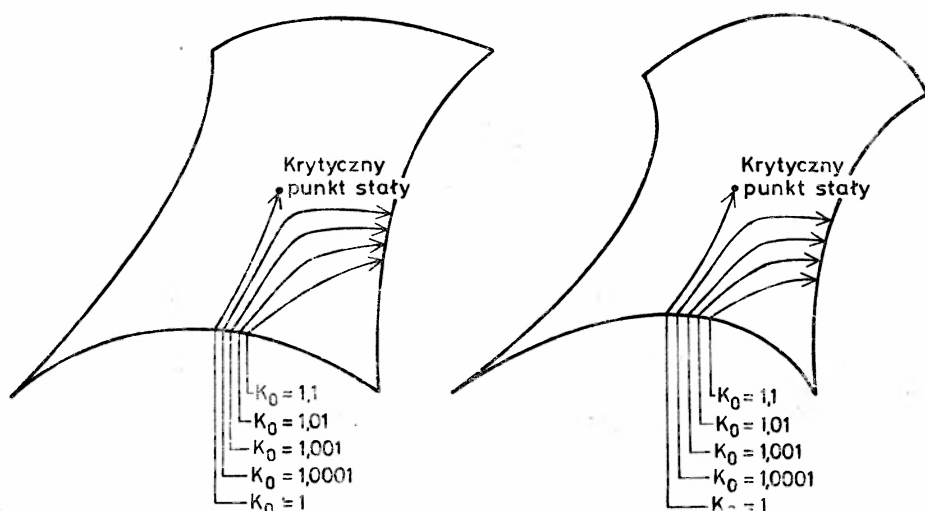
Tor kulki przedstawia drogę, po której porusza się punkt reprezentujący układ spinów Isinga, gdy podlega ona transformacji blok-spin. Początkowe położenie poza linią grzbietową odpowiada początkowym wartościom różnych parametrów sprzężeń odpowiadającym temperaturze tuż powyżej lub tuż poniżej temperatury krytycznej. W języku uproszczonego przykładu opisanego powyżej, z jednym tylko parametrem, wartość K jest albo trochę większa niż 1 albo mniejsza niż 1. Przystawienie stałej sprzężenia do jedności jest równoważne umieszczeniu kulki dokładnie na linii grzbietowej. Wówczas porusza się ona



Rys. 9. EWOLUCJA UKŁADU SPINOWEGO w reakcji na kolejne transformacje grupy renormalizacyjnej może być opisana jako ruch punktu po powierzchni skonstruowanej w abstrakcyjnej wielowymiarowej przestrzeni — przestrzeni parametrów. Postać powierzchni jest określona przez wszystkie sprzężenia pomiędzy spinami blokowymi, ale tutaj rozważane jest tylko sprzężenie pomiędzy najbliższymi sąsiadami — K . Powierzchnia posiada dwa szczyty i dwa zagłębienia, które są połączone z punktem siodłowym. Trajektoriami, po których porusza się punkt reprezentujący stan układu, jest w pełni wyznaczona przez nachylenie powierzchni. Początkowa wartość K nieco większa niż 1 odpowiada początkowemu położeniu nieco z boku linii grzbietowej łączącej szczyty. Po wielu transformacjach blok-spin punkt toczy się w dół pagórka, przechodzi obok punktu siodłowego i zmienia kierunek w stronę jednego z zagłębienia, gdzie K dąży do nieskończoności. Początkowa wartość K nieco mniejsza od 1 prowadzi do podobnej trajektorii po drugiej stronie linii grzbietowej i kończy się w drugim zagłębieniu, gdzie K zbliża się do zera. Gdy K jest równe dokładnie 1, punkt pozostaje stale na linii grzbietowej, zbliżając się do stanu równowagi w punkcie siodłowym. Oba zagłębienia są punktami stałymi (bowiem wartości $K = 0$ i $K = \text{nieskończoność}$ nie zmieniają się wraz z dalszymi transformacjami grupy renormalizacyjnej), ale są one uważane za trywialne punkty stałe. Punkt siodłowy określa krytyczny punkt stały

bezpośrednio w kierunku punktu siodłowego czyli krytycznego punktu stałego. Ponownie ruch jest szybki na początku, ale staje się wolniejszy w miarę zbliżania się do siodła. Jednak w obecnym przypadku kulka pozostaje w równowadze pomiędzy dwoma opadającymi zboczami. Nawet po bardzo dużej liczbie iteracji pozostaje ona w punkcie stałym.

Trajektorię leżącą w przestrzeni parametrów na powierzchni o kształcie siodła można dowolnie zbliżyć do punktu stałego poprzez przyjęcie początkowej wartości K dostatecznie blisko wartości krytycznej. W rozważanym tutaj przykładzie, w którym krytyczna wartość K wynosi 1, początkowa wartość mogłaby być 0.999, która to wartość może być wielokrotnie podniesiona do kwadratu zanim zmieni się znacznie. W rezultacie, przed zmianą kierunku w stronę wysokotemperaturowego zagłębienia, trajektoria podchodzi całkiem blisko do krytycznego punktu stałego.



Rys. 10. NACHYLENIE POWIERZCHNI PARAMETRÓW w pobliżu krytycznego punktu stałego wyznacza makroskopowe własności modelu Isinga. Jeżeli trajektorie zostaną wykreślone dla wielu początkowych wartości K leżących w pobliżu wartości krytycznej (która w tym przypadku wynosi $K = 1$), to właśnie nachylenie powierzchni w punkcie siodłowym określa jak szybko trajektorie zmieniają kierunek w stronę trywialnych punktów stałych odpowiadających $K = 0$ i $K = \text{nieskończoność}$. Jeżeli powierzchnia jest względnie płaska (lewy rysunek), to trajektoria z początkową wartością K taką jak $K = 1.01$ przechodzi blisko punktu siodłowego. Gdy powierzchnia jest bardziej zakrzywiona (prawy rysunek), odpowiednia trajektoria odchyła się gwałtowniej w stronę zagłębienia. Ponieważ temperatura jest odwrotnością K , to nachylenie w pobliżu punktu stałego ujawnia jak własności układu zmieniają się, gdy temperatura oddala się od temperatury krytycznej

Zbadanie wielu takich trajektorii umożliwia odwzorowanie topografii powierzchni na mały obszar otaczający punkt siodłowy. Nachylenie powierzchni wyznacza sposób w jaki układ zbliża się do punktu stałego i jak oddala się od niego. Znając nachylenie można obliczyć jak własności układu zmieniają się wraz ze zmianami początkowych sprężnień i początkowej temperatury. Jest to dokładnie ta informacja, której poszukujemy w celu zrozumienia zjawisk krytycznych.

Makroskopowe własności układu termodynamicznego w pobliżu punktu krytycznego są wyznaczone przez temperaturę. Dokładniej, takie własności jak spontaniczna magnetyzacja, podatność oraz długość korelacji są funkcjami różnicy między temperaturą układu i temperaturą krytyczną T_c . Z tego powodu wygodnie jest zdefiniować temperaturę w taki sposób, by wszystkie punkty krytyczne były równoważne. Odpowiednią wielkością jest zredukowana temperatura t , zdefiniowana jako różnica pomiędzy aktualną temperaturą i temperaturą krytyczną, podzielona przez temperaturę krytyczną; zatem t jest równe $(T - T_c)/T_c$. W zwykłej skali temperatur takiej jak skala Kelvina, temperatury krytyczne różnych układów przyjmują różne wartości, ale wszystkie punkty krytyczne posiadają tę samą temperaturę zredukowaną, a mianowicie zero.

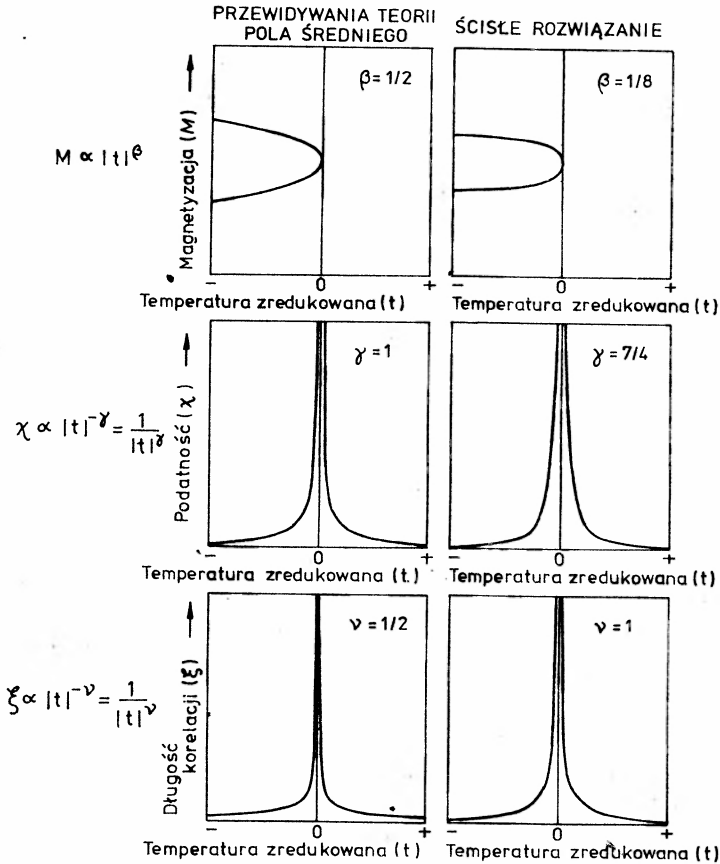
Wszystkie własności krytyczne są proporcjonalne do wartości bezwzględnej temperatury zredukowanej podniesionej do pewnej potęgi. Problem opisanego zjawiska krytycznych polega na wyznaczeniu jaka to jest potęga, albo, innymi słowy, na wyznaczeniu wykładników krytycznych. Na przykład, magnetyzacja układu spinowego, M , dana jest przez związek $M \sim |t|^\beta$, gdzie β jest wykładnikiem krytycznym, zaś kreski pionowe oznaczają wartość bezwzględną t . Podatność magnetyczna jest proporcjonalna do $1/|t|^\gamma$, gdzie γ jest innym wykładnikiem. Długość korelacji związana jest z trzecim wykładnikiem, ν , w związku o tej samej postaci; długość jest proporcjonalna do $1/|t|^\nu$.

Najwcześniejsze próby matematycznego sformułowania opisu zjawisk krytycznych były teoriami — zgodnie z obecnie przyjętą nazwą — typu pola średniego. Pierwszą z nich wprowadził w roku 1873 J. D. van der Waals jako wyjaśnienie przemian fazowych w płynach. Teorię magnetycznych przejść fazowych zaproponował w roku 1907 Piotr Weiss. W roku 1937 L. D. Landau z Akademii Nauk ZSRR zaproponował bardziej ogólne sformułowanie teorii pola średniego, dostarczając w ten sposób schematu, w ramach którego można przedyskutować wiele układów fizycznych. We wszystkich tych teoriach stan jakiegokolwiek wybranej cząsteczki jest wyznaczony przez średnie własności materiału jako całości, własności takie jak średnia magnetyzacja. W efekcie wszystkie cząsteczki w układzie dają jednakowy wkład do siły działającej w każdym węźle, co jest równoważne założeniu, że siły posiadają nieskończony zasięg.

Jakościowo, teorie pola średniego odnoszą sukces. Tłumaczą one ważne cechy wykresów fazowych płynów i ferromagnetyków, przy czym najbardziej godnym uwagi jest istnienie punktu krytycznego. Ilościowe przewidywania są jednak mniej zadowalające: teorie te dają złe wartości wykładników krytycznych. Dla wykładnika β , który rządzi spontaniczną magnetyzacją, teoria pola średniego daje wartość $1/2$; innymi słowy, magnetyzacja zmienia się jak pierwiastek kwadratowy ze zredukowanej temperatury. Dla wykładnika związanego z podatnością γ , uzyskuje się wartość 1 , tak że podatność jest proporcjonalna do $1/|t|$. Wykładnik dla długości korelacji $|\nu|$ wynosi $1/2$, tak, że wielkość ta jest proporcjonalna do $1/\sqrt{|t|}$.

Wykładniki obliczone na podstawie teorii pola średniego sugerują wiarygodną postać każdej spośród tych funkcji. Dla wszystkich temperatur poniżej krytycznej magnetyzacja ma dwie wartości ($+\sqrt{|t|}$ i $-\sqrt{|t|}$), a następnie znika powyżej temperatury krytycznej. Zarówno podatność jak i długość korelacji dążą do nieskończoności, gdy t zbliża się do zera zarówno od góry, jak i od dołu. Jednak o wartościach wykładników teorii pola średniego wiadomo, że są błędne.

Dla dwuwymiarowego modelu Isinga wykładniki krytyczne znane są ściśle na podstawie rozwiązania Onsagera. Poprawne wartości wynoszą $\beta = 1/8$, $\gamma = 7/4$ oraz $\nu = 1$, co różni się znacznie od przewidywań teorii pola średniego i oznacza, że układ zachowuje się inaczej. Na przykład, magnetyzacja jest proporcjonalna nie do pierwiastka kwadratowego ze zredukowanej temperatury t , ale do pierwiastka ósmego stopnia z t . Podobnie, podatność dana jest nie przez odwrotność t , lecz przez odwrotność t podniesioną do potęgi 1,75, co czyni rozbieżność w pobliżu punktu krytycznego bardziej ostrą i gwałtowną.



Rys. 11. WYKŁADNIKI KRYTYCZNE wyrażają zależność własności makroskopowych od wielkości różnicy pomiędzy temperaturą układu i jego temperaturą krytyczną. Temperaturę najwygodniej jest wyrazić w postaci temperatury zredukowanej t , zdefiniowanej przez równanie $t = (T - T_c)/T_c$. Wszystkie wartości makroskopowe są wówczas proporcjonalne do wartości bezwzględnej t podniesionej do pewnej potęgi; potęga ta jest wykładnikiem krytycznym dla tej własności. Wykładniki i prawa potęgowe pokazane na rysunkach po lewej stronie są przewidziane przez teorie pola średniego, które zaniedbują fluktuacje. Wykładniki z rysunków po prawej stronie są uzyskane na podstawie ścisłego rozwiązania dwuwymiarowego modelu Isinga opublikowanego w roku 1944 przez Larsa Onsagera z Uniwersytetu Yale. Wykładniki pokazują jak własności układu zmieniają się wraz ze zmianą temperatury albo siły sprężenia; jest to informacja dostarczana przez nachylenie powierzchni w przestrzeni parametrów w pobliżu krytycznego punktu stałego. Wykładniki mogą być wyznaczone na podstawie nachylenia powierzchni, a rachunki autora i innych osób dla dwuwymiarowego modelu Isinga dają wartości zbliżone do wyników Onsagera

Nietrudno znaleźć powód niepowodzenia teorii pola średniego pod względem ilościowym. Nieskończony zasięg przypisany siłom nie jest dobrym przybliżeniem prawdziwej sytuacji. Nie wszystkie spiny dają jednakowe wkłady; bliżsi sąsiedzi są o wiele bardziej ważni od jakichkolwiek innych spinów. Ten sam zarzut może być wyrażony w inny sposób: teorie te nie biorą pod uwagę fluktuacji ani kierunku spinu ani gęstości płynu.

W obliczeniach grupy renormalizacyjnej wykładniki krytyczne wyznacza się na podstawie nachylenia powierzchni parametrów w otoczeniu punktu stałego. Nachylenie jest po prostu graficznym przedstawieniem szybkości zmian; nachylenie w pobliżu punktu stałego wyznacza szybkość z jaką własności układu zmieniają się, gdy temperatura albo siła sprzężenia zmienia się w wąskim zakresie w pobliżu temperatury krytycznej. Również rola wykładników krytycznych polega na określaniu zmiany w układzie w funkcji temperatury, rozsądnym zatem wydaje się istnienie związku pomiędzy wykładnikami i nachyleniem.

Wiele osób przeprowadzało obliczenia grupy renormalizacyjnej dla dwuwymiarowego modelu Isinga. W roku 1973 Niemeijer i van Leeuwen zastosowali metodę blok-spin do badania własności układu spinów Isinga umieszczonych na sieci trójkątnej. Ja zastosowałem do sieci kwadratowej nieco inną technikę grupy renormalizacyjnej zwaną przeredzaniem spinów. Przy przeredzaniu spinów, zamiast tworzyć bloki po kilka spinów każdy, wartość co drugiego spinu w sieci zostaje ustalona, a rozkład prawdopodobieństwa oblicza się dla pozostałych spinów. Rachunki te były o wiele bardziej zawile niż opisane tutaj obliczenia modelowe; na przykład w mojej własnej pracy zostało uwzględnionych 217 sprzężeń pomiędzy spinami. Wykładniki krytyczne uzyskane na podstawie tych obliczeń zgadzają się z wartościami Onsagera z dokładnością do około 0,2 procent.

Ze względu na znajomość ścisłego rozwiązania dla dwuwymiarowego modelu Isinga zastosowanie do niego grupy renormalizacyjnej jest poniekąd problemem akademickim. Jednak dla układu spinów Isinga na sieci trójwymiarowej ścisłe rozwiązanie nie jest znane. Cyril Domb z londyńskiego University College oraz wielu innych badaczy wymyśliłi metodę znajdowania przybliżonych wartości wykładników w przypadku trójwymiarowym. Najpierw własności układu w wysokiej temperaturze zostają wyznaczone z wielką dokładnością, a następnie własności te są ekstrapolowane do temperatury krytycznej. Najlepsze wyniki uzyskane do tej pory tą metodą dają wartości dla wykładników $\beta = 0,33$, $\gamma = 1,25$ i $\nu = 0,63$.

Chociaż ekstrapolacja rozwiązania wysokotemperaturowego prowadzi do dobrego przybliżenia dla wykładników krytycznych, to jednak nie ułatwia ona intuicyjnego zrozumienia zachowania się układu w pobliżu punktu krytycznego. Rachunek grupy renormalizacyjnej daje zasadniczo te same wartości wykładników, ale wyjaśnia również ważne uniwersalne cechy zachowania krytycznego.

Nie należy pominąć godnych uwagi faktów dotyczących wykładników w trójwymiarowym modelu Isinga. Pierwszy z nich to po prostu stwierdzenie, że wykładniki są inne niż w modelu dwuwymiarowym. W teoriach pola średniego wymiar przestrzeni nie wchodzi do obliczeń i dlatego wykładniki krytyczne mają te same wartości w dowolnej przestrzeni. Drugi nieoczekiwany fakt polega na tym, że wykładniki nie są liczbami całkowitymi ani ilorazami małych liczb całkowitych, tak jak to ma miejsce w teoriach pola średniego. Mogą one być nawet liczbami niewymiernymi.

Jeżeli zaskakujący jest wpływ wymiaru przestrzeni na wartości wykładników krytycznych, to równie godnym uwagi jest to, że inne własności modelu nie mają na nie żadnego wpływu. Przykładem takiego nieistotnego parametru jest struktura sieci. W dwuwymiarowym modelu Isinga nie ma żadnej różnicy czy sieć jest kwadratowa, jak w mojej własnej pracy, czy trójkątna, jak w modelu użytym przez Niemeijera i van Leeuwena; wykładniki krytyczne są takie same. Uogólniając to, w przypadku rzeczywistych ferromagnetyków wszystkie różnorodne struktury krystaliczne dają identyczne zachowanie krytyczne.

Istnieje intuicyjne uzasadnienie tego, że struktura sieci i inne własności mikroskopowe nie mają znaczenia. Zmiana struktury sieci posiada duży wpływ na zdarzenia zachodzące w skali rzędu stałej sieci, ale wpływ ten zmniejsza się w miarę zwiększania się interesującej nas skali. W rachunku grupy renormalizacyjnej fluktuacje zachodzące w skali stałej sieci zostają uśrednione po kilku pierwszych iteracjach, a zatem modele z różnymi sieciami mają to samo zachowanie krytyczne. Pojawienie się tych samych wykładników krytycznych w różnych układach jest traktowane w ramach grupy renormalizacyjnej jako wynikające z topografii powierzchni w przestrzeni parametrów. Każda struktura sieci odpowiada innemu położeniu w przestrzeni parametrów, ale w temperaturze krytycznej każda sieć jest reprezentowana przez punkt leżący gdzieś na linii grzbietowej. Po wielokrotnym zastosowaniu transformacji grupy renormalizacyjnej wszystkie te układy zbiegają do tego samego punktu stałego, a mianowicie punktu siodłowego.

Myśl, że niektóre zmienne są nieistotne z punktu widzenia zjawisk krytycznych może być rozszerzona na układy inne niż ferromagnetyki. Na przykład płyn znajdujący się w pobliżu swojego punktu krytycznego ma te same własności co trójwymiarowy model Isinga dla ferromagnetyka. Aby zrozumieć tę identyczność, należy ustalić odpowiedniość pomiędzy makroskopowymi własnościami płynu i magnetyka. Magnetyzacja będąca różnicą między liczbą spinów skierowanych do góry i w dół może być utożsamiona z różnicą gęstości w płynie: gęstość fazy ciekłej minus gęstość fazy gazowej. Podobnie jak magnetyzacja znika w temperaturze Curie, tak różnica gęstości spada do zera w punkcie krytycznym płynu. Wielkości te — magnetyzacja i różnica gęstości — są nazywane parametrami uporządkowania w odpowiednich układach. Podatność magnetyka, która jest zmianą magnetyzacji dla danej, małej zmiany przyłożonego pola magnetycznego, jest analogiczna do ściśliwości w płynie: zmiany gęstości wynikającej z danej, małej zmiany ciśnienia. Ściśliwość, podobnie jak podatność, staje się nieskończona w punkcie krytycznym. Krytyczne zachowanie się płynu oraz trójwymiarowego modelu Isinga są identyczne w tym sensie, że posiadają one taką samą powierzchnię w przestrzeni parametrów. Te dwa układy mają różne położenia początkowe na powierzchni, ale oba zbiegają do tego samego punktu siodłowego, a zatem posiadają te same wykładniki krytyczne.

Podobieństwo obserwowane w zachowaniu krytycznym płynów i ferromagnetyków jest przykładem bardziej ogólnej hipotezy zwanej uniwersalnością punktu krytycznego. Zgodnie z tą hipotezą tylko dwie wielkości wyznaczają zachowanie krytyczne większości układów: wymiar przestrzeni oraz wymiar parametru uporządkowania. Wielkości te oznaczone są odpowiednio d oraz n . Wszystkie układy mające te same wartości d i n są traktowane jako mające tę samą powierzchnię w przestrzeni parametrów i te same wykładniki krytyczne. Mówimy o nich, że są elementami tej samej klasy uniwersalności.

Wyznaczenie wymiaru przestrzeni rzadko przychodzi z trudnością, natomiast wymiar parametru uporządkowania wymaga ostrożniejszych rozważań. W układach magnetycznych, gdzie parametrem uporządkowania jest magnetyzacja, n jest liczbą składowych potrzebnych do określenia wektora spinu. Wektor spinu Isinga może być skierowany tylko wzdłuż jednej osi, ma zatem tylko jedną składową; dla modelu Isinga n wynosi 1. Wektor spinu mogący być dowolnie skierowany w płaszczyźnie ma dwie składowe, które zwyczajowo rysowane są wzdłuż dwóch osi definiujących płaszczyznę. Podobnie, wektor, który może być dowolnie skierowany w przestrzeni trójwymiarowej ma trzy składowe, a więc n równa się 3.

Dla trójwymiarowego modelu Isinga d równa się 3 i n równa się 1. Zwykle płyny należą do tej samej klasy uniwersalności. Przestrzeń, w której istnieją płyny ma oczywiście trzy wymiary. Parametr uporządkowania — różnica gęstości pomiędzy fazą ciekłą i gazową — jest wielkością posiadającą wyłącznie wartość liczbową, ma zatem tylko jedną składową: może być ona wyrażona jako pojedyncza liczba, tak samo jak można wyrazić wartość spinu Isinga.

Wiele innych układów fizycznych jest elementami tej klasy. Mieszanina dwóch cieczy takich jak olej i woda wykazuje własności krytyczne w pobliżu temperatury, w której składowe ciecze dają się całkowicie zmieszać jedna z drugą; temperatura ta zwana jest punktem krytycznym mieszaniny. W temperaturach poniżej punktu krytycznego mieszanina rozdziela się na dwie fazy i parametr uporządkowania jest zdefiniowany jako różnica stężeń pomiędzy fazami; kolejna wielkość, którą można wyrazić przy pomocy pojedynczej liczby. Stopy takie jak mosiądz wykazują przejście między fazą uporządkowaną, w której dwa metale zajmują na przemian węzły sieci regularnej, i fazą nieuporządkowaną, w której rozkład jest mniej jednorodny. Parametr uporządkowania w tym układzie jest znowu różnicą stężeń, a więc n równa się 1. Oczekujemy, że wszystkie te układy mają te same wykładniki krytyczne co trójwymiarowy model Isinga. Podobnie wygląda sytuacja dla pewnych rzeczywistych ferromagnetyków, tych, które jest łatwo namagnesować tylko wzdłuż jednej osi. Dostępne dane doświadczalne potwierdzają te przewidywania.

Hipoteza uniwersalności byłaby trywialna, gdyby wartości wykładników krytycznych były liczbami całkowitymi albo prostymi ułamkami, takimi jak $1/2$. Wiele praw fizycznych posiada takie wykładniki i nie istnieje powód zmuszający nas do postulowania związku między nimi. Zarówno grawitacja, jak i elektromagnetyzm zawierają prawo proporcjonalności do odwrotności kwadratu odległości (wykładnik -2), ale zbieżność ta nie dowodzi, że obie siły są identyczne. Zgodność wykładników wydaje się jednak godną uwagi, gdy ich wartości nie są okrągłymi liczbami) lecz ułamkami takimi jak 0,63. Zbieżność wykładników wielu układów do tych wartości nie może być przypadkowa. Jest to dowód na to, że wszystkie szczegóły struktury fizycznej odróżniające płyn od magnetyka są mniej ważne od własności geometrycznych wyrażonych przez wartości d i n .

Dwuwymiarowy model Isinga ($d = 2$, $n = 1$) jest przestawicielem klasy układów ograniczonych do przestrzeni dwuwymiarowej. Przykładem takich układów jest cienka warstwa cieczy; innym przykładem jest gaz zaadsorbowany na powierzchni ciała stałego. Zwyczajny ferromagnetyk należy do klasy z $d = 3$ i $n = 3$, to znaczy sieć jest trójwymiarowa i każdy spin posiada trzy składowe, tak, że może być skierowany w dowolną stronę. Kiedy spiny są ograniczone do położenia w płaszczyźnie, klasa zostaje zredukowana do

$d = 3$ i $n = 2$. W tej samej klasie znajduje się przejście ciekłego helu 4 do stanu nadciekłego oraz przejścia różnych metali do stanu nadprzewodzącego.

Inne klasy uniwersalności posiadają wartości d i n , których interpretacja jest nieco mniej oczywista. Przypadek $d = 4$ jest interesujący z punktu widzenia fizyki cząstek ele-

Tabela 1

HIPOTEZA UNIWERSALNOŚCI stwierdza, że rozmaite układy fizyczne zachowują się tak samo w pobliżu ich punktów krytycznych. W większości przypadków jedynymi czynnikami wyznaczającymi własności krytyczne są wymiar przestrzeni d i wymiar parametru uporządkowania n . Dla układów magnetycznych parametrem uporządkowania jest magnetyzacja i jej wymiarem jest liczba składowych potrzebna do określenia wektora spinu. Większość układów o tych samych wartościach d i n należy do tej samej klasy uniwersalności i posiada te same wykładniki krytyczne. Na przykład wszystkie ferromagnetyki podobne do trójwymiarowego modelu Isinga, płyny, mieszaniny płynów oraz pewne stopy są elementami klasy z $d = 3$ i $n = 1$; wykresy ich własności w pobliżu punktu krytycznego powinny mieć tę samą postać. Interpretacja pewnych wartości d i n jest mniej oczywista, wartości zaś takie jak $n = -2$ mogą być zdefiniowane matematycznie, lecz nie odpowiadają żadnemu znanemu układowi fizycznemu. Model XY oraz model Heisenberga są podobne do modelu Isinga, ale opisują ferromagnetyki, których wektory spinu mają odpowiednio dwie i trzy składowe

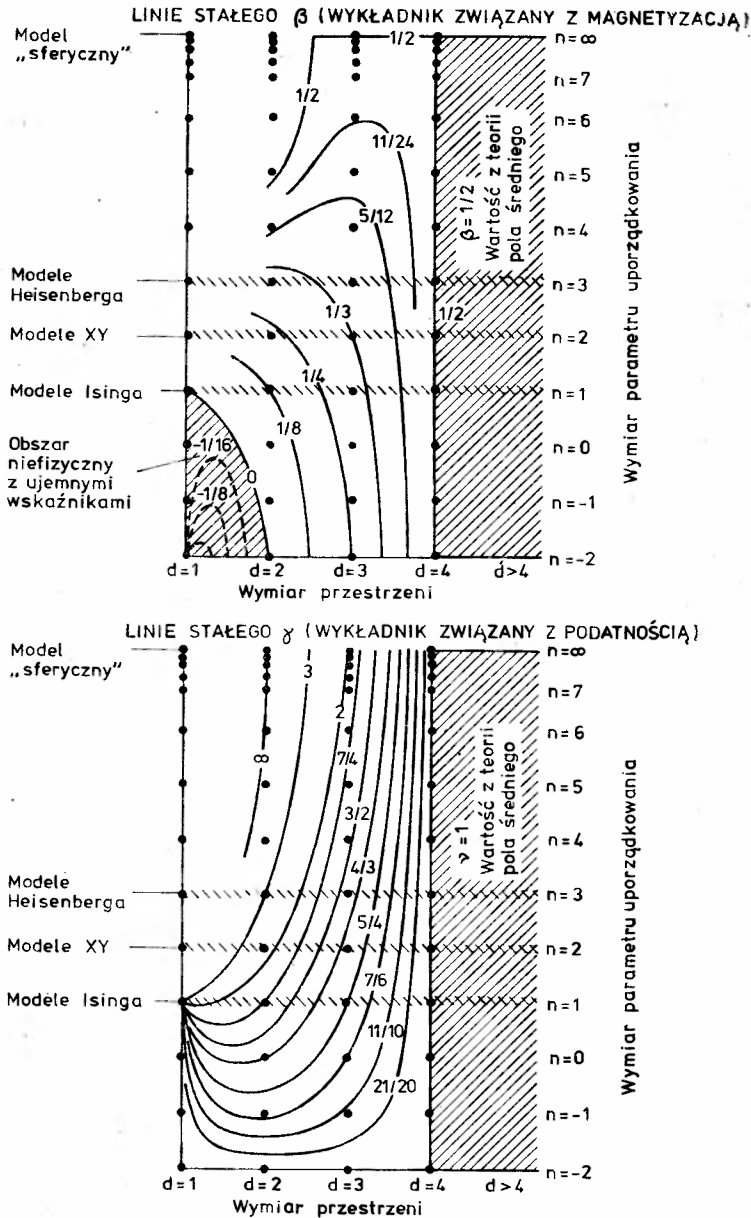
| Klasa uniwersalności | | Model teoretyczny | Układ fizyczny | Parametr uporządkowania | |
|----------------------|--------------|--------------------------------------|--|--|--------------------------------|
| $d = 2$ | $n = 1$ | Model Isinga w dwóch wymiarach | Zaadsorbowane warstwy | Gęstość powierzchniowa | |
| | $n = 2$ | Model XY w dwóch wymiarach | Warstwy ^4He | Amplituda fazy nadciekłej | |
| | $n = 3$ | Model Heisenberga w dwóch wymiarach | | Magnetyzacja | |
| $d > 2$ | $n = \infty$ | Model „sferyczny” | Żaden | | |
| $d = 3$ | $n = 0$ | Błądzenie przypadkowe bez powtórzeń | Struktura długołańcuchowych polimerów | Gęstość końców łańcucha | |
| | $n = 1$ | Model Isinga w trzech wymiarach | Ferromagnetyk jednoosiowy | Magnetyzacja | |
| | | | | Płyn w pobliżu punktu krytycznego | Różnica gęstości między fazami |
| | | | | Mieszanina płynów w pobliżu punktu krytycznego | Różnica stężeń |
| | | | Stop w pobliżu przejścia porządek-nieporządek | Różnica stężeń | |
| | $n = 2$ | Model XY w trzech wymiarach | Płaski ferromagnetyk | Magnetyzacja | |
| | $n = 3$ | Model Heisenberga w trzech wymiarach | ^4He w pobliżu przejścia do fazy nadciekłej | Amplituda fazy nadciekłej | |
| | | | Izotropowy ferromagnetyk | Magnetyzacja | |
| $d \leq 4$ | $n = -2$ | | Żaden | | |
| | $n = 32$ | chromodynamika kwantowa | Kwarki związane w protonach, neutronach, itd. | | |

mentarnych, gdzie jeden spośród czterech wymiarów przestrzeni odpowiada osi czasu. W teoretycznym modelu sieci spinów zwanym modelem sferycznym pojedynczy spin może mieć dowolną wielkość i jedynie suma wszystkich spinów jest ograniczona, n jest w rzeczywistości równe nieskończoności. Błądzenie przypadkowe bez powtórzeń po węzłach sieci albo innymi słowy błądzenie, w którym ten sam węzeł sieci nigdy nie jest obsadzany więcej niż jeden raz, opisuje zwijanie się w przestrzeni długołańcuchowego polimeru. Pierre Gilles de Gennes z Collège de France pokazał, że problem ten należy do klasy uniwersalności z n równym zero. W modelach teoretycznych n może nawet przyjąć wartość -2 , choć sens fizyczny ujemnej liczby składowych wektora nie jest jasny.

Wartości d i n posiadające bezpośredni sens fizyczny są liczbami całkowitymi. Jest to szczególnie jasne w przypadku d , ponieważ trudno jest wyobrazić sobie przestrzeń o wymiarze nie będącym liczbą całkowitą. Jednak w obliczeniach grupy renormalizacyjnej d i n występują w równaniach, w których mogą się one zmieniać w pewnym zakresie w sposób ciągły. Można nawet narysować wykres, na którym wartości wykładników krytycznych są przedstawione jako ciągłe funkcje d oraz n . Wykładniki posiadają dobrze określone wartości nie tylko dla całkowitych wymiarów przestrzeni, lecz także dla wymiarów ułamkowych leżących pomiędzy całkowitymi. Wykres taki pokazuje, że gdy liczba wymiarów przestrzeni zbliża się do 4, to wówczas wykładniki zbliżają się do wartości danych przez teorię pola średniego. Gdy d jest równe dokładnie 4 oraz dla wszystkich wyższych wartości d , wyniki pola średniego są ściśle. Obserwacja ta stanowi podstawę ważnej metody wykonywania rachunków grupy renormalizacyjnej. Wymiar przestrzeni zostaje wyrażony jako równy $4-\varepsilon$, gdzie o liczbie ε zakładamy, że jest mała. Wykładniki krytyczne mogą być następnie obliczone jako suma nieskończonego szeregu wyrazów zawierających coraz wyższe potęgi ε . Gdy ε jest mniejsze od jedności, wówczas wysoka potęga będzie miała małą wartość i zaniedbując w nieskończonym szeregu wszystkie wyrazy z wyjątkiem kilku pierwszych, można uzyskać rozsądną dokładność.

Powyższa metoda obliczeń, zwana rozwinięciem względem potęg epsilon została opracowana przez Michaela E. Fishera z Uniwersytetu Cornell i przeze mnie. Jest to ogólna metoda rozwiązywania wszystkich tych problemów, do których można zastosować teorię pola średniego, przy czym kontynuuje ona w naturalny sposób teorię Landaua. Rzeczywiście daje ona odpowiedź w postaci poprawek do wartości otrzymywanych z teorii pola średniego. Metoda blok-spin jest bardziej zrozumiała, ale rozwinięcie względem potęg epsilon jest bardziej skuteczne.

Zbieżność wykładników krytycznych do wartości pola średniego, w miarę zwiększania się wymiaru przestrzeni, nie jest tak zupełnie nieoczekiwana. W teorii pola średniego czynimy bowiem podstawowe założenia, że na wartość siły działającej w każdym węźle sieci wpływają warunki panujące w wielu innych węzłach. Liczba węzłów będących najbliższymi sąsiadami wzrasta wraz ze wzrostem wymiaru przestrzeni. W sieci jednowymiarowej każdy węzeł posiada tylko dwóch najbliższych sąsiadów, w sieci dwuwymiarowej — czterech, w sieci trójwymiarowej — sześciu i w sieci czterowymiarowej — ośmiu. Zatem w miarę wzrostu wymiaru przestrzeni, sytuacja fizyczna zaczyna być coraz bliższa hipotezy leżącej u podstaw teorii pola średniego. Pozostaje jednak tajemnicą dlaczego $d = 4$ ma wyznaczać ostrą granicę, powyżej której wykładniki teorii pola średniego są ścisłymi wynikami.



Rys. 12. ZMIENNOŚĆ WYKŁADNIKÓW krytycznych wraz z wymiarem przestrzeni (d) oraz parametru uporządkowania (n) sugeruje, że układy fizyczne z różnych klas uniwersalności powinny mieć różne własności krytyczne. Wykładniki mogą być obliczone jako ciągłe funkcje d i n , ale jedynie układy o wymiarze będącym liczbą całkowitą są fizycznie możliwe. W przestrzeni z czterema lub większą liczbą wymiarów wszystkie wykładniki krytyczne przyjmują wartości przewidziane przez teorie pola średniego. Wykresy te zostały przygotowane przez Michaela E. Fishera z Uniwersytetu Cornell.

W artykule tym dyskutowałem głównie zastosowania grupy renormalizacyjnej do zjawisk krytycznych. Jednak technika ta nie ogranicza się do powyższych problemów i naprawdę to nie zaczęła się od nich.

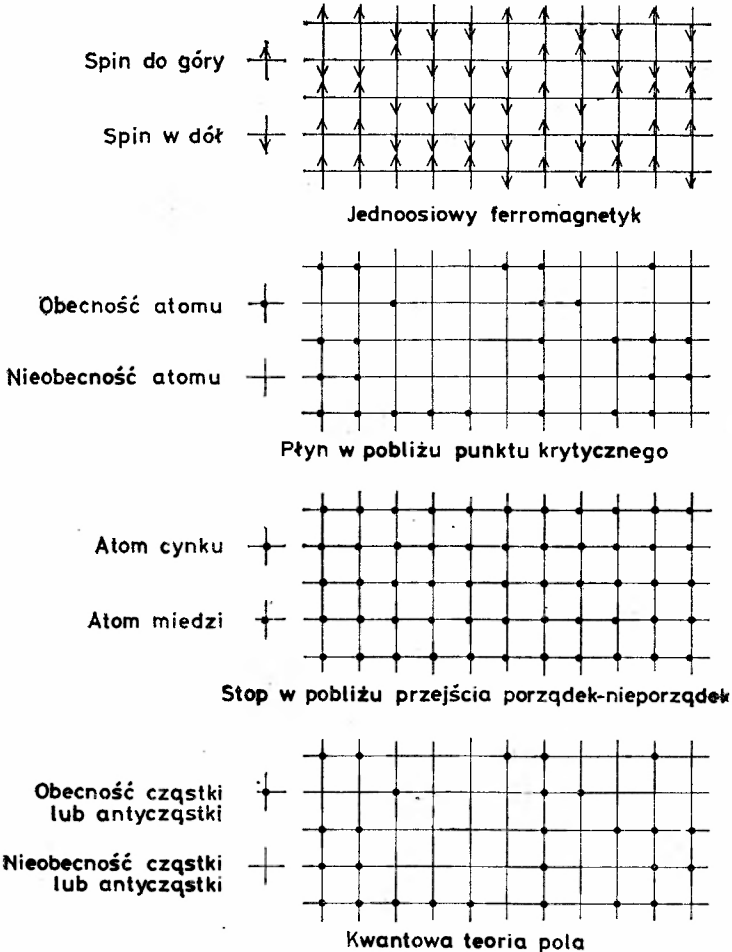
Procedura zwana renormalizacją została wymyślona w latach czterdziestych jako część elektrodynamiki kwantowej, współczesnej teorii oddziaływań pomiędzy elektrycznie naładowanymi cząstkami i polem elektromagnetycznym. Trudność napotykaną w sformułowaniu tej teorii można uważać za związaną z wieloma skalami długości. Przez pewien czas wydawało się oczywiste, że ładunek elektronu przewidywany przez teorie kwantowe jest nieskończony; przewidywanie to było w poważnym konflikcie z ładunkiem mierzonym doświadczalnie. Zrenormalizowana teoria elektrodynamiki nie usuwa nieskończoności; wprost przeciwnie, elektron jest zdefiniowany jako cząstka punktowa, której „goły” ładunek jest nieskończony. Jednak w elektrodynamice kwantowej „goły” ładunek indukuje w otaczającej próżni ładunki przeciwnego znaku, które neutralizują większość nieskończoności, pozostawiając netto tylko mały ładunek obserwowany w zwykłych doświadczeniach.

Można wyobrazić sobie próbną cząstkę mogącą mierzyć ładunek elektronu w dowolnie bliskiej odległości od niego. Na dużej odległości znalazłaby ona znajomą skończoną wartość, która jest różnicą pomiędzy „gołym” ładunkiem i ładunkiem wyindukowanym. Mierzony ładunek wzrastałby w miarę przenikania przez warstwy ekranujące i stałby się nieskończony, gdyby odległość została zredukowana do zera. Procedura renormalizacji dostarcza sposobu odjęcia nieskończonego ładunku ekranującego od nieskończonego „gołego” ładunku, tak że otrzymuje się skończoną różnicę.

W latach pięćdziesiątych wielu badaczy, a wśród nich Murray Gell-Mann i Francis E. Low, wykazało, że procedura renormalizacji przyjęta w elektrodynamice kwantowej nie jest jednoznaczna. Zaproponowali oni sformułowanie bardziej ogólne, które jest oryginalną wersją grupy renormalizacyjnej. W ich zastosowaniu tej metody do elektrodynamiki kwantowej konstruuje się wyrażenie matematyczne określające wielkość ładunku w pewnej zadanej odległości od elektronu. Następnie postać tego wyrażenia jest badana w miarę jak odległość, na której przeprowadzony jest pomiar, zbliża się do granicznej wartości zero. Dowolność procedury tkwi w wyborze początkowej odległości. Jakakolwiek wartość może być wybrana bez zmieniania końcowych wyników, tak że istnieje nieskończony zbiór równoważnych procedur renormalizacyjnych.

W matematyce grupa jest zbiorem transformacji spełniających pewne szczególne wymagania: iloczyn jakichkolwiek dwóch transformacji musi być również elementem zbioru. Na przykład obroty tworzą grupę, ponieważ iloczyn dowolnych dwóch obrotów jest także obrotem. W przypadku grupy renormalizacyjnej oznacza to, że procedura renormalizacji może być iterowana w nieskończoność, gdyż dwukrotne zastosowanie procedury jest równoważne zastosowaniu iloczynu dwóch transformacji. W rzeczywistości grupa renormalizacyjna powinna być poprawnie nazwana półgrupą, ponieważ transformacja odwrotna nie jest określona. Przyczynę tego łatwo zobaczyć w przypadku techniki blok-spin zastosowanej do dwuwymiarowego modelu Isinga. Blok dziewięciu spinów może być zagęszczony do jednego spinu, ale wyjściowa konfiguracja spinów nie może być odczytana na podstawie średniej, ponieważ podczas uśredniania stracona została istotna informacja.

Naszkicowana w tym artykule wersja grupy renormalizacyjnej różni się pod wieloma względami od tej, którą wprowadzili Gell-Mann i Low. Wcześniejsza wersja tej techniki jest użyteczna jedynie dla zrozumienia problemów, które mogą być rozwiązane przy pomocy jednej z tradycyjnych metod fizyki: znalezienia pewnego przybliżonego wyrażenia określającego zachowanie się układu, a następnie obliczenia lepszych przybliżeń w postaci szeregu zaburzeń odbiegających od wyjściowego wyrażenia. Ponadto, w oryginalnym sfor-



Rys. 13. UKŁAD SIECIOWY może być interpretowany nie tylko jako model ferromagnetyka, ale także jako model innych układów, które posiadają fluktuacje w wielu skalach. Model Isinga opisuje jednoosiowy ferromagnetyk z jedną wyróżnioną osią magnetyzacji. Może on być także zastosowany do płynu w pobliżu punktu krytycznego, gdzie każdy węzeł sieci jest albo zajmowany przez atom, albo pozostaje wolny, tak że fluktuacje stają się zmianami gęstości. Stop taki jak mosiądz posiada podobną strukturę, w której każdy węzeł jest zajmowany przez atom jednego albo drugiego rodzaju metalu. We wszystkich tych układach fluktuacje są termiczne; w kwantowych teoriach pola opisujących oddziaływania cząstek elementarnych, występują kwantowe fluktuacje próżni, które umożliwiają spontaniczne pojawienie się cząstek i antycząstek. Prosta kwantowa teoria pola może zostać sformułowana na sieci poprzez ustalenie, że cząstki i antycząstki mogą być tworzone i anihilowane tylko w węzłach sieci

mułowaniu tylko jedna wielkość może się zmienić; w powyższym przykładzie jest nią ładunek elektronu. W konsekwencji, powierzchnia w przestrzeni parametrów nie jest wielowymiarowym terenem, lecz redukuje się do linii. Współczesna wersja grupy renormalizacyjnej, która została wprowadzona przeze mnie w roku 1971, umożliwiła dostęp do o wiele szerszego zakresu problemów fizycznych. Co jest równie ważne, dostarcza ona fizycznego sensu procedurze renormalizacyjnej, która poza tym wydaje się czysto formalna.

W ciągu minionych kilku lat próbowałem zastosować nowszą wersję grupy renormalizacyjnej do problemów w fizyce cząstek elementarnych. Problem polega na opisanu oddziaływań między kwarkami, hipotetycznymi cząstkami, o których sądzimy, że tworzą protony, neutrony i mnóstwo pokrewnych cząstek. W pewnym sensie problem ten jest bardzo podobny do oryginalnego problemu renormalizacji w elektrodynamice kwantowej; z drugiej strony może być jednak traktowany jako zupełnie przeciwny.

W elektrodynamice kwantowej stwierdzamy, że ładunek elektronu wzrasta w miarę jak się do niego zbliżamy. W przypadku oddziaływania kwarków własność analogiczna do ładunku elektrycznego nazywana jest kolorem lub ładunkiem kolorowym i dlatego teoria oddziaływań kwarków została nazwana chromodynamiką kwantową. Gdy ładunek kolorowy kwarka jest mierzony w bliskiej odległości, to wydaje się, że znika on w miarę zmniejszania się tej odległości. W rezultacie dwa kwarki znajdujące się bardzo blisko siebie prawie wcale nie oddziałują: sprzężenie między nimi jest słabe. Z drugiej strony, gdy kwarki są odrywane od siebie, wtedy efektywny ładunek kolorowy wzrasta i stają się one silnie związane. Podczas gdy elektron indukuje kompensujący ładunek w otaczającej przestrzeni, to wydaje się, że kwark indukuje ładunek kolorowy tego samego typu, który zwiększa jego własny ładunek na dużej odległości. Rzeczywiście, powszechnie zaakceptowana hipoteza stwierdza, że efektywne sprzężenie między kwarkami wzrasta nieograniczenie, gdy odległość między nimi przekracza średnicę protonu, która wynosi około 10^{-13} centymetrów. Jeżeli jest to prawdą, to kwark mógłby być uwolniony z protonu tylko za cenę nieskończonej ilości energii. Kwarki byłyby więc uwięzione na stałe.

Jednym ze sposobów wyobrażania sobie wiązań kwarków jest skonstruowanie hipotetycznych linii sił między nimi. Wtedy siła sprzężenia jest proporcjonalna do liczby linii, przecinających powierzchnię pomiędzy cząstkami, przypadających na jednostkę powierzchni. W przypadku elektronów, gdy cząstki są rozdzielone, linie sił rozbiegają się w przestrzeni, tak że mniej linii przypada na jednostkę powierzchni. Gęstość linii maleje jak kwadrat odległości, co daje dla siły elektromagnetycznej znane prawo odwrotnej proporcjonalności do kwadratu odległości. Natomiast odnośnie kwarków, panująca hipoteza stwierdza, że linie sił nie rozbiegają się w przestrzeni, pozostają one uwięzione w cienkiej rurce albo nici, która bezpośrednio łączy kwarki. W rezultacie liczba linii przypadających na jednostkę powierzchni pozostaje stała niezależnie od odległości i kwarki nie mogą być rozdzielone. Chociaż powyższe wyjaśnienie uwięzienia kwarków przemawia do intuicji, to jest to wyłącznie wytłumaczenie jakościowe. Nikt dotychczas nie był w stanie wyprowadzić uwięzienia kwarków na podstawie chromodynamiki kwantowej, która jest podstawową teorią ich oddziaływań.

Problem uwięzienia posiada wiele skal długości oraz energii i jest zatem kandydatem do zastosowania metody grupy renormalizacyjnej. Sformułowałem wersję tego problemu,

w której kwarki zajmują węzły sieci w czterowymiarowej czasoprzestrzeni i w której są one połączone niemi biegnącymi wzdłuż linii łączących węzły. Sama sieć jest strukturą całkowicie sztuczną, nie posiadającą odpowiednika w rzeczywistej czasoprzestrzeni i ostatecznie musi ona zniknąć z teorii. Można to osiągnąć poprzez zbieganie z odstępem sieci do zera.

Podobnie jak w przypadku badania układów ferromagnetycznych, transformacja grupy renormalizacyjnej jest wielokrotnie zastosowana do sieci kwarków i nici. W ten sposób oddziaływanie kwarków może być analizowane na coraz większych odległościach. Pytaniem, na które trzeba odpowiedzieć jest czy linie sił pozostają uwięzione w wiązkach o kształcie rurek czy też rozbiegają się po sieci w miarę wzrostu skali długości. Obliczenia są bliskie granicy praktycznych możliwości obecnej generacji komputerów. Jak dotychczas, nie znam odpowiedzi.

Istnieje wiele innych problemów, które wydają się odpowiednie dla metod grupy renormalizacyjnej, ale nie zostały jeszcze sformułowane w taki sposób, by mogły być rozwiązane. Przesączenie się płynu przez ciało stałe, przykładowo woda przesączająca się przez glebę lub przez fusy z ziarenek kawy, pociąga za sobą gromadzenie się płynu na wielu skalach. Turbulencja w płynie przedstawia sobą problem o powszechnie znanej trudności, który od ponad stu lat opiera się próbom matematycznego opisu. Charakteryzuje się ona wieloma skalami długości. Na przykład przepływy turbulentne w atmosferze zmieniają się w skali od małych zawirowań kurzu aż do huraganów.

Problemem, który poddał się grupie renormalizacyjnej jest zjawisko Kondo w fizyce ciała stałego, nazwane tak od nazwiska japońskiego fizyka Juna Kondo. Efekt ten jest obserwowany w metalach niemagnetycznych, takich jak miedź, gdy zostają one zanieczyszczone atomami magnetycznymi o małym stężeniu. Najprostsze teorie przewidują, że opór elektryczny takiego metalu będzie malał w sposób ciągły wraz z obniżaniem temperatury. W rzeczywistości opór osiąga minimum w skończonej temperaturze, a następnie rośnie przy dalszym obniżeniu temperatury. Anomalia ta nie należała nigdy do nagłych problemów w fizyce, ponieważ jej wytłumaczenie nie wyjaśnia bardziej ogólnych własności ciał stałych, ale dręczyła ona fizyków przez ponad 40 lat, zawsze wydając się być poza zasięgiem dostępnych metod. Źródło trudności tkwi w tym, że elektrony przewodnictwa w metalu mogą mieć dowolną energię w zakresie kilku woltów, ale zaburzenia tej energii aż do poziomu 10^{-4} woltów są istotne. Problem został ostatecznie rozwiązany w roku 1974, gdy w ramach grupy renormalizacyjnej ukończyłem obliczenia energii elektronów we wszystkich temperaturach aż do bezwzględnego zera.

Godną uwagi jest niedawna seria rachunków grupy renormalizacyjnej, ponieważ jej przewidywania zostały potwierdzone doświadczalnie. Rachunki dotyczą modelu sieć-spin, w którym d równa się 2 i n równa się 2, lub innymi słowy dotyczą dwuwymiarowej sieci spinów o dwóch składowych. Udowodnione zostało, że w takim układzie spinowym nie może istnieć faza z długozasięgowym uporządkowaniem, ale oparte na grupie renormalizacyjnej badania przeprowadzone przez J. M. Kosterlitz z Uniwersytetu w Birmingham i Davida J. Thoulessa z Uniwersytetu w Yale pokazały, że zachowanie układu zmienia się gwałtownie w temperaturze krytycznej. Wnioski te zostały zastosowane do badań cienkich warstw nadciegłego helu 4, które także należą do klasy uniwersalności z $d = 2$ i $n = 2$.

W szczególności Kosterlitz i David R. Nelson z Uniwersytetu Harvarda przewidzieli skok w gęstości składowej nadciekłej warstwy. Od tego czasu skok taki został zaobserwowany doświadczalnie przez Johna D. Reppy z Cornell oraz przez innych badaczy i okazało się, że posiada on przewidywaną wielkość.

Z punktu widzenia całej pracy włożonej w grupę renormalizacyjną, mogłoby wydawać się, że dotychczas otrzymane wyniki są raczej skromne. Należy jednak pamiętać o tym, że problemy do których ta metoda jest stosowana należą do najcięższych problemów w fizyce. Gdyby takimi nie były, to dawno temu zostałyby rozwiązane łatwiejszymi metodami. Rzeczywiście, poważna liczba nierozwiązanych problemów w fizyce przypisuje swoje trudności różnorodności skal. Najbardziej obiecującą drogą do ich rozwiązania, nawet jeśli jest to droga mozolna, jest dalsze udoskonalenie metod grupy renormalizacyjnej.

Tłumaczył *Marek Napiórkowski*

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Literatura uzupełniająca

- K. G. Wilson, *The Renormalization Group and Block Spins: The Boltzmann Medal Address*, Publishing House of the Hungarian Academy of Sciences.
- K. G. Wilson, Critical Phenomena in 3, 99 Dimensions, *Physica* **73**, 119 (1974).
- M. E. Fisher, The Renormalization Group in the Theory of Critical Behaviour, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 597 (1974).
- K. G. Wilson, Renormalization Group Methods, *Adv. Math.* **16** (2), 170 (1975).
- K. G. Wilson, The Renormalization Group: Critical Phenomena and the Kondo Problem, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 773 (1975).
- P. Pfeuty, G. Toulouse, *Introduction to the Renormalization Group and to Critical Phenomena*, John Wiley and Sons 1977.

R Ó Ź N E

*Zofia Mizgier*Polskie Towarzystwo Fizyczne
Warszawa**Powstanie i rozwój Polskiego Towarzystwa Fizycznego.
Część III. Z dziejów fizyki polskiej w okresie 1939—1945 *****Foundation and Development of the Polish Physical Society.
Part III: Polish Physics in the Period of 1939—1945**

Abstract: In this third part of the chronicle, the author relates activities of Polish physicists (clandestine university teaching, scientific activity, projects for after-war reconstruction) during the war years (1939—45).

1. Wstęp

W okresie okupacji hitlerowskiej oficjalna działalność PTF została zawieszona. Część członków brała udział w walkach na różnych frontach, znajdowała się w obozach jenieckich i koncentracyjnych lub przebywając za granicą pracowała dla aliantów. W kraju Polskie Towarzystwo Fizyczne, podobnie jak inne polskie stowarzyszenia, istniało jednak nadal w nurcie podziemnym. Mandaty całego Zarządu Głównego wygasły, lecz Zarząd ten wybrany w r. 1938 w osobach: Stefana Pieńkowskiego, Czesława Białobrzeskiego, Władysława Kapuścińskiego, Józefa Patkowskiego (zm. 1942) [1] i Stanisława Ziemiczkiego — zdaniem jego przewodniczącego [2] — dopiero na pierwszym powojennym Walnym Zgromadzeniu zakończył swoją kadencję.

Zgodnie z wymaganiami niemieckiej polityki rasowej wczesną jesienią 1939 r. zostały zamknięte polskie szkoły średnie ogólnokształcące i nastąpiła likwidacja szkół wyższych

* Część I i II ukazały się: *Postępy Fizyki* 28, 361 (1977); 29, 67 (1978). (Przyp. Red.).

w Poznaniu, Lublinie i Krakowie. W Warszawie nie dopuszczono do ich otwarcia w 1939 r., lecz oficjalne zarządzenie o zamknięciu warszawskich szkół wyższych z końcem września 1939 r. ukazało się dopiero po roku: 14 września 1940 [3].

Cenna aparatura instytutów naukowych, m. in. fizycznych, była wywożona lub rozmyślnie niszczona (w przypadku Uniwersytetu Poznańskiego). Budynki w Warszawie — Zakłady Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej UW — w dalszych latach wojny stały się jeszcze ofiarą nalotów. Zawieszono wszystkie polskie czasopisma naukowe. Stopniowo też przestała przychodzić naukowa prasa zagraniczna [4].

Reakcja społeczeństwa polskiego na zamknięcie szkół średnich ogólnokształcących jest powszechnie znana. Z troski o byt narodu, z przekonania o konieczności upartej walki na każdym kroku, już na jesieni i zimą 1939/40 powstaje spontanicznie sieć kompletów tajnego nauczania i pomocy, np. dla wysiedlonych, w województwie warszawskim, kieleckim, lubelskim i krakowskim, ujęta z czasem we właściwe formy konspiracyjne (system piątkowy) przez organizacje nauczycielskie zrzeszone w Międzystowarzyszeniowej Komisji Porozumiewawczej (zebranie założycielskie 8. 12. 1939) [5]. Fizycy — nauczyciele stają wszędzie ofiarnie do pracy.

Działalność polskich nauczycieli akademickich, mająca na celu obronę nauki i twórczości naukowej wynika z tych samych pobudek i również rodzi się samoistnie bez z góry przewidzianego planu. Już w listopadzie 1939 r. powstają w Warszawie przy różnych katedrach Uniwersytetu Warszawskiego tajne konwersatoria dla starszych studentów, przetwarzając się stopniowo w ogólny ruch podziemnego nauczania akademickiego (1940 r.) o szerokim zasięgu i ustalonym programie, który ogarnia wszystkie wyższe uczelnie warszawskie, Uniwersytet Stefana Batoiego w Wilnie, a z czasem wszystkie polskie ośrodki naukowe. W 1942 r. do akcji tajnego nauczania przystępują profesorowie Uniwersytetu Jagiellońskiego i Akademii Górniczej, a nieco później wyższe uczelnie we Lwowie.

W ramach Departamentu Oświaty i Kultury w Delegaturze Rządu na Kraj (dyrektor — Czesław Wycech) powstaje Wydział (Dział) Szkół Wyższych i Nauki (1941) z własnym budżetem, a ofiary społeczeństwa uzupełniają fundusze oficjalne. Szersza działalność Wydziału rozpoczyna się z chwilą objęcia kierownictwa przez Stefana Pieńkowskiego w końcu 1941 r. [5].

Staje on na czele Komisji Szkół Wyższych i Nauki, utworzonej przy Departamencie Oświaty i Kultury. W skład jej wchodzi, poza Pieńkowskim (UW): Jan Miklaszewski (SGGW), Józef Zawadzki (PW), Józef Patkowski (USB), a po jego śmierci — Stefan Zaleski (UP i UW) i Zygmunt Szwejkowski (UP). W Krakowie współpracuje z Komisją Władysław Szafer, w Wilnie — Szczepan Szczeniowski, we Lwowie — Edmund Bulanda¹ i August Zierhoffer [6].

Poza „pracami na przyszłość”, o których będzie mowa w rozdz. 6, do głównych zadań Komisji należą: 1) realizacja nauczania akademickiego, 2) podtrzymywanie życia naukowego (badań lub piśmiennictwa), 3) pomoc dla pracowników naukowych i młodzieży, 4) rejestracja i ocena strat personalnych, inwentarzowych i budowlanych [7].

¹ W cytowanym artykule [6] podano błędnie: K. Bulanda. E. Bulanda był w czasie wojny rektorem tajnego UJK, podobnie jak W. Szafer — rektorem tajnego UJ.

2. Realizacja nauczania akademickiego

2.1. Uniwersytet Warszawski

Wobec tego, że wyższe uczelnie warszawskie w r. 1939/40 nie były jeszcze oficjalnie zamknięte, dzięki usilnym staraniom ich rektorów udało się uzyskać zgodę władz okupacyjnych na przeprowadzenie egzaminów końcowych² (na Uniwersytecie Warszawskim zgoda dotyczyła tylko Wydziałów: Matematyczno-Przyrodniczego, Lekarskiego, Farmacji i Weterynarii) w terminie do lipca 1940 oraz na uruchomienie, dzięki zabiegom kierowników poszczególnych katedr, pewnych mniej zniszczonych laboratoriów, jako „potrzebnych dla celów zdrowotnych i gospodarczych miasta”. W laboratoriach tych zabroniono jednak uprawiania jakiegokolwiek działalności dydaktycznej lub naukowej. Do jesieni 1940 r. powstało 7 zakładów badawczych w dawnych gmachach uniwersyteckich, a wśród nich: Zakład Pomiarów Fizycznych na Hożej 69 pod kierownictwem S. Pieńkowskiego i Zakład Fizyki Technicznej na Oczki 3 pod kierownictwem C. Biało-brzeskiego [8]. Pierwszy z nich, według informacji naocznego świadka, Jerzego Pniewskiego, zatrudniał oprócz kierownika kilku pracowników naukowych, których liczba ulegała zmianie, i dwóch naukowo-technicznych. Drugi z zakładów poza kierownikiem miał tylko jednego asystenta i woźnego. Istnienie tych laboratoriów pozwalało m. in. ochronić pomoce naukowe i biblioteki zakładów przed całkowitym rozgrabieniem. Zakład Fizyki Doświadczalnej został już ograbiony jesienią 1939 r. z książek i części przyrządów.

W zakresie podziemnego nauczania na Uniwersytecie Warszawskim, Wydział Matematyczno-Przyrodniczy do r. 1943 wchodził do „grupy nauk ścisłych” obejmującej ponadto: Medycynę, Farmację i Stomatologię. Kierował tą grupą pod względem organizacyjnym Marian Koczwara b. dyr. dep. M.W.R.i.O.P. Administracją kompletów zajmowały się: Irena Gieysztorowa i Wanda Karpowicz [9].

Do najczynniejszych sekcji Wydz. Mat.-Przyr. należała sekcja fizyczna, kierowana przez S. Pieńkowskiego [10]. Rozpoczęła ona działalność jesienią 1940 r. Ćwiczenia laboratoryjne odbywały się w Państwowej Wyższej Szkole Technicznej (por. rozdz. 2.2) na terenie zamkniętej Politechniki Warszawskiej. Prowadził je ówczesny asystent tej szkoły Włodzimierz Ścisłowski. W r. 1943/44 słuchacze III i IV roku tajnych studiów uniwersyteckich odrabiali tam II pracownię fizyczną korzystając z przyrządów Zakładu Fizycznego I Politechniki Warszawskiej, a częściowo z przyrządów Zakładu Fizyki Doświadczalnej UW. Prace doświadczalne na wyższym poziomie wykonywano w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UW na Hożej, gdzie istniała już oficjalna pracownia pomiarów fizycznych dla instytucji komunalnych.

W r. 1943/44 sekcja liczyła 6 kompletów i około 60 słuchaczy. Grono wykładowców na sekcji fizycznej stanowili: Jan Błaton, Władysław Kapuściński, Stefan Kulczycki³,

² Było to jeszcze w okresie istnienia — przy Referacie Szkolnictwa w Urzędzie Szefa Dystryktu warszawskiego — polskiej Komisji Likwidacyjnej Ministerstwa W. R. i O. P., której wyższe uczelnie warszawskie podlegały pod względem administracyjnym. Ogółem w r. akad. 1939/40 wydano na UW 529 dyplomów.

³ T. Manteuffel zamiast S. Kulczyckiego wymienia „dr Kulczyńskiego”. Jest to prawdopodobnie błąd korektorski. Kilku b. słuchaczy sekcji fizycznej stwierdza, że słuchali wykładów Kulczyckiego, a nie można znaleźć wiadomości o matematyku Kulczyńskim.

Kazimierz Kuratowski, Antoni Łaszkiwicz, Stefan Mazurkiewicz, Józef Patkowski, Cezary Pawłowski, Stanisław Pleśniewicz, Witold Pogorzelski, Andrzej Sołtan, Leonard Sosnowski, Włodzimierz Ścisłowski, Witold Tomassi i Zenon Waraszkiewicz [10].

Przez wszystkie lata wojny, aż do powstania, prof. Pieńkowski prowadził w Zakładzie na Hożej, a po jego likwidacji — w mieszkaniu prywatnym, konwersatorium dla zaawan-

Tabela 1

Komplety Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego UW w latach 1940/41—1943/44 [11]

| Rok akademicki | Liczba kompletów | | | |
|----------------|---------------------------------------|--|---------------------------------------|---------------------------------------|
| | biologii | fizyki | geografii | matematyki |
| 1940/41 | 1 | 1 | | |
| 1941/42 | 1 (I r. studiów) | 1 (I r. studiów) 1 (II r. studiów) | | |
| 1942/43 | 1 (I r. studiów) 1 (II r. studiów) | 2 (I r. studiów) 1 (II r. studiów) 1 (III r. studiów) | 1 (I r. studiów) | 1 (I r. studiów) |
| 1943/44 | 1 (I r. studiów) 1 (II r. studiów) | 2 (I r. studiów) 2 (II r. studiów) 1 (III r. studiów) 1 (IV r. studiów) | 1 (I r. studiów) 1 (II r. studiów) | 1 (I r. studiów) 1 (II r. studiów) |

Uwaga: tabela nie obejmuje kompletów sekcji chemicznej UW połączonej organizacyjnie z sekcją chemiczną PW.

sowanych słuchaczy i asystentów; zdarzało się, że brali w nim udział także fizycy spoza Warszawy [12]. Seminarium dla słuchaczy niższych lat studiów odbywały się pod kierunkiem J. Błatona i L. Sosnowskiego.

Prof. Białobrzęski prowadził, również w swoim mieszkaniu, wykłady i konsultacje dla studentów. Ponadto urządzał u siebie systematycznie tajne zebrania fizyków i filozofów, poświęcone zagadnieniom podstaw filozoficznych fizyki [13].

Na sekcji chemicznej Uniwersytetu Warszawskiego wykładali fizykę W. Kapuściński, W. Ścisłowski, L. Sosnowski, a na sekcji biologicznej — W. Kapuściński i J. Pniewski.

Na I roku studiów Wydziału Lekarskiego wykłady fizyki prowadzili: Andrzej Sołtan, Cezary Pawłowski, Władysław Kapuściński, Leopold Jurkiewicz i Stanisław Morkowski [14]. Według informacji Jerzego Pniewskiego wykładał on z S. Morkowskim również na farmacji.

W podziemnej SGGW pracowali na kompletach fizycy: Józef Patkowski i Teodor Kopcewicz [15].

Na kompletach medycznych w getcie warszawskim wykładali członkowie PTF, fizykochemicy Mieczysław Centnerszwer i Hilary Lachs [16].

Zajęcia odbywały się w mieszkaniach prywatnych, częściowo u profesorów, i nosiły charakter seminariów o ściśle ograniczonej liczbie słuchaczy.

Po powstaniu warszawskim utworzono nowe ośrodki tajnego nauczania akademickiego, głównie w Częstochowie i w Kielcach. Pracę rozpoczęto już w listopadzie 1944 r. [7].

2.2. Politechnika Warszawska

Wiosną 1940 r. Politechnika, podobnie jak inne wyższe uczelnie warszawskie, korzystała z zezwolenia na przeprowadzenie egzaminów końcowych (do 1. 7. 1940), z tą tylko różnicą, że zezwolenie dla tej uczelni cofnięto już w końcu maja 1940 r. Mimo to udało się wydać na wszystkich wydziałach łącznie 170 dyplomów.

Politechnika Warszawska skorzystała również w 1940 r. z możliwości otwarcia zakładów badawczych dla celów gospodarczych i przemysłowych. Między innymi powstał Zakład Fizyki Technicznej pod kierownictwem M. Wolfkego (oba Zakłady Fizyki PW — Zakład I Mieczysława Wolfkego i Zakład II Stanisława Kalinowskiego — zostały ograbione przez Niemców już w listopadzie 1939 r.) [17]. Przy zakładach badawczych profesorowie Politechniki organizują tajne nauczanie w postaci kompletów lub wprowadzają swoich słuchaczy do różnych oficjalnych kursów i szkół zawodowych. Stan ten trwa do 20. 4. 1942, tj. do chwili otwarcia, dzięki usilnym staraniom wspomnianego Wydziału Szkół Wyższych i Nauki [5], Państwowej Wyższej Szkoły Technicznej — na terenie dawnej Politechniki. Fizykę wykładają w PWST Mieczysław Wolfke, Tadeusz Toniszewski, Włodzimierz Ścisłowski i Henryk Łączyński [18]. Szkoła liczy ok. 3000 młodzieży, z tego ok. 750 osób po jedno-, dwu- lub trzyletnich studiach przedwojennych. Wiadomości tych studentów trzeba uzupełniać konspiracyjnie.

Atmosferę na takich zajęciach „nieoficjalnych” maluje dobrze wspomnienie W. Ścisłowskiego [18]. Na prośbę studentów z Chemii Technicznej PWST prowadził on dla nich wykłady uzupełniające pod firmą „konsultacji”. Podczas któregoś z wykładów ostrzeżono go telefonicznie, że Niemcy weszli do budynku. Zanim jednak dotarli oni do sali, w której był wykład, udało się spalić w piecyku węglowym tajne dokumenty z szuflad biurka Toniszewskiego, a znaleziony tam pistolet schować na podeście schodów przy strychu. Wielka była konsternacja Ścisłowskiego, gdy po skończonej rewizji nie odnalazł już pistoletu — zabrali go studenci.

Zakłady, które miały możliwość prowadzenia prac na zlecenie przemysłu, stały się szybko ośrodkami nie tylko konspiracyjnego nauczania, ale i nielegalnych prac badawczych. Tak np. pod kierunkiem Janusza Groszkowskiego wykonano w 1944 r. badania uzyskanych części rakiety V2 i radaru [19].

W Zakładzie Fizyki I PW mieściło się do czerwca 1944 r. konspiracyjne laboratorium fotograficzne, nastawione na reprodukowanie niemieckich podpisów i fabrykację „lewych” dokumentów osobistych. W laboratoriach Zakładu Fizyki I wykonano też kilka teleobiektywów na zamówienie władz AK [20].

O powiązaniu pracowni PW z tajnym nauczaniem fizyki na UW była już mowa powyżej.

2.3. Uniwersytet Poznański — Uniwersytet Ziem Zachodnich

Ze szczególną pasją niszczył okupant stan posiadania Uniwersytetu Poznańskiego. Księgozbiory palono, część aparatury laboratoriów wyrzucano przez okna [21], część później wywieziono do Rzeszy, a w 1941 r. założono Reichsuniversität Posen. Takiej zaciekłości w stosunku do nauki i kultury państwa okupowanego nie było w żadnym innym z krajów zajętych przez hitlerowców. Dziekan Wydziału Lekarskiego UP, Stanisław Kalandyk, profesor fizyki medycznej, został rozstrzelany w styczniu 1940 r. Stanisław Dobiński, fizyk, zastępca profesora UP, umarł z ran odniesionych przy obronie Warszawy [22].

Profesorowie Uniwersytetu Poznańskiego pierwsze kontakty ze studentami nawiązują w grupach zakładników wojennych lub w obozach przejściowych dla wysiedleńców [23]. Znalazszy się w Warszawie — już w listopadzie 1940 r. organizują tajny Uniwersytet Ziem Zachodnich dla młodzieży wysiedlonej ze Śląska, Poznańskiego i Pomorza, równorzędny pod względem liczby słuchaczy z podziemnym Uniwersytetem Warszawskim [24]. Najpierw powstają Wydziały Prawny i Humanistyczny, w 1942/43 Lekarski i Farmaceutyczny, a dopiero w 1943/44 zespół studentów chemii jako zaczątek Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego. Na Wydziale Lekarskim wykłady z fizyki prowadzą: Irena Bóbr-Modrakowa, Andrzej Sołtan, Władysław Kapuściński z Warszawy i Mikołaj Wojciechowski z Poznania, w zespole studentów chemii: Jan Blaton, fizyk, wykłada matematykę, a Leonard Sosnowski fizykę [25]. Ze wspomnień W. Kapuścińskiego [26] wynika, że pracował on łącznie w czasie okupacji (w szkolnictwie wyższym tajnym i oficjalnym zawodowym — na kursach medycznych) czterdzieści parę godzin tygodniowo!

Ze względu na rozproszenie wysiedleńców po różnych miastach powstają filie Uniwersytetu Ziem Zachodnich — sieć kompletów nauczania akademickiego w Milanówku, Grodzisku Mazowieckim, Częstochowie, Kielcach, Jędrzejowie, Ostrowcu Świętokrzyskim i Radomsku [24].

Na Kursach Uniwersyteckich UZZ w Kielcach w r. 1943/44 wykłady fizyki dla medyków i chemików prowadzą Czesław Kanafojski i Hanna Smuszkowicz, a w Częstochowie dla medyków — Jadwiga Mońkówna. Po powstaniu warszawskim, Jerzy Pniewski wykłada w Kielcach fizykę dla studentów medycyny i chemików UZZ oraz dla studentów kierunku technicznego⁴. Na Wydziale Lekarskim UZZ w Częstochowie prowadzą wówczas wykłady fizyki doświadczalnej Czesław Białobrzeski i Zygmunt Manczarski, a w Grodzisku Mazowieckim — Władysław Kapuściński. Głównym ośrodkiem UZZ staje się jednak w tym czasie Kraków [27].

2.4. Uniwersytet Jagielloński i Akademia Górnicza

W dniu 6 listopada 1939 r. podczas tzw. „Sonderaktion Krakau” wśród 183 pracowników naukowych Uniwersytetu Jagiellońskiego i Akademii Górniczej zaaresztowanych i wywiezionych do obozu w Sachsenhausen, znajdowali się następujący fizycy: Adam Bielecki, Dobiesław Doborzyński, Mieczysław Jeżewski i Arkadiusz Piekara. Po trzech

⁴ Według informacji J. Pniewskiego.

miesiącach wrócili tylko starsi profesorowie, a młodszy, docenci i asystenci — z końcem 1940 r. lub na początku 1941 r. [28]. Konstanty Zakrzewski, który szczęśliwie uniknął aresztowania, zajął się studentami UJ, którym należało umożliwić tajne ukończenie studiów [29] (wydawano świadectwa antydatowane). Po powrocie z obozów, jeszcze przed zorganizowaniem podziemnego uniwersytetu, inni profesorowie również włączali się do pracy z młodymi fizykami.

Akademia Górnicza, pozbawiona głównych budynków, została przetworzona na szkołę zawodową Górniczo-Hutniczo-Mierniczą, w której jednak przeważnie utrzymał się dawny personel, gwarantując wysoki poziom nauczania.

Oddział Krakowski PTF nie działał jako taki, lecz fizycy spotykali się w małych grupach, w zależności od wspólnych zainteresowań naukowych. Teoretycy: Adam Bielecki, Antoni Raabe i Bronisław Średniawa odbywali zebrania pod kierunkiem prof. Jana Weysenhoffa ⁵, który wrócił ze Lwowa w 1941 r., a fizycy doświadczalni: Jerzy Gierula, Jan Wesołowski, Tadeusz Piech, Mieczysław Wierzbicki i Józef Kalisz brali udział w seminarium z fizyki jądrowej, prowadzonym przez doc. Mariana Mięśowicza. Między tymi dwiema grupami istniały zresztą wzajemne kontakty. Późniejsi profesorowie: J. Gierula, Jerzy Rayski i B. Średniawa kontynuowali rozpoczęte przed wojną studia i przygotowywali prace doktorskie. J. Wesołowski zdał konspiracyjnie egzaminy na stopień doktora — pracę wykonał jeszcze przed wojną [31, 32].

Zorganizowane podziemne nauczanie na poziomie uniwersyteckim (tajne zespoły studentów z wojenną już maturą) rozpoczęło się w Krakowie z inicjatywy M. Małeckiego w maju 1942 [33], niedługo po powrocie większości profesorów z obozów koncentracyjnych. Rektorem tajnego UJ był Władysław Szafer ⁶, rektorem tajnej AG — Walery Goetel.

Na kierunku matematyki i fizyki wykładali na kompletach: Konstanty Zakrzewski, Jan Weysenhoff i Stefan Fabiani. Na innych kierunkach wykłady fizyki prowadzili: Konstanty Zakrzewski, Mieczysław Jeżewski, Marian Mięśowicz, Arkadiusz Piekara, Tadeusz Piech, Tadeusz Nayder, Aleksy Jagielski, Jan Wesołowski, Mieczysław Wierzbicki i dwaj „konspiracyjni” magiŝtry J. Gierula i B. Średniawa, a ponadto: Bogdan Kamieński (chemik), Tadeusz Ważewski i Stanisław Turski (matematycy) oraz Lidia Stankiewicz (astronom) [36]. Wobec zamknięcia bibliotek korzystano tylko z pewnej liczby nowszych podręczników fizyki i matematyki, wyniesionych na początku okupacji z jeszcze nie opieczetowanego lokalu Studenckiego Koła Mat. i Fiz., a zwróconych potem po wyzwoleniu [37].

Wielkie trudności nastroczały próby organizowania ćwiczeń laboratoryjnych. Po zamknięciu Uniwersytetu część przyrządów z Zakładu Fizyki udało się przenieść do mieszkań prywatnych. Przy adaptacji gmachu im. A. Witkowskiego na użytek „Ostinstitut” rozebrano i usunięto cenne aparaty, powodując bardzo poważne straty [38]. Mimo to

⁵ O działalności grupy J. Weysenhoffa w czasie okupacji pisze B. Średniawa m. in. w pracy [30].

⁶ Referaty W. Szafera i W. Goetla wygłoszone na sesji poświęconej tajnemu nauczaniu w Polsce południowej (kwiecień 1970 r.) dają barwny obraz polskiego podziemia naukowego w ówczesnym, okupowanym Krakowie [34, 35].

J. Gieruli, który wykładał na kompletach dla studentów chemii, biologii i medycyny w prowadzonym przez siebie zakładzie zegarmistrzowskim, udało się przygotować kilkanaście ćwiczeń (m. in. moduł Younga i skręcenie płaszczyzny polaryzacji) przy pomocy słuchaczy. Była to dla nich szkoła samodzielności [39].

2.5. Uczelnie we Lwowie i Wilnie

We Lwowie władze radzieckie uruchomiły wszystkie wyższe uczelnie (z językiem urzędowym ukraińskim).

Na Uniwersytecie w Katedrze Fizyki pracował Marian Puchalik. Funkcje kierownicze pełnili: B. Milińczuk (uczeń W. Rubinowicza) i przybyły ze wschodu Litwinienko.

Na Politechnice w Katedrze Fizyki byli zatrudnieni: Zygmunt Klemensiewicz (który później z armią Andersa przedostał się na Zachód), Tadeusz Malarski, Jan Nikliborc i kilku asystentów (wśród nich Józef Szpilecki). Przybył również do Lwowa J. Weysenhoff. Kierownikiem Katedry został Rosjanin (Polak z pochodzenia) — Andrzejewski. Liczba studentów z kilkudziesięciu wzrosła do tysiąca. Było wśród nich wielu Polaków z fali ewakuacyjnej, która wobec wejścia Rosjan zatrzymała się we Lwowie. Studenci Polacy znajdowali wśród polskich profesorów i asystentów oparcie i pomoc, a później mieli ułatwione zaliczanie studiów po wojnie. Mimo że językiem urzędowym był ukraiński, wykładający Polacy, nie mając w nim wprawy, posługiwali się językiem polskim [40].

Po wkroczeniu do Lwowa Niemców w lipcu 1941 r. rozstrzelano 170 osób, profesorów wyższych uczelni i innych przedstawicieli inteligencji. Szkoły wyższe zostały zamknięte. W r. 1942 otworzono tylko Państwowe Lwowskie Kursy Zawodowe o kierunku technicznym, medycznym, farmaceutycznym i handlowym pod zarządem niemieckim, bez prawa nadawania stopni magistra czy inżyniera [24, 41].

Dawni pracownicy Politechniki, zamienionej na „Technische Fachkurse”, pozostali na swoich stanowiskach. Warunki pracy znacznie się pogorszyły. Katedrę Fizyki z częścią przyrządów wysiedlono do ciasnych pomieszczeń w gmachu Marii Magdaleny przy ul. Nikorowicza. Kierownikiem Kursów był profesor — Niemiec, z dwoma pomocnikami: Polakiem i Ukraińcem. Urzędowym językiem był niemiecki, a dopuszczalnym ukraiński, ale nie respektowano tego i każdy z wykładowców używał tego języka, jaki mu był wygodny. Liczba studentów Kursów Technicznych wynosiła rocznie ok. tysiąca. Mimo wielkiego obciążenia wykładami T. Malarski poświęcał dużo czasu na dyskusje naukowe z asystentami i na pisanie skryptu [40].

Działalność wszystkich wymienionych kursów zawodowych usuwała potrzebę wprowadzania studiów konspiracyjnych w reprezentowanych przez nie kierunkach.

Nauczanie w trybie tajnym odbywało się we Lwowie głównie na kierunkach prawa i humanistyki [24], ale nie wyłącznie, jak to stwierdza następujący wyjątek z przechowywanego przez rodzinę pamiętnika Wojciecha Rubinowicza:

„Brałem także udział w tajnym nauczaniu uniwersyteckim. Oprócz studentów, którzy studiowali inne przedmioty, nie fizykę, jako specjalność, np. medycynę, moim najlepszym studentem fizyki był późniejszy prof. Roman Stanisław Ingarden, który jednak bardzo



Kierownictwo Departamentu Oświaty i Kultury. Siedzą od lewej: Stanisław Tazbir (z-ca dyr. Dep.), Stefan Pińkowski (kier. Działu Szkół Wyższych i Nauki), Czesław Wycech (dyr. Dep.), Stanisław Lorentz (kier. Działu Kultury i Sztuki), Wacław Schayer (Skr. Generalny), Ewa Szymkiewiczowa (łączniczka); stoją od lewej: Antoni Czekalski (II z-ca dyr. Dep.), Stefania Lasowy (łączniczka), Marian Jaworski (łącznik), Leszek Klima (kier. Wydz. Organizacyjnego Sekretariatu Generalnego) (zdjęcie wykonane w 1945 r., ze zbiorów Stefanii Lasowy)

mało korzystał z moich porad, bo zawsze samodzielnie pracował” (podał syn profesora, Jan Rubinowicz)⁷.

W Wilnie podziemne studia rozpoczęły się już w r. 1940 [42]. Uniwersytet Stefana Batoro od jesieni 1939 r. czynny był jako uczelnia litewska, pod okupacją niemiecką został zamknięty, a wielu profesorów uwięzionych lub zesłanych do obozów. Henryk Niewodniczański i Szczepan Szczeniowski pozostali w Wilnie i włączyli się w akcję tajnego nauczania. Słuchaczami konspiracyjnych kompletów fizyki byli m. in. Andrzej Hrynkiewicz i Danuta Kunisz, późniejsi profesorowie UJ [43].

Podziemne studia istniały również w ramach Wydziałów Humanistycznego i Lekarskiego. Tajne zdawanie egzaminów było możliwe przez cały czas wojny [24, 42].

Dane oficjalne w skali ogólnopolskiej [7] zestawiają jedynie porównawczo liczby słuchaczy objętych tajnym nauczaniem w poszczególnych ośrodkach, bez specyfikacji na różne kierunki studiów: Warszawa — 3561, Kraków — 400, Lwów — 149, Wilno — 65⁸.

2.6. Uwagi ogólne

Organizatorzy tajnego nauczania działali stale pod groźbą co najmniej wywiezienia do obozu. Do wielkich trudności w ich pracy należały nieustanne zabiegi o właściwą lokalizację, o zapewnienie maksimum bezpieczeństwa (np. na Politechnice Warszawskiej przyjmowano na tajne studia za poręczeniem profesora lub dwóch kolegów z kompletów [44], na UZZ wymagano złożenia specjalnej przysięgi). Dalszą trudność przedstawiały starania o dobór odpowiednich wykładowców i wreszcie o zaopatrzenie w pomoce naukowe: książki i podręczniki, co nie było rzeczą łatwą wobec zamknięcia przez okupanta bibliotek państwowych.

A oto podsumowanie wyników: „Wydajność pracy młodzieży była, uwzględniając jej warunki, bardzo dobra. Częstokroć poziom przewyższał przedwojenny. Czynnikiem dodatnimi była naturalna selekcja, stały osobisty kontakt pomiędzy profesorami i słuchaczami zgrupowanymi w małe zespoły i wreszcie owo nastawienie woli zdobywania wiedzy wbrew wszystkim przeszkodom zewnętrznym; sam akt uczenia się był walką a utrzymywanie ciągłości studiów było zwyciężaniem” [7].

3. Nauka i piśmiennictwo naukowe

Jak już powiedziano poprzednio, jedną z funkcji Komisji Szkół Wyższych i Nauki stanowiło podtrzymywanie życia naukowego, czy to przez umożliwienie prac badawczych, czy przez popieranie piśmiennictwa naukowego [7].

Cel ten osiągnano przez wyszukiwanie dla pracowników naukowych środków zarobko-

⁷ O konsultacjach prof. Rubinowicza dla starszych studentów fizyki wiadomo również dzięki informacjom Romana S. Ingardena.

⁸ W porównaniu z innymi źródłami liczba ta wydaje się zbyt niska — por. [42].

wania, zdobywanie potrzebnych książek, ułatwianie kontaktów z laboratoriami instytucji przemysłowych, czy z zakładami badawczymi pracującymi legalnie za zgodą okupanta.

Z dziedziny fizyki Pieńkowski wymienia jako wykonane prace: z teorii sprężystości, budowy cząstek elementarnych, jasności gwiazd, zasięgu krótkofalowego widma słonecznego, z optyki atomowej i cząsteczkowej, analizę widmową wód, zmienność oświetlenia słonecznego i jego anizotropię, pochłanianie nadfioletu, czy też prace z fizyki technicznej dla przemysłu, jak: wydajność świetlna źródeł, badania dielektryków [7].

Drogą subwencji na opracowanie monografii i podręczników popierano piśmiennictwo naukowe. Na prace z fizyki udzielono 7 subwencji [5].

Pieńkowski w cytowanym artykule podaje nawet terenowy rozkład prac dotowanych przez Komisję: Warszawa 282, Kraków 150, Lwów 28, Wilno 10. Tematycznie prace z nauk ścisłych stanowiły ok. 20%. Z dorobku wojennego uczonych warszawskich ocalało w czasie powstania zaledwie 5%, prace krakowskie i lwowskie przechowały się w całości [7].

Wykaz prac z nauk matematyczno-przyrodniczych wykonanych w Polsce podczas okupacji, ogłoszony przez Polską Akademię Umiejętności w 1947 r., przytacza 38 rozpraw z dziedziny fizyki (i fizykochemii) z okresu 1939—45, wydanych oraz tych, które uległy zniszczeniu częściowo lub całkowicie [45]. Wykaz zawiera prace: I. Adamczewskiego, C. Białobrzeskiego, S. Dąbrowskiego, S. Dąbrowskiego z L. Krygowskim, K. Gumińskiego, M. Jeżewskiego i M. Mięśowicza, B. Kamińskiego, H. Niewodniczańskiego z F. Gaworzewskim, z F. Lipińskim i z F. Pisklakiem, A. Piekary, J. Weysenhoffa, J. Weysenhoffa z A. Raabem oraz J. F. Wiśniewskiego. Jest tam obszerne, dziesięciostronicowe streszczenie dzieła C. Białobrzeskiego „Fondaments épistémologiques de la Physique” (Podstawy poznawcze fizyki), którego dwa ukończone tomy, chociaż przepisywane w kilku egzemplarzach i przechowywane w Warszawie w kilku miejscach, przepadły bezpowrotnie w czasie powstania.

Częściowe uzupełnienie wykazu PAU stanowią nieogłoszone drukiem wyniki ankiety Zarządu Głównego Związku Nauczycielstwa Polskiego z 1976 r., o której pisze M. Walczak w książce *Szkolnictwo wyższe i nauka polska w latach wojny i okupacji 1939—1945* [46]. Z 32 rozpraw z dziedziny matematyczno-przyrodniczego autor podaje tylko niektóre, wśród nich z fizyki: S. Kalinowskiego, K. Jantzena (z geofizyki), S. Manczarskiego, J. Weysenhoffa.

Pośród podręczników wydanych konspiracyjnie w czasie wojny M. Walczak cytuje z fizyki M. Wolfkego *Fizyka cz. II — Ciepło i cz. III — Elektryczność i Magnetyzm*, I. Adamczewskiego — *Krótki zarys fizyki*. Ponadto W. Kapuściński wydał dla studentów Wydziału Lekarskiego UZZ „małe skrypta” z termodynamiki i optyki [47].

O opracowanych w czasie wojny (m. in. przez prof. Ludwika Wertensteina i profesorów Politechniki Warszawskiej Hubera, Nikliborca i Stefanowskiego), a nie wydanych dotychczas materiałach do pięcioletniego słownika fizyki była mowa w cz. II artykułu „Powstanie i rozwój PTF” [48].

„Praca naukowa polskich uczonych podczas okupacji” — pisał W. Szafer, rektor tajnego Uniwersytetu Jagiellońskiego — „była wynikiem wewnętrznej konieczności twórczej, cechującej każdego prawdziwego naukowca, przy czym warunki zewnętrzne pracy, nadzwyczaj ciężkie, schodziły na dalszy plan” [49].

Warto jeszcze nadmienić, że w pierwszym roku okupacji (1939—1940) wykończono potajemnie, nakładem Kasy im. Mianowskiego, druk *Promieniotwórczości* M. Skłodowskiej-Curie w przekładzie i z uzupełnieniami L. Wertensteina [50]. W chwili wybuchu wojny był też na ukończeniu druk nowego wydania II tomu *Zasad Fizyki* A. Witkowskiego w opracowaniu zbiorowym W. Dziewulskiego, J. Patkowskiego, W. Staszewskiego i J. Weyssenhoffa pod redakcją S. Szczeniowskiego (132 ark. druku) [51]. Wydanie to uległo całkowitemu zniszczeniu w Wilnie⁹.

4. Pomoc dla pracowników naukowych i dla młodzieży

Pomoc dla profesorów wyższych uczelni, docentów, asystentów oraz specjalnego personelu technicznego, dla wdów i sierot, dla rodzin uwięzionych i zesłanych do obozów obejmowała zasiłki pieniężne, opiekę lekarską, środki lecznicze oraz artykuły żywnościowe. Pomocą tą poza ośrodkami w Generalnej Gubernii objęte były też Lwów i Wilno. Fundusze na ten cel czerpano z Delegatury Rządu oraz z darów i dotacji z różnych źródeł.

Pomoc dla pracowników naukowych przybierała czasem formy wspomnianych już wyżej subwencji na konkretne dzieła, na prace doktorskie czy habilitacyjne. Przyznawano również stypendia dla uczącej się młodzieży — po pierwszych egzaminach lub dla dyplomatów rokujących dobre nadzieje na przyszłość [7, 53]. Opieka nad naukowcami odegrała bardzo ważną rolę szczególnie po ewakuacji Warszawy po powstaniu.

Niezależnie od świadczeń pochodzących z Delegatury Rządu na Kraj podkreślić trzeba liczne wśród członków PTF przypadki wzajemnej pomocy dla osób zagrożonych, czy to ze względów rasowych, czy innych.

5. Rejestracja i ocena strat wojennych

Poza nadzorowaniem, o ile to było możliwe, stanu materialnego poszczególnych zakładów wyższych uczelni olbrzymi wysiłek włożono w rejestrację i ocenę strat wojennych: inwentarzowych, budowlanych i personalnych, w przewidywaniu, że w przyszłym traktacie pokojowym Polska będzie pełnoprawnym uczestnikiem i roszczenia jej zostaną w pełni zaspokojone [6].

Komisja złożona głównie z rektorów warszawskich szkół akademickich (S. Pieńkowski — Uniwersytet Warszawski, J. Miklaszewski — Szkoła Główna Gospodarstwa Wiejskiego, J. Zawadzki — Politechnika Warszawska) rozpoczęła rejestrację już od końca 1939 r. Oceny dokonywano indywidualnie dla każdego zakładu na podstawie opinii specjalistów — lub przyjmując pewne ustalone normy [7]. Streszczenia referatów Komisji z pierwszych lat okupacji opublikowano w Londynie (1944 r.), lecz późniejsze wypadki zmieniły znacznie obraz z okresu przedpowstaniowego [6].

⁹ Po wojnie Szczepan Szczeniowski, korzystając z ocalałych materiałów i wprowadziwszy niezbędne poprawki, przygotował II tom *Zasad Fizyki* (wyd. 3) do druku. Tom ten ukazał się w r. 1948 [52].

6. Planowanie na przyszłość

6.1. Odbudowa i rozbudowa szkół akademickich

W zakres prac „dla jutra” Komisji Szkół Wyższych i Nauki wchodziły plany: 1) odbudowy i rozbudowy szkół akademickich, 2) zagadnień ustrojowych szkolnictwa wyższego, 3) organizacji badań naukowych.

Pierwszy z tych punktów wiązał się ściśle z omawianą wyżej rejestracją strat. Plany odbudowy i rozbudowy dotyczyły poszczególnych zakładów, a więc i fizycznych, z dokładnym uwzględnieniem potrzeb inwentarzowych w zastosowaniu do przewidywanych warunków Polski powojennej. Był tam plan sytuacyjny przyszłego Uniwersytetu Warszawskiego, a dla Uniwersytetu Jagiellońskiego szkice budowlane szeregu gmachów wydziałowych i muzeów w skali 1:200. Większość tych materiałów spaliła się w Warszawie w r. 1944 [7].

6.2. Zagadnienia ustrojowe szkolnictwa wyższego

Wiele starań włożono w sprawę ustroju powojennych szkół wyższych i organizacji badań naukowych. Po nawiązaniu kontaktu z różnymi środowiskami akademickimi i wstępnych dyskusjach, aby jak najlepiej wypełnić obowiązki nauki polskiej wobec oczekujących ją zadań, przygotowano „Ankiętę w sprawie badań i organizacji szkół akademickich” [54], w której zawarto wyniki wstępnych rozważań oraz nasuwające się wątpliwości. Ankiętę rozesłano poprzez kordony do wszystkich profesorów polskich wyższych uczelni. Otrzymano trzydzieści kilka odpowiedzi, przeważnie na wysokim poziomie, w tym kilka zbiorowych, opracowanych przez Rady Wydziałowe.

Tekst ankiety ocalał, lecz wszystkie odpowiedzi, zarówno jak i próby wstępnego opracowania wyników, uległy zniszczeniu podczas powstania. Wiadomo jednak, że jako zadania szkół akademickich, większość respondentów wysunęła: 1) prowadzenie badań naukowych i przygotowanie pracowników naukowych, 2) przygotowanie dla różnych zawodów fachowców, wdrożonych do pracy twórczej.

Jako naczelne zadanie szkół wyższych uznała Komisja „odbudowę człowieka”, tj. przygotowanie w jak najszybszym czasie (8 lat?) odpowiedniej liczby ludzi z wyższym wykształceniem, zdolnych zapełnić olbrzymie luki wywołane wojną i rozmyślnym likwidowaniem inteligencji twórczej [6].

Aby osiągnąć ten cel, postulowano: skrócenie przeciętnego czasu studiów przez zapewnienie odpowiedniej pomocy materialnej dla młodzieży, dwustopniowość studiów, wprowadzenie stanowiska nauczyciela akademickiego (docenta etatowego — między profesorem i asystentem), konieczność bliższego kontaktu profesora ze studentami, surowszych rygorów studiów, przygotowanie podręczników, przeniesienie punktu ciężkości nauczania z wykładów na seminaria i ćwiczenia, zwiększenie i należyte uposażenie personelu nauczającego.

Wnioski do jakich doszła Komisja w sprawach podstawowych opracowano w r. 1943 w postaci „Memoriału w sprawie wyższych uczelni” [55], opublikowanego w organie Departamentu Oświaty i Kultury.

6.3. Organizacja badań naukowych

Nad zagadnieniem organizacji przyszłych badań naukowych obradowała specjalna Podkomisja w porozumieniu z przedstawicielami techniki i wojskowości.

Ustalono, że sprawy nauki należy oddzielić organizacyjnie od innych spraw kultury narodowej. Przy popieraniu przez państwo badań naukowych należy wprowadzić planowość. W zakresie nauki planowość winna się ograniczać do ułatwiania pracy, do rejestrowania tematów zaniedbywanych, do przygotowania odpowiednich kadr, nie może jednak narzucać badaczom tematów pracy.

W warunkach powojennych, wobec braku ludzi z odpowiednimi kwalifikacjami, nie należy tworzyć nowych instytutów badawczych, konieczne jest natomiast lokalizowanie badań w specjalnych oddziałach badawczych przy szkołach akademickich (z późniejszym rozszerzeniem na instytuty). Dla koordynacji badań należy powołać komisje fachowe złożone ze specjalistów — badaczy danej dziedziny, a dla koordynacji prac tych komisji — Komitet Badań Naukowych, zarządzający Funduszem Badań Naukowych [6]. Fundusze na cele odbudowy szkolnictwa wyższego i nauki projektowano czerpać z przewidywanych odszkodowań wojennych [56].

7. Zakończenie

W rozdziałach 2 i 3 tego artykułu przedstawiono zarys działalności fizyków polskich w okresie okupacji w dwu kierunkach: 1) realizacji nauczania akademickiego, 2) badań i piśmiennictwa naukowego. Głównym motorem tych prac był kierownik Wydziału Szkół Wyższych i Nauki w podziemnym Departamencie Oświaty i Kultury, prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Stefan Pieńkowski. Do jego mieszkania przy ul. Hożej 69 „... przybywali profesorowie ze wszystkich środowisk naukowych w kraju, tu omawiano plany pracy dydaktycznej i badawczej, tu rodziły się projekty organizacji szkolnictwa wyższego w odrodzonym państwie polskim” [57].

Do spraw organizacji szkolnictwa wyższego i badań naukowych, już wyłącznie pod kątem wymagań fizyki, powrócił Pieńkowski bezpośrednio po wyzwoleniu, zwołując w zniszczonej Warszawie w listopadzie 1945 r. konferencję profesorów i docentów tej dyscypliny, na półtora roku przed wznowieniem oficjalnej działalności PTF.

Aby przedstawić warunki, w jakich odbywały się tajne prace w okupowanej Warszawie, w atmosferze całkowitego podporządkowania spraw osobistych czynnikom nadrzędnym, przytoczymy urywki z listów S. Pieńkowskiego, pisanych do jednego z asystentów w latach 1942—44 [58].

6. XI. 42

„... Nalot 1. IX mocno nas nadwyrężył. Podmuchał bomby ... zrobił nam dość duże szkody. Zniszczył dach, wyrwał wszystkie okna z ramami, wszystkie drzwi nawet wewnętrzne pozrywane i poniszczone. Oczywiście, że przytym i część przyrządów znów została zniszczona. W dniu 2. IX ocuciliśmy się w ruinach. Tymbardziej sytuacja była trudna, że właściwie znikąd niema pomocy. Z wielkim też trudem udało nam się przez te dwa miesiące przewzorycznie pozamykać otwory okienne i drzwiowe w tej części, którą jeszcze zajmujemy na pracownię. Reszta a więc jakieś 3/4 gmachu otwarta na wszystkie strony i na wszystkie

wiatry. Co się jeszcze da osłonić? Uważam jednak za zwycięstwo że wreszcie będziemy mogli zreperować dach — bez tego przez zimę poszedłby na marne tak cały gmach jak i wszystkie pozostałe jeszcze przyrządy i instalacje. ... Z niepokojem jednak spoglądamy z żoną ku zimie — jak to będzie w tym nieogrzewanym i niezacieplonym, źle osłoniętym gmachu. Trudno jednak by było tak wyprowadzić się i pozostawić wszystko, praktycznie rzecz biorąc, na pastwę losu. ... Jeszcze raz usuwamy rzeczy zrujnowane i ratujemy użytkowe. Wszelkie zło minie. ... tej samej nocy 1. IX. 42 spłonął, trafiony dwoma bombami gmach uniwersytecki na ul. Oczki. Z całej pracowni fizyki teoret. nie zostało się zupełnie nic. A była tam jedyna z pozostałych w Warszawie biblioteka fizyczna — teraz więc o książkę fizyczną naukową jest trudno. ... Jest to istne znęcanie się losu nad pracownikami naukowymi. Trudno trzeba będzie je odbudować. ... Na trudne warunki trzeba wykrzesać więcej hartu, na podtrzymanie więcej mocy aby przechodzący przez nas ciężki okres minął nie łamiąc podstawowych elementów człowieka. Żyjemy nie dla dziś a dla jutra”.

2. I. 44

... „Konieczność porzucenia Hożej była ciężkim i bolesnym przejściem. — Nie dajemy jednak za wygraną i w kilku pokojach w podziemiu jeszcze próbujemy nadal prowadzić pomiary dla Zarządu Miasta. Oczywiście trudno przewidzieć jak długo to się da jeszcze podtrzymać”.

14. IV. 44

... „Z zakładu naszego nie pozostało już ani śladu. Nawet te kilka pokojów w podziemiu do których ostatnio przyczepiliśmy [się] kurczowo zostały ostatecznie zlikwidowane w ostatnich tygodniach przed świętami. Może Pan sobie wyobrazić, jak ciężkim był ten ostatni akt tragedii naszych pracowni tak wypieszczonych przez dwadzieścia lat pracy. Cóż robić! Pozostaje się przemyśleć w jakiej nowej formie muszą się one odrodzić. ... Mimo przymusowego zerwania kontaktu poprzez Zakład jednak ze wszystkimi pozostałymi współpracownikami widzujemy się regularnie”.

Literatura

- [1] W. Dziewulski, Wspomnienie o prof. dr Józefie Patkowskim, *Postępy Fizyki* 10, 497—502 (1959).
- [2] S. Pieńkowski, Przemówienie na Walnym Zgromadzeniu PTF 10. 5. 1947, rękopis, Biblioteka Uniw. Warszawskiego, Dział Rękopisów, Nr. inw. 2580 c-1.
- [3] J. Kaźmierska, *Szkolnictwo warszawskie w latach 1939—1944*, PWN, Warszawa 1980, str. 120.
- [4] J. Kaźmierska, *I. c.*, str. 204.
- [5] C. Wycech, Praca oświatowa w kraju w czasie wojny, *Przegląd Hist.-Oświatowy* 1, 5—103 (1947).
- [6] J. Z. [J. Zawadzki], Prace podziemne w czasie okupacji. Nauka i szkolnictwo wyższe, *Nauka Polska* 25, 197—213 (1947).
- [7] S. Pieńkowski, Nauka polska w czasie okupacji, *Przegląd Hist.-Oświatowy* 1, 115—123 (1947).
- [8] J. Kaźmierska, *I. c.*, str. 126—128.
- [9] W. Karpowicz, Tajne nauczanie na poziomie wyższym w Warszawie w latach 1940—1944, *Przegląd Hist.-Oświatowy* 20, 63—68 (1977).
- [10] T. Manteuffel, *Uniwersytet Warszawski w latach wojny i okupacji. Kronika 1939/40—1944/45*, Uniwersytet Warszawski, Warszawa 1948, str. 43—46.
- [11] J. Kaźmierska, *I. c.*, str. 225.

- [12] J. Weysenhoff, przypisek przy tytule pracy: J. Weysenhoff, A. Raabe, *Acta Phys. Pol.* **9**, 7 (1947).
- [13] W. Ścisłowski, Czesław Biało-brzeski 1878—1953, *Postępy Fizyki* **5**, 413—422 (1954).
- [14] T. Manteuffel, *I. c.*, str. 30, 46, 47.
- [15] A. Żabko-Potopowicz, SGGW 1906—1945 [w:] *Księga pamiątkowa SGGW w Warszawie 1906—1956*, t. 1, Państwowe Wyd. Roln.-Leśne, Warszawa 1958, str. 102.
- [16] M. Walczak, *Szkolnictwo wyższe i nauka polska w latach wojny i okupacji 1939—1945*, Ossolineum, Wrocław 1978, str. 138, 150.
- [17] J. Kaźmierska, *I. c.*, str. 138, 141, 226, 227.
- [18] W. Ścisłowski, Był taki czas, *Politechnik* nr 17, 10 (1974).
- [19] E. Olszewski, red. *Pięćdziesięciolecie Politechniki Warszawskiej 1915—1965*, PWN, Warszawa 1965, str. 12.
- [20] W. Jewsiewicki, Ruch oporu w dokumentacji fotograficznej i filmowej, *Kronika Warszawy* nr 3, 61—62 (1977).
- [21] C. Łuczak, Uniwersytet Poznański w latach hitlerowskiej okupacji [w:] *50 lat Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza 1919—1969*, UAM, Poznań 1971, str. 185, 187, 192.
- [22] M. Walczak, *I. c.*, str. 218.
- [23] C. Łuczak, *I. c.*, str. 198.
- [24] M. Walczak, Działalność dydaktyczna i naukowa w czasie wojny i okupacji 1939—1945, *Nauka Polska* **26**, 107—142 (1978).
- [25] W. Kowalenko, *Tajny Uniwersytet Ziemi Zachodnich — Uniwersytet Poznański 1940—1945*, wyd. 2, Inst. Zachodni, Poznań 1961, str. 59 i 68.
- [26] W. Kapuściński, Wykłady z fizyki [w:] *Uniwersytet Ziemi Zachodnich. Tajne Kursy Uniwersyteckie 1939—1945. Pokłosie wspomnień*, oprac. J. Wikariak, UAM, Poznań 1972, str. 101.
- [27] W. Kowalenko, *I. c.*, str. 91—93, 100, 103, 111.
- [28] Z. Czachowska, S. Gołąb, Fizyka, matematyka i astronomia w czasie okupacji, [w:] *Ne cedat Academia. Kartki z dziejów tajnego nauczania w Uniwersytecie Jagiellońskim*, zebra. i oprac. M. i A. Zarębowie, Wyd. Literackie, Kraków 1975, str. 406; M. Małecki, Tajny uniwersytet, *ibid.*, str. 520.
- [29] W. Hubicki, Kontakt: Kraków, ul. Olszewskiego 2, *Kwartalnik Hist. Nauki i Techn.* **24**, 343—349 (1979).
- [30] B. Średniawa, Teoria względności na Uniwersytecie Jagiellońskim w pięćdziesięciolecie 1909—1959, *Kwartalnik Hist. Nauki i Techn.* **24**, 779 (1979).
- [31] Z. Czachowska, S. Gołąb, *I. c.*, str. 407—409.
- [32] J. Wesołowski, Doktorat z fizyki [w:] *Ne cedat Academia. Kartki z dziejów tajnego nauczania w Uniwersytecie Jagiellońskim*, zebra. i oprac. M. i A. Zarębowie, Wyd. Literackie, Kraków 1975, str. 418.
- [33] W. Szafer, *Uniwersytet Jagielloński w latach wojny 1939—1945* [w:] *Kronika Uniwersytetu Jagiellońskiego za okres wojny 1939—1945 oraz za rok. akad. 1945*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków 1946, str. 19.
- [34] W. Szafer, Uniwersytet Jagielloński w okresie hitlerowskiej okupacji, *Rocznik Komisji Nauk Pedagogicznych* **13**, 43 (1971).
- [35] W. Goetel, Akademia Górniczo-Hutnicza i tajne nauczanie w czasie drugiej wojny światowej, *Rocznik Komisji Nauk Pedagogicznych* **13**, 55 (1971).
- [36] Z. Czachowska, S. Gołąb, *I. c.*, str. 410—411.
- [37] B. Średniawa, Magisterium z fizyki i matematyki w tajnym uniwersytecie, [w:] *Ne cedat Academia. Kartki z dziejów tajnego nauczania w Uniwersytecie Jagiellońskim*, zebra. i oprac. M. i A. Zarębowie, Wyd. Literackie, Kraków 1975, str. 420.
- [38] K. Piwarski, Straty nauki polskiej w Krakowie, [w:] *Kraków pod rządami wroga 1939—1945*, red. J. Dąbrowski, Tow. Miłośników Hist. i Zabytków Krakowa, Kraków 1946, str. 90.
- [39] J. Gieruła, Pracownia fizyczna w tajnym nauczaniu, [w:] *Ne cedat Academia. Kartki z dziejów tajnego nauczania w Uniwersytecie Jagiellońskim*, zebra. i oprac. M. i A. Zarębowie, Wyd. Literackie, Kraków 1975, str. 423—425.
- [40] J. Szpilecki, List z dn. 14. 11. 1981 r. (wspomnienie o nauczaniu fizyki na Politechnice Lwowskiej podczas II wojny światowej), maszynopis, Archiwum PTF.

- [41] R. Zabłotniak, J. Kubiатовski, Polacy na studiach we Lwowie w latach okupacji hitlerowskiej, *Prze-
gląd Hist.-Oświat.* 22, 526 (1979).
- [42] M. Walczak, por. [16], str. 90.
- [43] A. Hrynkiewicz, Fizyka w Uniwersytecie Wileńskim — w czterechsetną rocznicę założenia tego Uni-
wersytetu, *Postępy Fizyki* 31, 65 (1980).
- [44] J. Kaźmierska, *l. c.*, str. 227.
- [45] *Wykaz prac z działu nauk matematyczno-przyrodniczych wykonanych w okresie okupacji niemieckiej
1939—1945*, PAU, Kraków 1947.
- [46] M. Walczak [16] str. 109—121.
- [47] W. Kapuściński, *l. c.*, str. 101—103.
- [48] Z. Mizgier, Powstanie i rozwój PTF cz. II, *Postępy Fizyki* 29, 67—98 (1978).
- [49] W. Szafer, [33] str. 18.
- [50] J. Rotblat, Ludwik Wertenstein, *Postępy Fizyki* 16, 633—639 (1965).
- [51] Kronika Polska. Warszawskie Organizacje Naukowe, *Nauka Polska* 25, 535 i 537 (1947).
- [52] S. Szczeniowski, Przedmowa [w:] A. Witkowski, *Zasady Fizyki*, t. 2, wyd. 3, Kasa im. Mianowskiego,
Warszawa 1948.
- [53] Biblioteka Uniwersytetu Warszawskiego, Dział Rękopisów nr 2586, poz. 11.
- [54] Ankieta w sprawie badań i organizacji szkół akademickich, *Nauka Polska* 25, 219—235 (1947).
- [55] Mamoriał w sprawie wyższych uczelni, *Nauka Polska* 25, 213—219 (1947).
- [56] C. Wycech, *Z dziejów tajnej oświaty w latach okupacji 1939—1944*, Nasza Księgarnia, Warszawa 1964,
str. 97.
- [57] C. Wycech, *ibid.*, str. 87.
- [58] S. Pieńkowski, Listy do Stanisława Pasierbińskiego (w zbiorach rodziny adresata).

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

*Barbara A. Gwiazdowska*Instytut Onkologii
Warszawa**Wspomnienie o Cezarym Pawłowskim****In Memory of Cezary Pawłowski**

Dnia 28. 12. 1981 r. zmarł w Warszawie prof. dr hab. Cezary Pawłowski, fizyk, uczeń Marii Skłodowskiej-Curie, przyjaciel małżonków Joliot, wychowawca młodzieży akademickiej, pierwszy organizator kierunku fizyki medycznej w Polsce.

Cezary Pawłowski urodził się w 1895 r. w Łomży. Wyższe studia ukończył na Wydziale Matematyczno-Fizycznym Uniwersytetu w Odessie, gdzie do 1919 r. pracował jako asystent. Po powrocie do kraju rozpoczął pracę w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, uzyskując w 1926 r. stopień doktora filozofii w zakresie fizyki.

W 1927 r. jako stypendysta rządu francuskiego wyjechał do Paryża, gdzie przez kilka lat pracował pod kierunkiem Marii Skłodowskiej-Curie w prowadzonym przez nią Laboratorium Curie Instytutu Radowego. Tam też pod jej kierunkiem prowadził prace badawcze, które w głównej mierze dotyczyły: badania efektów występujących w cienkich warstwach różnych substancji poddanych działaniu promieniowania α , badania protonów emitowanych ze związków chemicznych bogatych w wodór, poddawanych działaniu cząstek α , oraz badań reakcji jądrowych zachodzących w lekkich pierwiastkach, wywołanych przez cząstki emitowane przez polon. Część z tych prac została w 1930 r. wyróżniona przez Conceil de L'Université de Sorbonne. W oparciu o wymienione prace przygotował Pawłowski rozprawę habilitacyjną.

Po powrocie do kraju i habilitacji w 1933 r., jako adiunkt profesora Stefana Pieńkowskiego prowadził wykłady na Uniwersytecie Warszawskim z dziedziny promieniotwórczości.

W 1934 r. z rekomendacji Marii Skłodowskiej-Curie powierzono mu kierownictwo Pracowni Fizycznej Instytutu Radowego. Budowa gmachu pracowni naukowych, którego część była przeznaczona dla Pracowni Fizycznej, została zakończona w końcu 1934 r. Od tego czasu zaczęła się organizacja pracowni, której uruchomienie nastąpiło w lutym

przekazanych nam wiadomości. Nie był dobrym prelegentem, jednak notatki świadczyły o tym, jak przemyślane i dobrze skonstruowane były te wykłady. Na egzaminach był wymagający, okazywał zniecierpliwienie przy niepełnych lub niejasnych wypowiedziach i oceniał je surowo.

Pierwsi absolwenci „Elektromedycyny” zasilili odbudowaną Pracownię Fizyczną Instytutu Onkologii. Byli oni młodzi i bez doświadczenia, nie było przyrządów pomiarowych ani możliwości ich zakupu w kraju lub za granicą. Zadanie Profesora było więc niełatwe. Jednakże nakreślił on plan badań naukowych, w którym po wielu latach właściwie nic nie można by zmienić. Na pewno pomógł mu w tym zadaniu stały kontakt z przyjaciółmi w Paryżu, w szczególności z państwem Joliot-Curie, dostęp do literatury światowej, dobra znajomość kilku języków. Nam stawiał wymagania godzenia pracy badawczej, nieodzownych usług na rzecz klinik Instytutu i innych placówek służby zdrowia oraz prac dydaktycznych.

Z perspektywy mojej 30-letniej pracy w Pracowni Fizycznej (obecnie Zakładzie Fizyki Medycznej) Instytutu Onkologii, widzę, że osiągnięcia Pawłowskiego w ciągu tych 5 lat kierowania Pracownią były imponujące.

Pierwsze prace miały nieodzowny charakter technologiczno-konstrukcyjny, lecz stanowiły poważne i oryginalne osiągnięcia. Wykonano np. kilka elektrometrów strunowych i listkowych. Od 1952 r. produkowano przy pomocy własnej aparatury próżniowej i wg własnej technologii liczniki Geigera-Müllera (wysoko- i niskonapięciowe), wykonywano własne układy elektroniczne. Opracowano i rozpowszechniano metodę pomiarów narażenia na promieniowanie w oparciu o przeprowadzone badania filmów rentgenowskich produkcji krajowej. Prowadzono badania równoważników pochłaniania promieniowania X w różnych ciałach. Wykonano wszechstronne badania własności absorpcyjnych barytu krajowego, celem zastosowania go jako materiału ochronnego zamiast ołowiu; przeprowadzono badania fantomowe nad rozkładem dawek promieniowania przy napromienianiu narządów rodnych; rozpoczęto badania rozkładu dawek promieniowania X, również przy wielopolowym napromienianiu; oraz rozpoczęto prace przygotowawcze do wprowadzenia izotopów promieniotwórczych. Ponieważ zapasy radu w Instytucie pochodziły z różnych, często nie znanych źródeł i nie było atestowane, opracowano metodę pomiaru aktywności, filtracji i szczelności preparatów radowych. Ponadto zbudowano pierwszy w Polsce aparat do telecurieterapii, tzw. bombę radową, będącą prototypem instalowanych później bomb kobaltowych. Z tego zakresu kilka prac opublikowano, wykonano kilka prac magisterskich, a także rozpoczęto dwie prace kandydackie.

W obrębie Pracowni Fizycznej w porozumieniu z Ministerstwem Zdrowia, na wzór przedwojennej Wzorcowni Rentgenowskiej, zorganizował Pawłowski Centralną Pracownię Pomiarów Radiologicznych. Miała ona na celu przeprowadzanie okresowych pomiarów wydajności i jakości promieniowania rentgenowskich aparatów terapeutycznych oraz pomiarów i udzielania konsultacji z zakresu ochrony radiologicznej dla pracowni terapeutycznych i diagnostycznych na terenie całego kraju. Wszyscy mieliśmy obowiązek co pewien czas przeprowadzać te pomiary łącznie z przygotowaniem odpowiedniej aparatury, jej kalibracją i opracowywaniem protokołów. Profesor zebrał i opatrzył własnym komentarzem przepisy i zalecenia międzynarodowe dotyczące ochrony radiologicznej —

1936 r. Według wskazań Marii Skłodowskiej-Curie Pracownia miała mieć charakter badawczy i miała zajmować się zagadnieniami fizycznymi w zakresie promieniowania rentgenowskiego i promieniowań jądrowych, które znajdują zastosowanie w biologii i medycynie. W tym celu siostra Marii Skłodowskiej — Bronisława Dłuska zakupiła za własne pieniądze 100 mg radu (w postaci bromku radu) i przekazała Pawłowskiemu. Pracownia Fizyczna była subsydiowana przez Fundusz Kultury Narodowej oraz przez różne fundacje prywatne i społeczne. Skromne dotacje oraz ograniczenia finansowe na zakup zagranicznych przyrządów wymagały wykonania większości aparatury we własnym zakresie. W tym celu Pawłowski zorganizował warsztat Pracowni. Dzięki ogromnej jego zapobiegliwości, pracy i głębokiej znajomości przedmiotu, Pracownia rozwijała się bardzo dynamicznie. W październiku 1936 r. małżonkowie Joliot-Curie, w drodze powrotnej ze Związku Radzieckiego odwiedzili Pracownię. Fryderyk Joliot-Curie podzielił się swymi wrażeniami z korespondentem *Expressu Porannego* (wydrukowane w dn. 7. X. 1936 r.) „... dziś z bardzo przyjemnym zdziwieniem oglądałem laboratorium fizyczne przy waszym Instytucie Radowym, prowadzone pod kierunkiem ucznia Marii Curie-Skłodowskiej — docenta Pawłowskiego. Jest to pracownia doprawdy zainstalowana doskonale, celowo, świetnie metodycznie. Kiedy byłem przed trzema laty nie było jeszcze nic, a teraz można tu już osiągnąć dobre rezultaty”. W uznaniu zasług i w dowód wielkiej przyjaźni dla Pawłowskiego małżonkowie Joliot-Curie ufundowali dla Pracowni Fizycznej duży elektromagnes (obecnie w muzeum Marii Skłodowskiej-Curie), dając na ten cel 12 tys. złotych z otrzymanej nagrody Nobla.

W 1937 r. przy Pracowni Fizycznej utworzył Pawłowski Wzorcownię Rentgenowską i Pracownię Pomiarów Ciał Promieniotwórczych. Laboratoria te miały za zadanie sprawdzanie jakości promieniowania aparatów rentgenowskich, skalowanie i naprawę dawkomierzy, badanie szczelności tubek i igieł radowych, wykrywanie skażeń promieniotwórczych, badanie ochronności i projektowanie urządzeń osłonnych, stosowanych przy pracy z promieniowaniem X i z ciałami promieniotwórczymi oraz inne prace pomiarowo-usługowe dla placówek leczniczych. W związku z uruchomieniem tych laboratoriów, w *Dzienniku Ustaw Ministerstwa Opieki Społecznej* (Nr 14 z dn. 10. 7. 1939 r.) podano komunikat zalecający instytucjom zgłaszanie się na konsultacje i wykonywanie pomiarów do Instytutu Radowego. Dzięki nawiązaniu współpracy nie tylko z instytucjami leczniczymi, lecz także z przemysłowymi oraz naukowymi, zdobył Pawłowski środki materialne zapewniające samowystarczalność Pracowni Fizycznej.

W okresie 3 lat przedwojennej działalności Pracowni Fizycznej (1936—39) nie zaniedbał Pawłowski pracy naukowej. Zbudował aparaturę do ekstrakcji radonu i wprowadził do kliniki stosowanie preparatów radonowych. Prowadził badania promieniowania beta izotopów promieniotwórczych wytwarzanych z pomocą promieniowania neutronowego oraz badania jonizacji kolumnowej wytwarzanej w gazach przez cząstki naładowane elektrycznie. Część wyników tych prac referowano na Zjazdach Fizyków Polskich w Wilnie i w Poznaniu.

W okresie okupacji hitlerowskiej, wobec zakazu prowadzenia prac badawczych, Pawłowski zabezpieczył przed okupantem droższą aparaturę, a uruchomił jedynie Wzorcownię Rentgenowską i wykonywał pomiary w szpitalach i ośrodkach zdrowia. Przez cały okres okupacji prowadził również konspiracyjne nauczanie młodzieży akademickiej. Po powsta-

niu warszawskim Pracownia Fizyczna została spalona przez okupanta wraz z całym Instytutem. Jedyne znikoma część zabezpieczonego sprzętu i przyrządów ocalała.

Po wyzwoleniu Pawłowski na krótko zamieszkał w Poznaniu, gdzie został mianowany profesorem Uniwersytetu Poznańskiego, ale już w połowie roku 1946 wrócił do Warszawy i objął stanowisko profesora w Politechnice Warszawskiej. Przystąpił tu do tworzenia bazy dla kształcenia pracowników nauk ścisłych przygotowanych do współpracy naukowej w medycynie i fachowców dla przemysłu wytwarzającego aparaturę medyczną. Jego olbrzymia pasja i zapobiegliwość została uwieczniona powodzeniem — przy Wydziale Łączności Politechniki Warszawskiej powstał, jako specjalizacja po 2 latach studiów ogólnych, Oddział Fizyki Stosowanej z Sekcją Elektrotechniki Medycznej popularnie zwaną „Elektromedycyną”.

Równocześnie przystąpił do odbudowy Pracowni Fizycznej w Instytucie Radowym i w 1951 r. został ponownie jej kierownikiem. Pracownia Fizyczna była pierwszą placówką przyciągającą absolwentów „Elektromedycyny”, mających zamiłowanie do prac badawczych i dającą im szansę awansu naukowego.

Byłam jedną ze studentek „Elektromedycyny”, a potem asystentką Profesora w Pracowni Fizycznej Instytutu. Dlatego wspomnienia z okresu moich studiów na Elektrotechnice Medycznej w latach 1949—52 oraz z pracy w Pracowni Fizycznej od 1952 r. do chwili odejścia z niej Profesora w 1956 r. mają charakter bardzo osobisty.

Sekcja Elektrotechniki Medycznej zlokalizowana została w gmachu Fizyki Politechniki Warszawskiej, zajmując tam większą część parteru i pierwszego piętra. Pracownie specjalistyczne zorganizował Pawłowski z wielkim rozmachem, a przy tym w sposób przemyślany i bardzo staranny. Aparatura rentgenowska zgromadzona w laboratoriach radiologicznych obejmowała całe widmo stosowanego w diagnostyce i terapii promieniowania X. Oprócz tych laboratoriów urządził Profesor pracownię lamp rentgenowskich, aparatury do światłolecznictwa i promieniowania krótkofalowego. Część pomieszczeń zajmował Zakład Budowy Aparatów Rentgenowskich pod kierunkiem prof. S. Nowosielskiego, część Zakład Elektroniki Medycznej pod kierunkiem prof. J. Kellera. Na potrzeby Sekcji pracowała również Katedra Fizyki Elektronowej (w latach późniejszych włączona do Katedry Fizyki Ogólnej). Sekcja miała własną salę wykładową, w której skupiało się całe życie studenckie elektromedyków. Obok był mały warsztat. Nie opodal gabinet Profesora.

Tak zorganizowana sekcja stwarzała nie tylko bardzo dogodne warunki do nauki, ale i zupełnie niepowtarzalny klimat wzajemnej zażyłości kadry wykładowców, asystentów, dyplomantów, studentów kończących i rozpoczynających specjalizację. Tej wielkiej zażyłości patronował z pewnego dystansu prof. Pawłowski, cieszący się naszym niepodważalnym szacunkiem.

Omówienie programu studiów, obejmującego przedmioty o profilu technicznym, fizycznym i medycznym i przygotowanego w przeważającej mierze przez Profesora, wykraczałoby poza ramy poświęconych mu wspomnień. On sam w ciągu 2 lat specjalizacji wykładał następujące przedmioty: radiologia ogólna, radiologia przemysłowa, miernictwo rentgenowskie, miernictwo ciał promieniotwórczych, ochrona radiologiczna. Były to wykłady obszernie, zajmujące wiele godzin tygodniowo, każdy z nich połączony z ćwiczeniami rachunkowymi lub laboratorium. Profesor przygotowywał wykłady bardzo starannie w oparciu o bieżącą literaturę. Po latach, już pracując zawodowo mogliśmy docenić zakres i wagę



Prof. Cezary Pawłowski (w białym fartuchu) oprowadza królowę Belgów Elżbietę po Zakładzie Fizyki Instytutu Onkologii (1955 r.). Fot. B. A. Gwiazdowska

praca znana wśród radiologów jako „zielona księga Pawłowskiego”. Działalność ta na pewno podnosiła standard pracy placówek i stwarzała więź między nami, przedstawicielami nauk ścisłych i lekarzami z terenu. W szczególnie uzasadnionych przypadkach podejmował się Pawłowski wykonywania ekspertyz dla przemysłu jak np. sprawdzenie spawów w opancerzeniu stalowym wielkiego pieca w Nowej Hucie. Szkoda, że po odejściu Profesora z Instytutu, resort zlikwidował Centralną Pracownię Pomiarów Radiologicznych, nigdy w żadnej formie jej nie reaktywował, obniżając tym samym standard lekarskiego postępowania, szczególnie radioterapeutycznego.

Instytutowa aparatura do radioterapii i radiodiagnostyki otoczona była szczególnie pieczołowitą troską. Do konserwatorów należały nie tylko naprawy i nadzór techniczny, ale i stałe pomiary kontrolne wg schematów postępowania opracowanych przez Profesora. Realizacja prac, zarówno naukowych, pomiarowych, jak i konstrukcyjno-technologicznych i konserwacyjnych nie byłaby możliwa bez dobrego warsztatu. Warsztat Pracowni był wszechstronnie wyposażony w precyzyjne obrabiarki, a pracownicy: mechanicy, elektryk, stolarz — mistrzami w swoim fachu. Profesor miał wielką umiejętność w przyciąganiu nie tylko dobrych fachowców, ale i wyjątkowo rzetelnych ludzi. Na przykład ciągle ze wzruszeniem wspominamy Państwa Szymanków (woźny i sprzątaczką), którzy dbali o Pracownię jak o swój dom (a zajmowała ona wówczas ponad dwie kondygnacje).

Wielką wagę przywiązywał Pawłowski do kształcenia i samokształcenia. Zorganizował kilkumiesięczne, wszechstronne przeszkolenie laborantek rentgenowskich; przygotował analogiczny kurs dla lekarzy. Każdy z nas miał swoją „działkę” w tych szkoleniach, łącznie z obowiązkiem przygotowania odpowiednich skryptów i pomocy naukowych.

Dla własnego doksztalcenia się urządzone były co tydzień wspólne seminaria pracowników Pracowni Fizycznej i Katedry Radiologii Politechniki Warszawskiej z udziałem studentów przygotowujących prace dyplomowe.

Atmosfera w Pracowni była bardzo sympatyczna — był to bez mała drugi dom. Wszyscy byliśmy zżyci, a stosunek Profesora do nas był bardzo życzliwy. Interesował się nie tylko osiągnięciami w pracy, cieszył go również nasze osobiste powodzenia. W przypadkach niezadowolenia nie potrafił reagować ostro. Okazywał jedynie zniecierpliwienie, lecz jakby hamowane pewną nieśmiałością. Był człowiekiem bardzo delikatnym i bardzo taktownym.

Profesor podsycał aspiracje kontynuowania tradycji prac Marii Skłodowskiej, a wspomnienia jego z okresu pobytu w Paryżu były bardzo żywe. Dzięki tym opowiadaniom postać Marii Skłodowskiej stała się dla nas bardzo bliska, nieomal znajoma. Profesor utrzymywał stały kontakt z Ireną i Fryderykiem Joliot. Pamiętamy Irenę Joliot, która siedząc w warsztacie Pracowni otoczona asystentami i pracownikami warsztatowymi usiłowała prowadzić rozmowę po polsku.

Niestety, niepodważalne osiągnięcia prof. Pawłowskiego nie znajdowały uznania u ówczesnego Dyrektora Instytutu Radowego — znakomitego zresztą lekarza. Czyniono mu ciągle zarzuty, że działalność Pracowni jest zbyt mało utylitarna, że praca zarówno badawcza, jak i pomiarowo-usługowa zbyt odległa od doraźnych potrzeb kliniki. Było coś paradoksalnego, że ten Profesor, który był uznaną postacią na jednej z największych uczelni w kraju, człowiek o głębokiej wiedzy, szerokich horyzontach, mający duże osiągnię-

cia badawcze i organizacyjne, nie był w stanie harmonijnie ułożyć współpracy w dziedzinie, której poświęcił całe życie. W aktach Zakładu Fizyki Medycznej zachowało się wystąpienie Pawłowskiego przedstawione na Kolegium Instytutu. Było to wystąpienie pełne goryczy, ale i dość nieustraszone: np. „... w rozumieniu Działu Medycznego cała działalność Pracowni Fizycznej powinna być nastawiona na prace usługowe. Z tym stanowiskiem pogodzić się nie mogę w obawie odpowiedzialności w przyszłości za utrzymanie wiedzy fizycznej na niskim poziomie... przyszedłem do wniosku, iż jako fizyk, a tym bardziej uczeń M. Skłodowskiej-Curie, nie mogę w żadnym razie przyczynić się do zamierzonej przez Dyрекcję likwidacji Pracowni Fizycznej w tej formie, w jakiej ona była pomyślana przez naszą Wielką Uczoną...”.

Narastające konflikty doprowadziły Pawłowskiego do podjęcia decyzji rezygnacji z pracy w Instytucie Radowym w 1956 r.

W tym samym czasie został Dziekanem Wydziału Łączności na Politechnice Warszawskiej i otrzymał tam Krzyż Oficerski Orderu Odrodzenia Polski, zaś Szwedzka Akademia Nauk upoważniła go do zaproponowania kandydatów do nagrody Nobla z dziedziny fizyki.

Odejście Profesora wywołało w nas wstrząs. Czuliśmy się zawiedzeni i opuszczeni, upadały plany wielu jego asystentów, wielu pracowników zmieniło pracę. Muszę przyznać, że skłonni byliśmy stawiać mu zarzuty za nieugiętą postawę, za nieumiejętność znalezienia kompromisu. Dziś uważamy, że miał rację. Z perspektywy lat widzimy, że był to konflikt między dwiema zupełnie różnymi dyscyplinami: medycyną kliniczną, działającą doraźnie na poziomie istniejącej wiedzy, dość wówczas niskiej w zakresie fizyki, a fizyką, która wymagała kosztownego warsztatu pracy, czasochłonnych metod i w dodatku wdrażała swoje osiągnięcia w środowisku często zupełnie nie przygotowanym. Horyzonty Pawłowskiego, wybiegające daleko w przyszłość, jeszcze ten rozdźwięk pogłębiały.

Z chwilą utraty bezpośredniego kontaktu z placówką medyczną Profesor zmienił nieco profil kształcenia studentów, w kierunku rozwijającej się w tym czasie techniki jądrowej — sekcja przyjęła nazwę Elektrotechniki Medycznej i Jądrowej, Pawłowski był kierownikiem Katedry Radiologii do chwili odejścia na emeryturę w 1965 r. W tym okresie był promotorem kilku prac doktorskich swoich byłych studentów — prac oryginalnych i na wysokim poziomie. Wychowankowie Profesora zaznaczyli swoją obecność w całym szeregu placówek. Brali udział w organizowaniu Instytutu Badań Jądrowych i zasilili jego kadre, zorganizowali Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej, Pracownię Radiologiczną w Głównym Urzędzie Miar, organizowali przemysł aparatury medycznej, podejmowali pracę na uczelniach i w placówkach medycznych.

Jego najbliżsi uczniowie założyli Polskie Towarzystwo Fizyki Medycznej i powołali do życia organ tego towarzystwa *Postępy Fizyki Medycznej*. Pawłowski, w uznaniu jego zasług, został honorowym członkiem towarzystwa, wchodził również w skład Rady Redakcyjnej czasopisma.

W okresie emerytury wielu z byłych wychowanków utrzymywało z nim żywy kontakt. Czterdziestolecie istnienia Instytutu Radowego obchodzone uroczystości w 1972 r., ośmieliło nas do zaproszenia Profesora na tę uroczystość. Był szczerze wzruszony i uradowany. Pamiętał każdego, pytał o nieobecnych. Okazało się, że śledził nasz rozwój, czytał publikacje, interesował się nami.

To ostatnie spotkanie w większym gronie i rozmowa, która się przeciągnęła jeszcze długo po zakończeniu uroczystości pozostawiły niezapomniane wrażenie. Mieliśmy uczucie, że przebywamy z człowiekiem, który uosabia pewien fragment historii zapoczątkowanej przez Marię Skłodowską, historii, którą on tak pięknie rozwijał, a jego uczniowie również starają się kontynuować.

N O W O Ś C I N A U K O W E

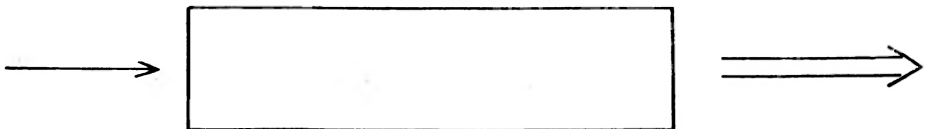
*Jan Mostowski*Instytut Fizyki PAN
Warszawa*Kazimierz Rzążewski*Zakład Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa**Makroskopowe fluktuacje kwantowe w optyce nieliniowej****Macroscopic Quantum Fluctuations in Nonlinear Optics**

Abstract: A discussion of the physical background and experimental work on the influence of quantum fluctuations on the pulse statistics in superfluorescence and stimulated Raman effect are given.

1. Wstęp

Jednym z zasadniczych efektów optyki nieliniowej jest wzmacnianie sygnałów świetlnych. Schemat ideowy doświadczenia nad wzmacnianiem przedstawiony jest na rys. 1. Na ośrodek, tzw. ośrodek wzmacniający, mający wydłużony kształt pada z lewej strony fala świetlna; w wyniku oddziaływania z ośrodkiem wzmacniającym natężenie fali rośnie wzdłuż ośrodka, po prawej stronie natężenie fali jest większe.

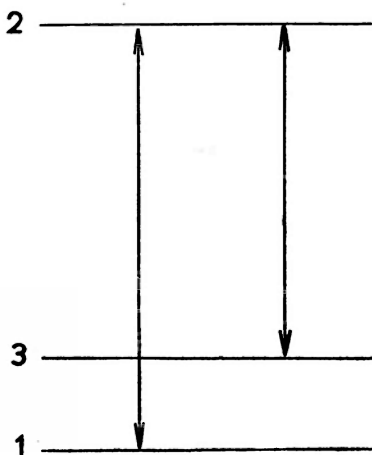
Aby ośrodek materialny spełniał rolę wzmacniacza potrzebne jest przede wszystkim dostarczenie mu energii, kosztem której sygnał świetlny może ulec wzmocnieniu. Energia ta może być dostarczona na przykład w postaci drugiej fali świetlnej, którą będziemy na-



Rys. 1. Na ośrodek pada z lewej strony fala świetlna, fala wychodząca z prawej strony ma większe natężenie

zywać falą pompującą. Fala pompująca ma inną, zazwyczaj większą, częstość niż fala wzmacniana i jej kierunek jest na ogół równoległy do kierunku fali wzmacnianej.

Fizyczną ideę wzmacniania światła przedstawiamy na rys. 2. Narysowane są tu poziomy energetyczne atomów ośrodka. Fala pompująca ma częstość bliską różnicy energii poziomów oznaczonych przez 1 i 2 (1 jest poziomem podstawowym), fala wzmacniana natomiast ma częstość bliską różnicy poziomów 2 i 3. Silna fala pompująca wzbudza



Rys. 2. Poziomy energetyczne atomów ośrodka wzmacniającego. Fala pompująca ma częstość bliską różnicy energii poziomów 1 i 2, a fala wzmacniana — bliską różnicy energii poziomów 2 i 3, podzielonych przez stałą Plancka h

atomy ośrodka ze stanu podstawowego do stanu 2. Wiązka wzmacniana spotyka więc na swej drodze pewną liczbę atomów w stanie wzbudzonym i może spowodować wymuszoną emisję do stanu 3. Powstałe tak fotony powodują zwiększenie natężenia wiązki. W ten sposób rośnie natężenie słabej wiązki kosztem energii, a więc i natężenia wiązki pompującej.

Przedstawiliśmy tu ideę wzmacniania światła przez ośrodek. W ciągu dwudziestu lat rozwoju optyki nieliniowej opracowano i zrealizowano wiele różnych metod wzmacniania światła, wiele z nich znalazło zastosowania techniczne. Zainteresowanych Czytelników odsyłamy do podręczników optyki nieliniowej.

Zastanówmy się teraz, co będzie, jeśli w naszym prostym schemacie wzmacniania będziemy zmniejszać natężenie wiązki padającej, aż w końcu osiągniemy zero. Można by argumentować, że jeśli nie ma sygnału padającego, to nie ma czego wzmacniać, i po prawej stronie nie pojawi się sygnał. Taka argumentacja nie jest jednak słuszna, nie bierze bowiem pod uwagę emisji spontanicznej. Jeśli wiązka pompująca wzbudza atomy do stanu 2, to mogą one, wskutek emisji spontanicznej, przejść do stanu 3 z jednoczesną kreacją fotonu. Powstały w ten sposób foton może mieć dowolny kierunek rozchodzenia się i na ogół ucieknie z ośrodka nie powodując żadnych dramatycznych skutków. Będzie można jedynie zaobserwować fluorescencję ośrodka o częstości bliskiej różnicy energii poziomów 2 i 3. Jeśli jednak tak się zdarzy, że kierunek rozchodzenia się spontanicznie wyemitowa-

nego fotonu będzie równoległy do osi ośrodka wzmacniającego i równocześnie do kierunku rozchodzenia się wiązki pompującej, to spowoduje on wymuszoną emisję w sąsiednich atomach. Powstałe w ten sposób fotony będą znów miały kierunek równoległy do osi ośrodka; w ten sposób powstaje lawina fotonów, która po prawej stronie ośrodka będzie tworzyła wiązkę świetlną o makroskopowym natężeniu. Nawet jeśli natężenie wiązki padającej było zerowe, ośrodek wzmacniający wytworzy, wskutek emisji spontanicznej, wiązkę świetlną o makroskopowym natężeniu.

Oczywiście nie powiedzieliśmy, jak dotychczas, nic nowego. Już pierwsi twórcy optyki nieliniowej zdawali sobie sprawę z roli, jaką emisja spontaniczna gra w ośrodkach wzmacniających. W tym artykule będziemy badać bardziej szczegółowo niż to było robione dotychczas, jakie własności statystyczne ma wiązka świetlna powstała wskutek wzmocnienia emisji spontanicznej. Wiadomo przecież, że emisja spontaniczna jest procesem losowym, opisywanym tylko przez prawa probabilistyczne. Czy to samo można powiedzieć o powstałej wiązce świetlnej o makroskopowym natężeniu? Czy też, być może, prawa probabilistyczne rządzące powstaniem wiązki zamazują się i zastąpione być powinny przez prawa deterministyczne, gdy liczba fotonów staje się duża? Na te pytania odpowiemy dokładniej w dalszej części artykułu. Tutaj zwrócimy tylko uwagę, że powstałe światło podlegać będzie prawom probabilistycznym, będącym odbiciem probabilistycznych praw rządzących emisją spontaniczną. Ponieważ indeterminizm emisji spontanicznej ma swe źródło w prawach kwantowych będziemy używali nazwy „makroskopowe fluktuacje kwantowe” dla opisu fluktuacji wiązki świetlnej wytworzonej przez ośrodek wzmacniający. Słowo „makroskopowe” uzasadnione jest tym, że badać będziemy fluktuacje w impulsie niosącym znaczną liczbę fotonów, czyli mającym makroskopowe natężenie.

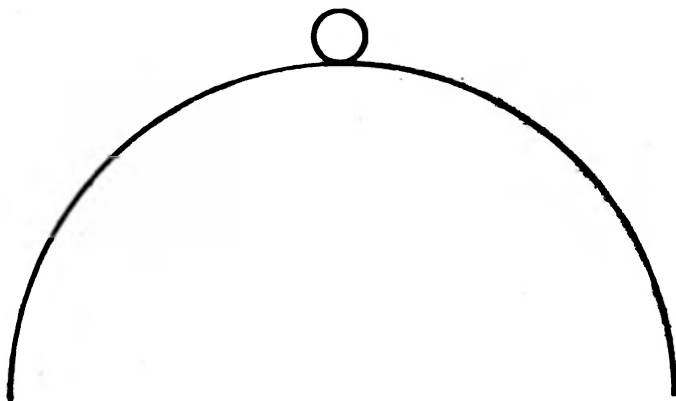
2. Model mechaniczny

Najprościej zrozumieć można rolę stochastycznych własności emisji spontanicznej na prostym, jednowymiarowym modelu mechanicznym. Można tu prześledzić powstawanie efektów, które mają swoje odpowiedniki w optyce nieliniowej.

Wyobraźmy sobie kulkę znajdującą się w chwili początkowej na szczycie pagórka (rys. 3). Jest to stan równowagi nietrwałej. Oprócz siły ciężkości na kulkę działają siły mające charakter stochastyczny. Ich źródłem może być na przykład powiew powietrza, niewielkie drgania podłoża wywołane ruchem ulicznym itp. Siły te są małe w porównaniu z siłą ciężkości i na ogół można je pominąć. Zwróćmy jednak uwagę, że w niewielkim otoczeniu punktu równowagi nietrwałej (szczytu pagórka) siła ciężkości jest równoważona przez reakcję podłoża i niewielkie siły stochastyczne są większe od składowej stycznej siły ciężkości. To właśnie siły stochastyczne wyznaczają ruch punktu materialnego w otoczeniu położenia równowagi, a nie siła ciężkości. Poza tym niewielkim obszarem siły stochastyczne nie wpływają znacząco na ruch punktu materialnego, choć ich wielkość jest taka sama jak w pobliżu wierzchołka.

Tak więc spadanie kulki ze szczytu pagórka możemy opisać następująco. Dzięki działaniu sił przypadkowych kulka zostaje wytrącona z położenia równowagi, ale przez pewien (stosunkowo długi, jeśli siły stochastyczne są rzeczywiście małe) czas pozostaje w po-

bliżu wierzchołka. Na te niewielkie przypadkowe ruchy nakłada się jednak systematyczny ruch pod wpływem siły ciężenia. Wreszcie, gdy składowa styczna siły ciężkości stanie się istotnie większa niż siły przypadkowe, kulka podąży w dół pagórka w sposób deterministyczny. Oczywiście, gdy wielokrotnie powtarzać będziemy opisane tu doświadczenie, kulka przebiegać będzie po różnych deterministycznych trajektoriach. W ustalonej chwili kulka może znaleźć się bliżej lub dalej od wierzchołka. Mówimy, że w danej chwili położenie kulki ma pewien rozrzut, zmienia się od doświadczenia do doświadczenia.



Rys. 3. Model mechaniczny. Kulka spada ze szczytu pagórka pod wpływem siły ciężkości i sił przypadkowych

Inną wielkością statystyczną jest czas, po którym kulka przejdzie przez wybrany punkt. I znów czas ten może być większy lub mniejszy, a więc wykazuje rozrzut.

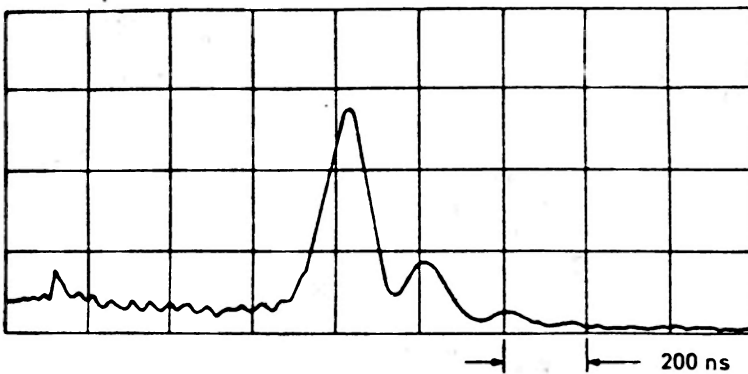
Jeśliby zamiast modelu o jednym stopniu swobody rozważać analogiczny model o dwu stopniach swobody, to znaczy spadanie kulki z pagórka w przestrzeni o trzech wymiarach, to pojawiłaby się dodatkowa wielkość stochastyczna. Jest to mianowicie kierunek, wzdłuż którego spada kulka z dala od wierzchołka. Problem staje się więc dwuwymiarowy.

Warto jeszcze zwrócić uwagę na dwie rzeczy. Po pierwsze, jest intuicyjnie jasne, a zostało to także poparte pewnymi rozważaniami formalnymi [1, 2], że przedstawione tu zjawisko można opisać na dwa równoważne sposoby: albo jak wyżej, opisując ruch kulki z pomocą równania stochastycznego zawierającego dwie siły — stochastyczną i deterministyczną, albo z pomocą równania deterministycznego z warunkiem początkowym stochastycznym, zadającym nie położenie początkowe, a rozkład prawdopodobieństwa różnych położenia początkowych. To drugie podejście jest znacznie prostsze rachunkowo. Po drugie, stosunkowo długi czas spędzany przez kulkę w obszarze bliskim położenia równowagi nietrwalej i fakt, że cała makroskopowa fluktuacja tworzy się w obszarze bliskim maksimum potencjału siły systematycznej powoduje, że dla zbadania samych fluktuacji ograniczyć się można do przybliżenia harmonicznego potencjału. To dodatkowo upraszcza rachunki. Zauważmy także, że takie uproszczenie nie daje na ogół dobrego oszacowania wartości średnich, jeśli deterministyczna część trajektorii przebiega w obszarze, w którym potencjał zmienia się wysoce nieliniowo.

3. Kwantowe fluktuacje w superfluorescencji

Wróćmy teraz do zagadnień optyki. Analogonem położenia punktu materialnego jest pole elektryczne impulsu. Siły stochastyczne, o których mówiliśmy w poprzednim paragrafie, są modelem zjawiska emisji spontanicznej, natomiast siła ciężkości — działania emisji wymuszonej. Zwróćmy jednak uwagę, że pole elektryczne impulsu zadane jest przez podanie jego wartości w każdym punkcie przestrzennym, ma więc nieskończenie wiele stopni swobody. Gdyby chcieć modelować pole elektryczne układem mechanicznym, to musiałby on mieć nieskończenie wiele wymiarów.

Zacznijmy od dokładniejszej analizy wzmacniania emisji spontanicznej światła w superfluorescencji. Było to pierwsze zjawisko, gdzie zrozumiano rolę fluktuacji kwantowych i eksperymentalnie zaobserwowano ich pojawienie się [3].



Rys. 4. Zapis oscyloskopowy impulsu superfluorescencji (wg [4]). Początek skali czasu odpowiada impulsowi pompującemu

Superfluorescencja ma swoją długą historię (zob. [4]). Tutaj opiszemy jedynie współczesne poglądy i doświadczalną ich realizację. Ośrodek, którym jest na przykład para cezu, wzbudzony jest krótkim impulsem pompującym. Czas trwania impulsu wzbudzającego jest istotnie krótszy niż czas życia atomów w stanie wzbudzonym. Impuls pompujący zostawia więc atomy w stanie wzbudzonym. Po pewnym czasie jeden z atomów przechodzi do stanu dolnego (poziom 3, rys. 2) z emisją fotonu wzdłuż osi ośrodka. Powoduje to, tak jak to opisano we Wstępie powstanie lawiny fotonów, wytworzonej wskutek emisji wymuszonej. W konsekwencji powstaje impuls światła (rysunek 4 przedstawia jeden z takich impulsów). Większość energii zgromadzonej w ośrodku zostaje wyemitowana w ten sposób.

Zwróćmy uwagę, że stan ośrodka, jaki powstaje w wyniku przejścia impulsu pompującego, jest scharakteryzowany stopniem wzbudzenia. Możemy również oczekiwać, że powstaje też niezerowa składowa polaryzacji ośrodka oscylująca z częstością $(E_2 - E_1)/h$ (por. rys. 2). Natomiast z całą pewnością możemy stwierdzić, że w ośrodku nie ma składowej polaryzacji o częstości $(E_2 - E_3)/h$. Dlatego też ani klasyczna, ani półklasyczna teoria promieniowania nie może bez dodatkowych założeń przewidzieć spontanicznej emisji

promieniowania o częstości $(E_2 - E_3)/h$, a zatem superfluorescencji. Identyczna sytuacja występuje przy badaniu spontanicznej emisji jednego atomu. W modelu mechanicznym mieliśmy podobną sytuację — sama siła ciężkości nie mogła spowodować wyjścia kulki ze szczytu pagórka. Do opisu powstania superfluorescencji musimy używać teorii kwantowej, uwzględniającej kwantową naturę promieniowania elektromagnetycznego. Teoria ta bierze pod uwagę fakt, że chociaż wartość oczekiwana składowej polaryzacji o częstości $(E_2 - E_3)/h$ jest zerem, to jednak operator opisujący tę polaryzację nie jest zerowy, co widać choćby stąd, że wartość oczekiwana kwadratu polaryzacji nie jest zerem. Innymi słowy polaryzacja ośrodka wykazuje kwantowe fluktuacje. Dlatego też oczekujemy, że przynajmniej w początkowych fazach ewolucji wartość oczekiwana pola elektrycznego, wypromieniowanego przez układ będzie zerem, ale wartość oczekiwana natężenia światła (kwadratu pola) będzie różna od zera. A więc wypromieniowane pole elektryczne również wykazywać będzie fluktuacje kwantowe. Mamy tu więc stosunkowo bliską analogię z modelem mechanicznym.

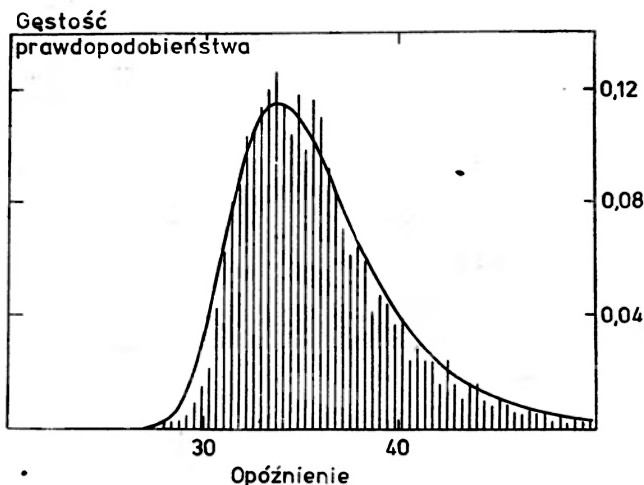
Przejdźmy teraz do opisu doświadczeń i ich interpretacji. Cechą impulsów superfluorescencji jest brak ich powtarzalności. Doświadczenia, które wykonał Vrehan [3], polegające na sfotografowaniu kilku tysięcy takich impulsów wykazały, że zarówno kształt impulsu, jak też i opóźnienie (czas jaki upływa od chwili wzbudzenia przez impuls pompujący, do momentu, gdy impuls superfluorescencji osiąga maksimum) zmieniają się w trudny do przewidzenia sposób. Można wykonać histogram, pokazujący ile razy wystąpiło dane opóźnienie i przyjąć to za zmierzoną funkcję rozkładu opóźnień.

Oczywiście interpretacja takiego doświadczenia nie jest łatwa. Przede wszystkim bardzo trudno jest stwierdzić jaka część fluktuacji impulsów superfluorescencji pochodzi od fluktuacji impulsów pompujących (bardzo trudno jest uzyskać powtarzalne impulsy laserowe). Tym niemniej możliwe było wykazanie, że fluktuacje impulsów pompujących nie mogą uzasadnić obserwowanych dużych fluktuacji opóźnień impulsów superfluorescencji.

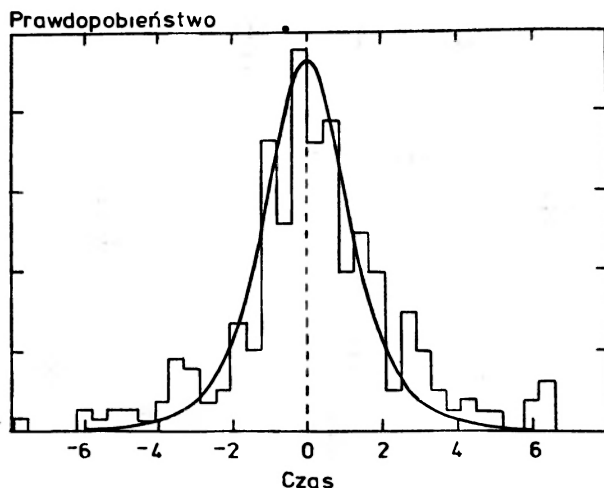
Kilku autorów [5—8] związało zmienność impulsów superfluorescencji, w szczególności zmienność opóźnień, ze wspomnianymi już fluktuacjami polaryzacji ośrodka. Ich analiza opiera się na następujących przesłankach. Nie można przewidzieć momentu, w którym jeden z atomów wyemituje spontanicznie foton o częstości $(E_2 - E_3)/h$ w kierunku równoległym do kierunku osi ośrodka. Jeśli jednak zostanie on wyemitowany, to wyzwoli on lawinę fotonów, a więc i powstanie impulsu. Tak więc opóźnienie impulsu zależy od chwili, w której jeden z atomów wyemituje foton we właściwym kierunku i opóźnienie to nie może być przewidziane dokładnie. Jedyne co możemy zrobić, to powtórzyć doświadczenie wielokrotnie, a to pozwoli zmierzyć średnią wartość opóźnienia, jak również rozkład opóźnień. Idea doświadczalna jest więc prosta — należy zmierzyć opóźnienia wielu impulsów i stwierdzić ile razy wystąpiło dane opóźnienie. Rolę zespołu kwantowego pełni tu powtarzanie wielokrotne wytwarzania impulsu. Pomiar pojedynczego impulsu, mimo iż jest on makroskopowy, jest pomiarem pojedynczego układu kwantowego. Teoria kwantowa nie może przewidzieć zachowania się takiego układu, daje jedynie informacje o średnich wartościach, uśrednionych po zespole kwantowym, czyli w tym przypadku po wielu impulsach.

Glauber, Haake i in. [9, 10, 11] wykonali obliczenia funkcji rozkładu opóźnień. Ich analiza opiera się na rozwiązaniu równań Heisenberga opisujących ewolucję czasową układu

składającego się z atomów (tylko dwa poziomy — 2 i 3 z rys. 2 — wzięte są pod uwagę) i pola elektrycznego. Wykorzystując umiejętnie analityczne i numeryczne metody rozwiązywania równań operatorowych znaleźli rozwiązanie dla operatora pola elektrycznego $E(x, t)$. Stąd można już było wyznaczyć rozkład opóźnień impulsów. Na rys. 5 pokazujemy ten rozkład. Tymczasem Vreheń udoskonalił układ doświadczalny. Zamiast jednego ośrodka wzmacniającego mamy dwa ośrodki pompowane jednym laserem. Mierzymy opóźnienie impulsu superfluorescencji w jednym ośrodku względem impulsu z drugiego ośrodka. Taka metoda pozwala w znacznym stopniu wyeliminować wpływ fluktuacji impulsów pompujących. Rozkład opóźnień zmierzony przez Vreheña na podstawie 323 impulsów i krzywą teoretyczną obliczoną z teorii Glaubera i Haakego pokazuje rys. 6.



Rys. 5. Przykładowy rozkład czasów opóźnień (wg [9])

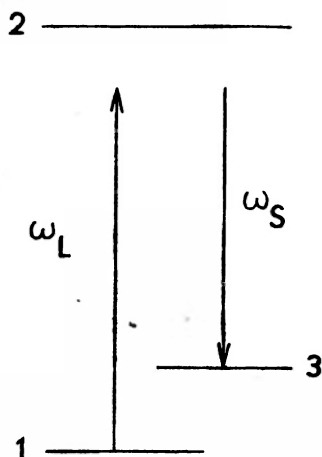


Rys. 6. Rozkład różnicy czasów opóźnień, według teorii Glaubera i Haakego i porównanie z wynikami eksperymentalnymi Vreheña (wg [9])

4. Kwantowe fluktuacje w wymuszonym efekcie Ramana

Mimo że przedstawione wyżej rezultaty są bardzo ładne, wydaje się istotne zbadanie makroskopowych fluktuacji kwantowych w innych działach optyki nieliniowej. Doświadczenia nad superfluorescencją są bowiem dość trudne, a teoria Glaubera i Haakego, mimo swojej ideowej prostoty, jest w szczegółach dosyć zawiła. Do obserwacji makroskopowych fluktuacji kwantowych zaproponowane zostało wymuszone zjawisko Ramana, które jest łatwiejsze doświadczalnie, a opis teoretyczny jest prostszy niż w superfluorescencji.

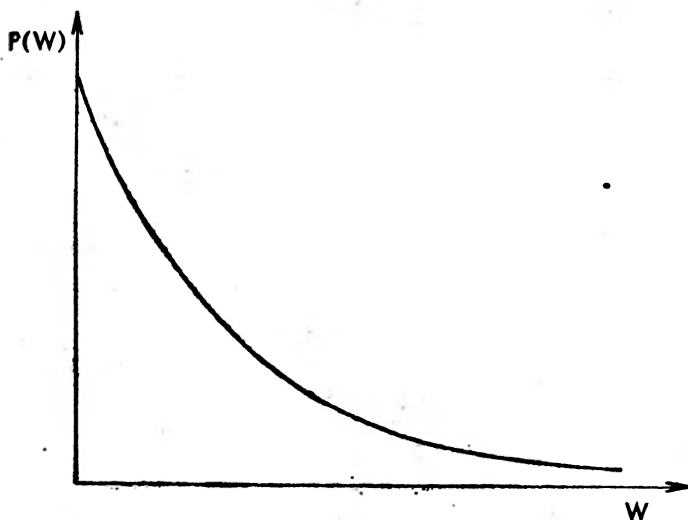
Wymuszone zjawisko Ramana możemy zaobserwować, jeśli ośrodek o wydłużonym kształcie wzbudzimy silnym impulsem świetlnym o częstotliwości ω_L , różnej od częstotliwości rezonansowej $(E_1 - E_2)/h$. Pod wpływem impulsu pompującego ośrodek emituje fotony o częstotliwości $(E_1 + h\omega_L - E_3)/h$ (rys. 7). Fotony te powstają początkowo spontanicznie. Te fotony, których kierunek jest równoległy do osi ośrodka powodują wymuszoną emisję światła o tej samej częstotliwości. Z prawej strony ośrodka powstaje więc impuls świetlny nazywany impulsem stokesowskim mającym częstotliwość $(E_1 + h\omega_L - E_3)/h$. Wymuszone zjawisko Ramana tym różni się od superfluorescencji, że impuls pompujący ma częstotliwość różną od rezonansowej. Jest to duże uproszczenie doświadczalne, bo nie trzeba dbać o stabilizację częstotliwości lasera pompującego. Własności impulsu stokesowskiego są jednak



Rys. 7. Schemat poziomów energetycznych w efekcie Ramana. Częstotliwość fali pompującej ω_L jest odległa od rezonansu 1—2, ale różnica częstotliwości fali pompującej i wzmacnianej jest w rezonansie z przejściem 1—3

zupełnie różne od własności impulsu superfluorescencji. Nie ma tu opóźnienia czasowego, impuls pompujący i stokesowski nakładają się w czasie i muszą być oddzielone przy pomocy pryzmatu lub innego elementu dyspersyjnego. Zasadnicza idea pozostaje jednak ta sama, co przy badaniu superfluorescencji. Ponieważ fala stokesowska powstaje w wyniku wzmacniania emisji spontanicznej, pole elektryczne fali jest wielkością przypadkową i zmienia się od impulsu do impulsu. Wartość średnia pola elektrycznego fali stokesowskiej jest zawsze zerem, wartość średnia (po wielu impulsach) natężenia została obliczona

w [13]. Doświadczalnie najprostsze jest zmierzenie całkowitej energii impulsu stokesowskiego, to znaczy całki po czasie z chwilowej energii impulsu, po całym czasie trwania impulsu. Wielkość ta też zmienia się od impulsu do impulsu, jej rozkład został obliczony



Rys. 8. Rozkład całkowitej energii impulsu stokesowskiego. Najbardziej prawdopodobną wielkością jest 0

w [12]. Schematyczny kształt funkcji rozkładu przedstawia rys. 8. Kształt ten jest w zasadzie niezależny od parametru wyznaczającego średnią, to znaczy iloczynu czasu trwania impulsu i optycznej długości ośrodka.

5. Zakończenie

Na zakończenie zwrócimy uwagę na głębokie analogie opisanych tu zjawisk z innymi obserwacjami pojedynczych elementów zespołów kwantowych. Najbardziej znane doświadczenie tego typu zostało wykonane przez Fabrikanta [14] w 1949 r. Dotyczy ono dyfrakcji pojedynczych elektronów. Wytworzona została wiązka o tak małym natężeniu, że czas między emisją kolejnych elektronów był znacznie dłuższy niż czas ich przelotu przez aparaturę, tak więc wyeliminowane zostało wzajemne oddziaływanie elektronów. Fabrikant stwierdził, że miejsca na ekranie, w którym obserwuje się błysk od pojedynczego elektronu, jest zupełnie przypadkowe. Dopiero, jeśli zbierze się informację o wielu elektronach, to ich miejsca na ekranie ułożą się w regularny obraz dyfrakcyjny. Tutaj rolę zespołu kwantowego gra znaczna liczba elektronów.

W opisanych doświadczeniach optycznych sytuacja jest podobna. Nie można przewidzieć zachowania się pojedynczego impulsu — jednego elementu zespołu kwantowego. Teoria kwantowa pozwala przewidywać jedynie średnie po wielu impulsach. Różnica polega na tym, że nie musimy badać pojedynczych elektronów czy innych mikroobiektów, ale pomiaru dokonujemy na impulsach o makroskopowym natężeniu.

Literatura

- [1] F. Haake, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1685 (1978).
- [2] F. Haake, J. W. Haus, R. Glauber, *Phys. Rev.* **A23**, 3255 (1981).
- [3] Q. H. F. Vreken, w: *Laser Spectroscopy IV*, red. H. Walther i R. W. Rothe, Springer, Berlin 1979.
- [4] M. S. Feld, J. C. MacGillivray, w: *Coherent Nonlinear Optics*, red. M. S. Feld i V. S. Letokhov, Springer, Berlin 1980.
- [5] F. Haake, H. King, G. Schröder, J. Haus, R. Glauber, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1740 (1979).
- [6] F. Haake, H. King, G. Schröder, J. Haus, R. Glauber, *Phys. Rev.* **A20**, 2047 (1979).
- [7] D. Polder, M. F. H. Schuurmans, Q. H. F. Vreken, *Phys. Rev.* **A19**, 1192 (1979).
- [8] F. Hopf, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1743 (1979).
- [9] F. Haake, H. King, J. Haus, G. Schröder, R. Glauber, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 558 (1980).
- [10] F. Haake, H. King, J. Haus, G. Schröder, R. Glauber, *Phys. Rev.* **A23**, 1322 (1981).
- [11] M. Lewenstein, K. Rzażewski, *Phys. Rev. A* **26**, 1510 (1982).
- [12] M. G. Raymer, K. Rzażewski, J. Mostowski, *Opt. Lett.*, **7**, 71 (1982).
- [13] J. Mostowski, M. G. Raymer, *Opt. Commun.* **36**, 237 (1981).
- [14] L. Biberman, N. Suszkin, W. Fabrikant, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **66**, 185 (1949).

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

Konferencja GIREP '81 w Balatonfüred

Stowarzyszenie Groupe International de Recherche sur l'Enseignement de la Physique (w skrócie: GIREP) powstało w 1966 r. jako międzynarodowa organizacja, której głównym celem jest rozwój szeroko potraktowanego nauczania fizyki. Skupia ono w swych szeregach ponad 220 członków z pięćdziesięciu krajów świata. Z Polski do stowarzyszenia GIREP należy obecnie osiem osób.

Stowarzyszenie wydaje własne czasopismo (*GIREP Newsletter*) i publikuje materiały z organizowanych przez siebie spotkań naukowych (*Proceedings of GIREP Seminars*). Członkowie stowarzyszenia otrzymują bezpłatnie oba wydawnictwa. Siedzibą stowarzyszenia jest Uniwersytet w Modenie (Włochy), a obecnym prezesem prof. Arturo Loria. Organizator tegorocznej konferencji prof. George Marx z Uniwersytetu im. Rolanda Eötvösa w Budapeszcie pełni funkcję jednego z wiceprezesów. Składka członkowska wynosi obecnie 10 dolarów USA rocznie. Uczestnicy tegorocznej Konferencji z krajów socjalistycznych mieli możliwość uiszczenia składek w forintach. Profesor Marx został ponadto upoważniony przez władze GIREP do przyjmowania składek od członków z krajów socjalistycznych w forintach.

Konferencja GIREP'81 była ósmą z kolei międzynarodową konferencją organizowaną przez to stowarzyszenie, a pierwszą zwołaną w kraju socjalistycznym. Odbывała się pod hasłem „Nuclear Physics — Nuclear Power Conference on Physics Education”, w Balatonfüred, znanej miejscowości wypoczynkowej nad Balatonem; uczestników zakwaterowano w hotelu „Annabella”. Organizatorami Konferencji, oprócz stowarzyszenia GIREP, były Węgierskie Towarzystwo Fizyczne i Węgierskie Ministerstwo Oświaty. Uczestniczyło w niej 150 osób (w tym zaledwie 16 nauczycieli ze szkół nieakademickich) z 30 krajów. Jak zwykle w takich okazjach, najliczniej reprezentowani byli gospodarze. Z Polski uczestniczyło w Konferencji pięć osób (w tym dr Zenon Gubański z Ostrowa Wielkopolskiego, nauczyciel liceum ogólnokształcącego, cieszący się zasłużonym autorytetem i poważaniem wśród członków GIREP).

Konferencja GIREP'81 była, zdaniem uczestników poprzednich imprez, jedną z najbardziej pracowitych. Istotnie, występowało nawet pewne przeładowanie programu, zarówno merytorycznego jak i o charakterze towarzyskim. Na część merytoryczną złożyło się:

- pięć sesji plenarnych, na których wygłoszono 14 czterdziestopięciominutowych referatów plenarnych;
- sześć seminariów, na których, niezależnie od innych zajęć, wygłoszono około 40 piętnastominutowych doniesień;
- dwie dyskusje panelowe (typu „dyskusji okrągłego stołu”), w ramach których wygłoszono łącznie około 20 dziesięciominutowych komunikatów;
- dwa seanse filmów popularyzujących, dokumentalnych i dydaktycznych (w sumie 12 filmów);
- cztery (zorganizowane równolegle) wycieczki naukowe, jedna z nich do budowanej w Paks elektrowni atomowej;
- wystawa podręczników oraz wystawa pomocy naukowych, na której kilkanaście firm, głównie z krajów kapitalistycznych, prezentowało swoje oferty.

Część towarzyska obejmowała trzy wieczory o charakterze spotkań towarzyskich, bogato ilustrowany pięknymi przezroczami wykład profesora Bella Entza poświęcony jezioru Balaton, oraz wykład

prof. Herberta Pietschmanna z Uniwersytetu w Wiedniu poświęcony Sonacie Księżycowej Beethovena (świetnie ilustrowany zarówno przez autora, jak i nagraniami z taśmy). W ten to prosty sposób uczestnicy konferencji nie mieli kiedy się nudzić.

W dydaktyce fizyki występują współcześnie dwa przeciwstawne nurty. Jeden nurt wytyczają przesadne tendencje do „pedagogizacji” procesu nauczania fizyki, do maksymalnego, niekiedy aż groteskowego „upogładowienia” (*nota bene* często przy tym jest trudno zawodowemu fizykowi skojarzyć zabieg mający „upogładowić” jakiś określony proces fizyczny z tymże procesem!), i wreszcie do „popularyzacji” wiedzy podawanej w procesie nauczania fizyki. Tego rodzaju tendencja niesie z sobą ryzyko dyletantyzmu, a nauczanie sprowadza się (przy zazwyczaj szerokim z punktu widzenia haseł programie) do uprawiania bezpłodnego werbalizmu.

Drugi nurt można by figlarnie określić poprzez pewien pogląd przypisywany Hugonowi Steinhausowi (przenosząc ów pogląd na grunt fizyki): „Uczyć matematyki? Po co? Inteligentni sami dojdą do wszystkiego, a pozostałym i tak nic nie pomoże!”. W tym drugim więc nurcie uczy się tak fizyki, by i ci inteligentni nie mogli dojść, o co w niej właściwie chodzi. Nurt ten cechuje „trudne” potraktowanie fizyki, operujące skomplikowaną symboliką i niedostępnym (ze względu na brak dostatecznie rozbudowanych podstaw) formalizmem matematycznym. Działa też tu coś, na co w języku niemieckim przyjął się świetnie pasujący termin „Kreidephysik” (fizyka „kredowa” lub „tablicowa”).

Oba te nurty (nawiasem mówiąc występujące i w naszym kraju, a zwłaszcza szczególnie ostro w odniesieniu do koncepcji kształcenia nauczycieli fizyki) miały na Konferencji GIREP’81 zarówno swych zwolenników, jak i zajadłych przeciwników. Toteż wynikające z tego powodu gorące spory stanowiły dodatkową atrakcję Konferencji.

Warto odnotować jedną z konkluzji dyskusji panelowych. Stwierdzono mianowicie, że wskutek „nieoduczenia” w zakresie fizyki całe społeczeństwa, i to również te najwyżej cywilizacyjnie rozwinięte, nie są przygotowane do spożytkowania tego co daje współczesna fizyka. Wskutek niedostatecznej wiedzy z zakresu fizyki (a także i fizyki środowiska przyrodniczego oraz ochrony środowiska) z łatwością kształtują się pewne uprzedzenia i opinie nie mające uzasadnienia naukowego. Dotyczy to zwłaszcza energetyki jądrowej. Nigdy bowiem jeszcze wprowadzenie nowych technologii nie powodowało tylu kontrowersji, co wykorzystanie energetyki jądrowej. Niektóre społeczności panicznie obawiają się pojawienia się w ich bliskim sąsiedztwie reaktora atomowego. Zwłaszcza w społeczeństwach, w których opanowano najwyższy stopień rozwoju techniki i technologii nasilają się ruchy społeczne skierowane przeciwko energetyce jądrowej. Tymczasem klasyczna energetyka, oparta na spalaniu paliw kopalnych, nie może być traktowana jako rozwiązanie alternatywne. Uwalniane do atmosfery podczas spalania paliwa substancje toksyczne stanowią bowiem w perspektywie większe zagrożenie, niż pewien wzrost promieniotwórczości towarzyszący rozwojowi energetyki jądrowej. W tym aspekcie rozpatrywać można tylko alternatywę: mniejsze lub większe zużycie energii. Mylne więc co do tego opinie społeczeństw są konsekwencją zbyt płytko potraktowanych, na wszystkich poziomach nauczania fizyki, zagadnień energetyki i ochrony środowiska przyrodniczego.

Rozwój fizyki w ciągu ostatniego stulecia, rewelacyjne odkrycia, stale rozszerzający się krąg zastosowań i coraz powszechniejsza obecność fizyków przy rozwiązywaniu na pozór odległych od fizyki spraw wykształciły w społeczeństwach naiwną wiarę, że fizycy potrafią rozwiązać każdy problem. Moim zdaniem, ufnosć ta przypomina przekonanie pasażerów lecącego nad oceanem samolotu, odległego od najbliższego lądu o tysiące kilometrów i mającego zapas paliwa na przelecie kilkaset kilometrów, że obecni na pokładzie fizycy na pewno znajdą wyjście z sytuacji. Równocześnie jednak pozorna hermetyczność fizyki jako wiedzy dla wtajemniczonych, spowodowana zastraszającym niskim wykształceniem w tej dziedzinie przeważającej części społeczeństw, powoduje narastanie pewnej nieufności do fizyki i fizyków.

Spośród wielu znakomitych uczestników Konferencji warto wymienić prof. E. Rogersa (Uniwersytet w Princeton, USA), powszechnie znanego dydaktyka i popularyzatora fizyki, oraz prof. S. Shimizu (Uniwersytet w Kioto, Japonia), który jako jeden z pierwszych badał skutki wybuchu bomby atomowej w Hiroszimie.

Ukazały się już materiały Konferencji: „Nuclear Physics — Nuclear Power, GIREP Conference on the Teaching of Physics in Schools”, red. G. Marx, Budapeszt 1981.

☛ Kolejna konferencja z tego cyklu odbędzie się w Holandii w 1984 r. i dotyczyć będzie wielu podejść do nauczania mechaniki.

Henryk Z. Wrembel

Zakład Fizyki
Wyższa Szkoła Pedagogiczna
Słupsk

Konferencja „Solitons '82”

W dniach 23 sierpnia — 3 września 1982 r. odbyło się w Edynburgu w Szkocji międzynarodowe spotkanie specjalistów z zakresu teorii solitonów zorganizowane przez A. Scotta i C. Eilbecka. Czas jego trwania został podzielony w połowie na konferencję „Solitons'82”, a w połowie na następujący po niej cykl seminariów roboczych. Gośćmi honorowymi konferencji byli M. Kruskal z Princeton i N. Zabusky z Pittsburgha, którzy w 1965 r., w trakcie badań numerycznych nad rozwiązaniami równania Kortewega de Vriesa zaobserwowali ich quasi-cząstkowe własności. Wybór czasu i miejsca zorganizowania konferencji nie był przypadkowy; sto lat temu zmarł John Scott Russell, szkocki uczonek i inżynier budowy okrętów (konstruktor m. in. największego okrętu XIX wieku „Great Eastern”), który latem 1834 r. na powierzchni Union Canal w pobliżu Edynburga zaobserwował po raz pierwszy soliton w postaci pojedynczej fali wodnej. W czasie trwania konferencji na kanale tym odbyła się uroczystość wmurowania dwóch tablic upamiętniających odkrycie Russella oraz próba rekonstrukcji jego historycznego odkrycia; ta ostatnia zakończyła się całkowitym niepowodzeniem (udało się wytworzyć tylko zwykłe, liniowe fale) pomimo obecności w łodzi, która miała wytworzyć samotną falę, samego M. Kruskala. Być może przyczyną niepowodzenia było zastąpienie koni używanych w XIX wieku do ciągnięcia łodzi przez niezorganizowany tabun solitonowców-teoretyków.

Teoria solitonów jest rzadkim w świecie nauk przyrodniczych przykładem teorii interdyscyplinarnej, łączącej różne, pozornie odległe dziedziny nauki. Obiektem jej zainteresowań są rozwiązania pewnych nieliniowych, cząstkowych równań różniczkowych zlokalizowane (w zasadzie) w czasie i przestrzeni. Choć historia jej sięga połowy XIX wieku to prawdziwie bujny rozwój rozpoczął się dopiero przed piętnastu laty. Obecnie literatura dotycząca tematyki solitonowej jest już ogromna i nadal wzrasta, czego dowodem jest specjalny periodyk solitonowy *Physica D*. Jej olbrzymia różnorodność stała się przyczyną wielopłaszczyznowości tematyki poruszanej na konferencji: z jednej strony metoda odwrotna z jej wyrafinowanymi uogólnieniami (np. na przypadek kwantowy 1D ferromagnetyka), metody bezpośrednie, transformacje Bäcklund'a, eksperymenty numeryczne, a z drugiej strony metoda potencjałów τ , algebry Kaca-Moody'ego-Liego, modele chiralne, teorie modonów czy ciągów falowych. Bardzo szeroką grupę zagadnień stanowiły zjawiska solitonowe w naukach przyrodniczych a zwłaszcza: solitony w układach spinowych Heisenberga, ferromagnetykach, polimerach, złączach Josephsona, dużych zbiornikach wodnych (z oceanami włącznie), gaussony, przepływ informacji w organizmach żywych czy wreszcie samodualne pola grawitacyjne (równania Einsteina-Maxwella). Analizowano także dane eksperymentalne potwierdzające istnienie mechanizmów solitonowych w ciekłych kryształach, w długich łańcuchach poliacetyleny, we włóknach światłowodowych czy w Morzu Andamana. Liczne kontrowersje wzbudziły kwestie statystyki i chaosu w problemach solitonowych, modelu gazu kolektywnego, a także rozwiązań typu „wavetrains” (quasi-periodyczne), którym to problemom poświęcone były odrębne dyskusje.

Konferencja i następujące po niej seminaria były więc rzeczywistym przeglądem ostatnich osiągnięć w teorii solitonów, a także zastosowań szeroko rozumianych solitonów. Nie doczekaliśmy się jednak ostatecznej definicji układu w pełni całkowalnego, choć zagadnieniu temu poświęcony był wykład jednego z twórc

ców teorii solitonów M. Kruskala. Nie dokonano także rozszerzenia metodyki solitonowej dla zagadnień istotnie różnych od jednowymiarowego (1+1), gdzie (poza sporadycznym zastosowaniem metod bezpośrednich) skazani jesteśmy na metody numeryczne. W konkluzji stwierdzić więc należy, że choć zrobiono wiele, jeszcze więcej zostało do zbadania.

W konferencji uczestniczyło około 150 fizyków i matematyków z 24 krajów a wśród nich m. in. M. Ablowitz, A. Bishop, H. Flashka, R. Bullough, R. Hirota, P. Kulisz, W. Machankow, R. Miura, A. Newell, T. Schneider, M. Wadati. Uczestnikami z Polski byli niżej podpisani.

Materiały Konferencji mają ukazać się w *Physica D*.

Iwo Białynicki-Birula, Jacek Madajczyk,

Zakład Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa

Jerzy Zagroźński

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Janusz Holyst

Politechnika Warszawska
Warszawa

R E C E N Z J E

D. Hull: Dyslokacje,, tłum. z jęz. angielskiego S. Żukowski, PWN, Warszawa 1982, s. 282, cena zł 120.—

Współczesne poglądy na materiały, rozumiane jako ogólnie pojęte tworzywa konstrukcyjne, ukształtowane zostały na podstawie badań związków występujących pomiędzy ich strukturą molekularną a właściwościami i zachowaniem. Główna trudność w opisie tych związków polega na tym, że w przeciwieństwie do gazów czy cieczy, czasy relaksacji większości procesów atomowych w ciałach stałych są na tyle duże, że struktury tych ciał zawierają stabilne defekty, w wyniku czego znajdują się one w stanach nierównowagowych, których nie można ściśle opisać metodami statystycznymi. Tym samym zrozumienie natury defektów strukturalnych posiada zasadnicze znaczenie dla poznania istoty materiałów. W przypadku właściwości mechanicznych podstawową rolę odgrywa klasa defektów zwanych dyslokacjami.

Istnienie dyslokacji zostało przewidziane na początku lat trzydziestych dla wyjaśnienia zjawiska poślizgu w kryształach metali, w latach czterdziestych podstawy teorii dyslokacji były już sformułowane, a od czasu ukazania się w 1953 r. klasycznych monografii Reada oraz Cottrella stało się jasne, że przynosi ona całkowite zrewolucjonizowanie podstaw metaloznawstwa. W połowie lat pięćdziesiątych realność dyslokacji została udowodniona, przy czym podstawową rolę odegrały tu badania prowadzone za pomocą prześwietlonych mikroskopów elektronowych, które odtąd stały się podstawową metodą bezpośredniej obserwacji dyslokacji. Zgodność teorii z doświadczeniem okazała się zdumiewająco dobra, w wyniku czego nastąpił niezwykle intensywny rozwój badań. W początkowym okresie chodziło przede wszystkim o samą naturę dyslokacji oraz zrozumienie zjawiska plastyczności i umocnienia prostych metali, później rosnącą liczbę publikacji poświęcono metodom obserwacji oraz rozszerzeniu teorii w celu wyjaśnienia takich zjawisk jak wzrost kryształów, przemiany fazowe, tworzenie warstw epitaksjalnych, przenikalność magnetyczna, elektronowy i jądrowy rezonans magnetyczny, przewodność cieplna w niskich temperaturach i wiele innych. Stopniowo teoria została uogólniona na materiały o bardziej złożonych strukturach krystalicznych, a nawet zaczęto ją stosować w tak odległych od metaloznawstwa dziedzinach jak geofizyka czy biologia molekularna. Ogromny sukces teorii dyslokacji w wyjaśnianiu zachowania się różnych klas materiałów był jedną z przyczyn, które doprowadziły do wyodrębnienia się nauki o materiałach jako niezależnej dyscypliny.

Jednak pomimo tych osiągnięć nadal jesteśmy dalecy od zrozumienia całego szeregu podstawowych zjawisk. Wystarczy przypomnieć, że zagadnienie umacniania metali podczas odkształcenia plastycznego, z którego próby rozwiązania teoria dyslokacji wzięła swój początek, nadal nie jest w pełni zrozumiane i ciągle są prawdziwe wypowiedziane trzydzieści lat temu słowa Alaina Cottrella, iż będzie to prawdopodobnie ostatnie z zagadnień, które ta teoria rozwiąże. Wynika to stąd, że teoria dyslokacji zawiera elementy o różnym stopniu zaawansowania. W tych częściach, które dotyczą geometrii dyslokacji, wnioski teorii są dokładne. W innych częściach, odnoszących się do sprężystych właściwości pojedynczych dyslokacji lub prostych ich układów, wyniki oparte na liniowej teorii sprężystości stanowią bardzo dobre przybliżenie. Natomiast w zagadnieniach związanych z oddziaływaniami bliskiego zasięgu, gdy należy odejść od makroskopowego podejścia mechaniki liniowej na rzecz właściwych dla mikroświata metod mechaniki kwantowej, pojawia się trudność, która do tej pory nie została przezwyciężona. Innym nie rozwiązany problem jest luka pomiędzy naszą wiedzą o zachowaniu się pojedynczych dyslokacji, a zrozumieniem ich zachowania w sytuacji, gdy odkształcenie plastyczne doprowadza do wygenerowania gigantycznych ilości tych defektów. Pomimo wymienionych przeszkód teoria dyslokacji, stanowiąc jedną z podstawowych koncepcji współ-

czesnej nauki o materiałach, stała się niezbędnym narzędziem dla każdego, kto trudni się badaniem i wykorzystywaniem związków istniejących pomiędzy strukturą i właściwościami materiałów.

Polski czytelnik, chcący przyswoić sobie podstawy teorii dyslokacji, natrafia jednak na znaczne trudności. Od chwili wydania przez PWN tłumaczenia *Podstaw teorii dyslokacji* Weertmanów upłynęło już 13 lat, przy czym książka ta zupełnie nie zajmowała się zastosowaniem teorii oraz doświadczalną stroną zagadnienia. Wstępne i rozproszone informacje o dyslokacjach znajdują się w tłumaczonych podręcznikach nauki o materiałach (Guy, *Wprowadzenie do nauki o materiałach* (PWN 1977), Wyatt i Dew-Hughes, *Wprowadzenie do inżynierii materiałowej* (WNT 1978)) oraz fizyki ciała stałego. Krystalograficzne aspekty teorii zawarte są w godnej polecenia książce Kelly'ego i Grovesa *Krystalografia i defekty kryształów* (PWN 1980), a skrypt akademicki poświęcony podstawom teorii przygotowują Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej. Toteż dobrze się stało, że PWN zdecydowało się na udostępnienie polskiemu czytelnikowi podręcznika *Introduction to Dislocations*, który napisał profesor Uniwersytetu w Liverpool, Derek Hull. Pierwsze wydanie tej książki, które ukazało się w 1965 r., napotkało życzliwe przyjęcie i stało się podstawą kursu wykładanego na wielu uczelniach. Zastosowana w książce metoda elementarnego wykładu oparta była na założeniu, że pomimo ciągłego rozwoju teorii jest mało prawdopodobne, aby jej podstawy mogły ulec istotnym zmianom. Założenie to jest z pewnością słuszne w przypadku geometrii dyslokacji, a do tego zagadnienia Hull przywiązał szczególną wagę przyjmując, że gruntowne zrozumienie go przez studenta umożliwi mu jakościowe zrozumienie wielu problemów dotyczących dyslokacji. Metoda ta zapewniła książce ciągłą aktualność, potwierdzoną tym, że w 1975 r. można było ją wydać powtórnie ze stosunkowo niewielkimi zmianami. Wydanie to stanowiło podstawę polskiego tłumaczenia.

W zasadzie książka Hulla odnosi się do dyslokacji w ciałach metalicznych i zawiera dziesięć rozdziałów o konwencjonalnym układzie: I — Defekty w kryształach, II — Obserwacje dyslokacji, III — Ruch dyslokacji, IV — Właściwości sprężyste dyslokacji, V — Dyslokacje w kryształach o strukturach regularnych, VI — Dyslokacje w innych strukturach krystalicznych, VII — Progi i przecinanie się dyslokacji, VIII — Źródła i rozmnażanie się dyslokacji, IX — Układy dyslokacji i granica kryształów, X — Wytężalność materiałów. Każdy z rozdziałów został zaopatrzony w zestaw literatury do dalszego, samodzielnego studiowania, poza tym książka została wyposażona przez tłumacza w słowniczek angielsko-polski niektórych terminów.

Podstawową zaletą książki Hulla jest jej prostota i syntetyczne ujęcie, nie wymagające od czytelnika większego przygotowania teoretycznego. Autor postawił sobie za cel raczej jakościowe niż ilościowe traktowanie problemu, co odzwierciedla angielski tytuł książki, która stanowi dobre wprowadzenie do dalszego, bardziej pogłębionego studiowania, wymagającego sięgnięcia do takich monografii jak Hirth i Lothe *Theory of Dislocations* (McGraw-Hill 1968) czy zbiorowa, pięciotomowa praca pod redakcją Nabarro *Dislocations in Solids* (North-Holland 1979). Do zalet należy też bogate wyposażenie książki w materiał ilustracyjny. Wady książki pochodzą z tych samych przyczyn co i zalety: położenie głównego nacisku na zagadnienie geometrii dyslokacji zmusiło Autora do zarysowania zaledwie, względnie całkowitego pominięcia szeregu niezwykle ważnych aspektów, jak np. właściwości sprężyste dyslokacji, dynamika dyslokacji, oddziaływania bliskiego zasięgu, związek dyslokacji z przemianami i innymi procesami zachodzącymi w metalach i stopach itp. Z licznych zastosowań teorii dyslokacji omówiony został skrótowo jedynie problem właściwości mechanicznych (rozd. X), przy czym jest to najslabsza część książki. Wymienione wady posiadają jednak charakter względny, gdyż uwidaczniają się w sytuacji, gdy czytelnik nie ma dostępu do bardziej pogłębionych podstawowych monografii.

Tłumacz książki, S. Żukowski, dokonał znacznego wysiłku, pokonując w udany sposób trudności wywołane ciągłe istniejącymi różnicami w polskiej terminologii dotyczącej dyslokacji. Potknąć jest stosunkowo mało. Niezbyt udane jest np. tłumaczenie terminu „jog” jako próg, skoro przyjęła się już bardziej właściwa nazwa — uskok. Na str. 180 pisze się o „deformacyjnym wyżarzaniu” co jest wyraźnym nieporozumieniem, powinno być „wyżarzanie rekrytalizacyjne”. W rozdz. X w kilku miejscach zamiast „defekt punktowy” napisano skrótowo „defekt”, co doprowadziło do takich dziwnych nieprawidłowości, jak np. na str. 247 „oddziaływanie defektu z dyslokacją” lub „oddzielenie dyslokacji od defektów”. Ogólnie jednak rzecz biorąc, książka została przetłumaczona bardzo starannie.

Nie ulega wątpliwości, że książka Hulla stanowi wartościową i potrzebną pozycję wydawniczą, szczególnie przydatną studentom kształcącym się zarówno w zakresie inżynierii materiałowej, metalurgii, techno-

logii mechanicznych, jak też i fizyki. Niestety nieproporcjonalnie niski nakład (1500 egz.), przy znacznym zapotrzebowaniu na literaturę naukową dotyczącą podstaw nowoczesnej nauki o materiałach, spowodował szybkie zniknięcie książki z półek księgarni i zmniejszy jej zasięg oddziaływania.

Maciej W. Grabski

Instytut Inżynierii Materiałowej
Politechnika Warszawska
Warszawa

K R O N I K A

PTF

Oddział Białostocki

W dniu 7 kwietnia 1982 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału. Nowy Zarząd wybrano w składzie: przewodnicząca — E. Ostaszewicz, sekretarz — T. Łukaszewicz, skarbnik — M. Bożyk, pełnomocnik ds. współpracy z przemysłem — J. Plechta, pełnomocnik ds. kontaktów ze szkołami średnimi i Ośrodkiem Kształcenia Nauczycieli — C. Bielaczyc, pełnomocnik ds. Olimpiady Fizycznej — A. Karpio, korespondent — I. Lasocka.

Oddział Białostocki PTF organizuje posiedzenia naukowe, odczyty, pokazy, konferencje i akcje popularyzacyjne. W czasie minionej kadencji Zarządu odbyły się 3 posiedzenia naukowe, na których zaproszeni goście z zagranicy wygłosili referaty na temat plazmy.

Zorganizowano odczyty i pokazy z fizyki dla młodzieży szkół średnich i dla nauczycieli fizyki województw białostockiego i suwalskiego, konferencje dla metodyków fizyki i chemii. Prowadzono akcję popularyzacyjną „otwarte drzwi”. Komitet Okręgowy Olimpiady Fizycznej obejmuje swą działalnością województwa: białostockie, łomżyńskie, ostrołęckie, siedleckie i suwalskie.

W październiku 1982 r. Oddział Białostocki liczył 32 członków.

Irena Lasocka

IUPAP

W poprzedniej Kronice podaliśmy skład Komitetu Wykonawczego IUPAP na kadencję 1981—84 i informacje o obsadzie Komisji. Teraz pragniemy dodać jeszcze nieco więcej informacji o działal-

ności Unii, zawartych w Raporcie z XVII Zebrania Ogólnego (wrzesień 1981, Paryż).

Sprawy członkostwa. Komitet Wykonawczy unieważnił członkostwo Argentyny, która od 1972 r. nie uczestniczy w zebraniach Unii ani nie płaci składek, mimo wielokrotnych prób nawiązania kontaktu z argentyńskim Komitetem Narodowym. Unia przyjęła na swoich nowych członków Syrię i Turcję.

Finanse. Roczny budżet IUPAP wynosi ok. 100 000 dol. USA, z czego mniej więcej dwie trzecie przeznaczają się na wspieranie konferencji międzynarodowych i na programy w krajach rozwijających się. IUPAP, w odróżnieniu od wielu innych unii, nie ma stałego personelu administracyjnego, lecz korzysta z uprzejmej pomocy instytucji, w których zatrudnieni są sekretarze generalni i sekretarze komisji. Wobec ogólnej inflacji składki członkowskie będą stopniowo podwyższane.

Nowe Komisje. Zebranie Ogólne zatwierdziło powstanie dwóch nowych komisji: Fizyka dla Rozwoju oraz Fizyka Matematyczna. Zatwierdzono też zmianę nazwy Komisji Ciała Stałego na Komisję Struktury i Dynamiki Ciała Stałego. Z tą zmianą nazwy wiąże się pewna zmiana dziedzin, którymi Komisja ma się zajmować, np. luminescencja przechodzi do Komisji Półprzewodników, a Komisja Magnetyków ma wspierać finansowo konferencje na temat metali przejściowych, zaś zagadnienia transportu w metalach przechodzą do Komisji Niskich Temperatur.

Komisje afiliowane. Podajemy składy:

AC1 — Międzynarodowa Komisja Optyki (ICO): prezes — J. Tsujiuchi (Japonia), poprzedni prezes — A. W. Lohmann (RFN), sekretarz generalny — H. J. Frankena (Holandia), wiceprezesa — F. T. Arecchi (Włochy), K. Biedermann (Szwecja), S. Lowenthal (Francja), T. Skaliński (Polska), P. Varga (Węgry), delegat IUPAP — A. Kujawski (Polska).

AC2 — Międzynarodowa Komisja Ogólnej Teorii Względności i Grawitacji: prezes — Y. Choquet-

-Bruhat (Francja), sekretarz — A. Held (Szwajcaria, delegaci IUPAP — E. Amaldi (Włochy), A. Komar (USA), E. Schmutzer (NRD), A. Trautman (Polska).

IUPAP — 22

B. W.

Mianowania na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Teodor Krajewski (Uniwersytet Poznański) i Jan Żylicz (Uniwersytet Warszawski).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Marek Demiański (Uniwersytet Warszawski), Bohdan Dziunikowski (Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie), Ludomir Gabła (Uniwersytet Jagielloński), Włodzimierz Garczyński (Uniwersytet Wrocławski), Karol Jankowski (Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu), Jerzy Kijowski (Uniwersytet Warszawski), Andrzej Kisiel (Uniwersytet Jagielloński), Henryk Puszkarski (Uniwersytet Poznański), Sławomir Ruciński (Uniwersytet Warszawski), Grzegorz Sitarski (Centrum Badań Kosmicznych PAN w Warszawie), Bolesław Wysłocki (Politechnika Częstochowska).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk technicznych otrzymał Maksymilian Pluta (Centralne Laboratorium Optyki w Warszawie).

Wręczenie nominacji profesorskich odbyło się 29 października i 23 listopada 1982.

Nagroda Nobla 1982

Nagrodę Nobla z fizyki otrzymał w 1982 r. amerykański fizyk Kenneth G. Wilson, profesor Uniwersytetu Cornella, za prace dotyczące „zjawisk krytycznych towarzyszących przejściom fazowym”. Decyzja ta została ogłoszona przez Królewską Akademię Nauk w Sztokholmie dnia 18 października 1982 r. Wysokość nagrody wynosi 1,15 miliona koron szwedzkich.

Kenneth G. Wilson urodził się 8 czerwca 1936 roku w Waltham (Massachusetts). Studiował na Uniwersytecie Harvarda. W 1961 roku uzyskał stopień naukowy doktora (Ph. D.) w California Institute of Technology. Specjalizował się nastę-

nie w fizyce teoretycznej wysokich energii pracując w CERN-ie w Genewie. W 1963 r. podjął pracę na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Cornella. Począwszy od 1971 r. jest profesorem tej uczelni.

Wilson był już nagradzany za prace naukowe z dziedziny kwantowej teorii pola i fizyki statystycznej (1973 — Nagroda Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego i Amerykańskiego Instytutu Fizyki, 1975 — Nagroda Boltzmannowa Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej). Podstawowe prace Wilsona dotyczące zjawisk krytycznych zostały opublikowane w 1971 roku (*Phys.*



Kenneth G. Wilson (w środku), Hans Bethe (po prawej) i Boyce McDaniel, dyrektor Laboratorium Uniwersytetu Cornella (Photo Cornell)

Rev. 134, 3174, 3184). Systematyczne omówienie i rozwinięcie sformułowanej tam teorii ukazało się w 1974 w postaci obszernego studium pt. „The renormalization group and the ϵ -expansion” (K. G. Wilson i J. Kogut, *Phys. Rep.* 126, 75).

Teoria Wilsona dotyczy obszarów krytycznych przejść fazowych (np. otoczenia punktu Curie przy przejściu paramagnetyk-ferromagnetyk). Wygodną miarę odległości od punktu krytycznego stanowi bezwymiarowy parametr $\theta = (T - T_{kr})/T_{kr}$, gdzie T_{kr} jest wartością temperatury T w punkcie krytycznym. Asymptotyczne zachowanie się parametrów termodynamicznych przy zbliżaniu się do punktu krytycznego dobrze opisują prawa potęgowe, stwierdzające proporcjonalność tych parametrów do wyrażen typu θ^* (lub $(-\theta)^*$). Wykładnik $*$ nazywa się wykładnikiem krytycznym (np. spontaniczna magnetyzacja szeregu ferromagnetyków dąży do zera przy zbliżaniu się do punktu Curie

jak $(-\theta)^{\beta}$, $\beta = 0,35$; por. artykuł A. Olesia, *Postępy Fizyki* 32, 267 (1981)).

Analiza wartości wykładników krytycznych dla szerokiej klasy układów i wielkości fizycznych doprowadziła L. P. Kadanoffa do wysunięcia w 1966 r. hipotezy uniwersalności. Istotą tej hipotezy było założenie, iż wartości wykładników krytycznych nie zależą od szczegółów oddziaływań mikroskopowych, a określone są jedynie przez pewne globalne cechy układów fizycznych, takie jak posiadane symetrie czy wymiar. Hipoteza Kadanoffa, przy konsekwentnym jej stosowaniu, prowadziła do szeregu konkretnych związków między wskaźnikami krytycznymi.

Idee te podjął i twórczo rozwinął K. G. Wilson. Podał on nowe sformułowanie teorii zjawisk krytycznych, które pozwoliło nie tylko na głębsze zrozumienie i sprecyzowanie hipotezy Kadanoffa, ale również umożliwiło wypracowanie metody obliczania wartości wykładników krytycznych. Do systematycznej eliminacji parametrów nieistotnych z punktu widzenia zachowania się układu w obszarze krytycznym Wilson wykorzystał w oryginalny sposób koncepcję grupy renormalizacji, znaną z kwantowej teorii pola (por. jego artykuł, *Postępy Fizyki* 34, 129 (1983)). Transformacje grupy renormalizacji wiążą ze sobą układy o identycznym zachowaniu termodynamicznym w pobliżu punktu krytycznego. Na poszczególne układy tej klasy można patrzeć jako na wersje tego samego układu, równoważne z punktu widzenia własności krytycznych. Wilson wyprowadził równania różniczkowe określające zależność stałych sprzężenia, charakteryzujących dynamikę mikroskopową rozpatrywanej klasy układów, od parametru skalowania numerującego transformacje grupy renormalizacji. Równania te, zwane równaniami grupy renormalizacji, odgrywają podstawową rolę w teorii Wilsona. Posługując się nimi można znaleźć punkt krytyczny przejścia fazowego (w przypadku jednej stałej sprzężenia jest to niestabilny punkt stały). Można też za pomocą tych równań uzyskać wszystkie związki między wykładnikami krytycznymi, odzwierciedlające tzw. prawa podobieństwa, a zawarte w hipotezie uniwersalności Kadanoffa. W dalszych badaniach Wilson opracował oryginalną, efektywną metodę obliczania wartości wykładników krytycznych poprzez analizę równań grupy renormalizacji zlinearyzowanych wokół punktu reprezentującego punkt krytyczny. Jego śmiałe pomysły w tej dziedzinie (np. koncepcja rachunku perturbacyjnego względem odchylenia wymiaru przestrzeni od wartości 4, opracowana wspólnie

z M. Fisherem) doprowadziły do konkretnych wyników, znakomicie zgadzających się z danymi doświadczalnymi oraz ze znanymi ścisłymi rezultatami, odnoszącymi się do modeli teoretycznych. Prace Wilsona otworzyły nowy rozdział w teorii zjawisk krytycznych, powodując niezwykłą wręcz aktywność naukową w tej dziedzinie na świecie.

Koncepcje grupy renormalizacji zostały zastosowane do nowych zagadnień. Wykorzystano je w szczególności do analizy własności dynamicznych materii (np. współczynników transportu) w obszarach krytycznych.

Jarosław Piasecki

200 lat od śmierci Eulera

Leonhard Euler urodził się 15 kwietnia 1701 r. w Bazylei. Od 1727 r. był profesorem matematyki i fizyki oraz członkiem niedawno wówczas założonej Akademii Nauk w Petersburgu. W latach 1741—1766 pracował w Pruskiej Akademii Nauk w Berlinie, dokąd ściągnął go Fryderyk Wielki. Był także członkiem paryskiej Akademii Nauk. W 1766 r. powrócił do Petersburga, gdzie zmarł 18 września 1783 r.

Euler był niezwykle płodny. Ogłosił ok. 800 prac, z tego ponad 20 dużych monografii, częściowo z matematyki czystej, częściowo z matematyki stosowanej. Jego prace związane z fizyką zawarte są głównie w *Listach do pewnej księżniczki pruskiej na różne tematy z fizyki i filozofii*. Przyczynił się znacznie do rozwinięcia podstaw mechaniki teoretycznej, m. in. sformułował w 1744 r. (wcześniej i bardziej precyzyjnie niż Maupertuis) zasadę najmniejszego działania (równania Eulera-Lagrange'a), nazywaną obecnie zasadą Maupertuis. Wiele lat usiłował bezskutecznie rozwiązać problem trzech ciał, niemniej prace te umożliwiły mu rozwinięcie teorii toru Księżycy. Podał sposób ułatwiający wyznaczanie położenia ciała sztywnego (kąty Eulera). Dał podstawy rachunku wariacyjnego i wykorzystał do obliczania „krzywych sprężystych” tj. kształtu drgających strun i płyt. Miał też duży wkład do hydrodynamiki. Równania Eulera opisują idealną nieściśliwą ciecz.

Światło traktował jako drgania podłużne (zgodnie z poglądem Huygensa) rozchodzące się w eterze, nie zdołał jednak stworzyć teorii falowej dywergencji i podwójnego załamania. Opracował teorię achromatycznego układu soczewek, wykorzystaną

potem przez angielskiego optyka Johna Dollonda, który w 1758 r. skonstruował pierwszą achromatyczną lunetę.

Fizycy bardzo często korzystają ze wzorów Eulera, ustalających związki między funkcjami trygonometrycznymi i wykładniczymi.

B. W.

Pierwiastek 109

Peter Armbruster, Gotfried Münzenberg i Sigurd Hofmann otrzymali w ośrodku GSI (Darmstadt) pierwiastek transuranowy o liczbie atomowej $Z = 109$.

Nowy pierwiastek wytworzono przez reakcję ciężkojonową w akceleratorze UNILAC. Wiązkę jonów $^{56}_{26}\text{Fe}$ o energii 5 MeV/nukleon i o natężeniu 10^{12} jonów/s skierowano na tarczę $^{209}_{83}\text{Bi}$ uzyskując reakcję $^{209}_{83}\text{Bi} (^{56}_{26}\text{Fe}, n)$, w wyniku której powstał izotop 266 pierwiastka 109, ulegający rozpadowi α ze średnim czasem życia 5 ms. Energia wysyłanych cząstek α wynosi 11.1 MeV.

Jądra wytwarzanego pierwiastka 109 wydzielane były z wiązki przy pomocy separatora SHIP (Separator for Heavy-Ion reaction Products) i implantowane do detektora krzemowego z powierzchniową warstwą zaporową. Detektor rejestrował miejsce i czas implantacji jak również miejsce i czas następującego rozpadu α . Między utworzeniem jądra złożonego a implantacją upływa około 1 μs , co odpowiada czasowi przelotu przez SHIP.

Miarą trudności eksperymentalnych, które trzeba było pokonać, jest fakt, że przekrój czynny na tworzenie pierwiastka 109 jest około 30 razy mniejszy od przekroju na tworzenie odkrytego niedawno pierwiastka 107 i jest rzędu 10^{-30} cm^2 .

Do powodzenia omawianego eksperymentu przyczyniło się zwiększenie (5 do 10 razy) natężenia wiązki jonów w UNILAC-u. Aby uniknąć nadmiernego nagrzewania tarczy zastosowano 9 tarcz umieszczonych na obwodzie koła obracającego się z prędkością obwodową 40 km/godz tak, że tarcze kolejno znajdowały się na kierunku padającej wiązki. Wiązka była pulsowana — impulsy trwające 5 ms przedzielone były pauzami 15 ms. Każda tarcza trafiana była wiązką raz na dwa obroty koła.

Poszukiwanie pierwiastka 108 — „brakującego ognia” układu okresowego — natrafia na zasadnicze trudności, gdyż identyfikacja poprzez pro-

dukty rozszczepienia jest praktycznie niemożliwa, a prawdopodobnie kanał rozpadu przez rozszczepienie dla pierwiastka 108 dominuje nad kanałem rozpadu α . To samo dotyczy pierwiastka 110.

Czy możemy oczekiwać odkrycia wkrótce pierwiastka 111? Wymagałoby to dalszego wzrostu natężenia wiązki jonów i ulepszenia techniki detekcji, bo przekrój na tworzenie tego pierwiastka jest zapewne jeszcze znacznie mniejszy od przekroju na tworzenie pierwiastka 109.

Obecnie rozważa się plany prac, w których pewne pierwiastki transuranowe byłyby użyte jako tarcze. Byłaby to próba osiągnięcia „wyspy stabilności” teoretycznie przewidywanej przy $Z = 114$.

Phys. Bl. 38, No 10 (1982)

Ludwik Natanson

Śmiecie w kosmosie

R. C. Reynolds, E. E. Rice i D. S. Edgcombe z Battelle Columbus Laboratories przedstawiają w numerze *Physics Today* z września 1982 wyniki badań, prowadzonych na zlecenie NASA, nad zaśmiecaniem przestrzeni wokółziemskiej przez odpady z satelitów i wynikającymi stąd konsekwencjami.

Rośnie odczucie, że zaśmiecanie orbit okołoziemskich może w niedalekiej przyszłości mieć ujemne skutki dla bezpieczeństwa pojazdów orbitalnych. Odpady pochodzenia ziemskiego to przede wszystkim zużyte człony rakiet, porzucone, już nie eksploatowane satelity, różne fragmenty pojazdów. Niebezpieczeństwo zderzenia się pojazdu orbitalnego z tymi odpadami zależy od liczby, masy i wielkości odpadów przecinających orbitę pojazdu. Ze względu na dużą prędkość względną pojazdu i odpadu, nawet małe fragmenty mogą stać się przyczyną poważnych uszkodzeń pojazdów, a ponadto w takich zderzeniach powstaną nowe odpady, których orbity są zupełnie nie do przewidzenia.

Jedynym naturalnym mechanizmem redukującym liczbę odpadów jest zmniejszanie orbity i wejście w atmosferę Ziemi. Taka wędrówka może jednak trwać długo, nawet wiele lat, dla odpadów pozostawionych na dużych wysokościach. Sztuczne niszczenie odpadów jest teoretycznie możliwe, ale byłoby trudne i bardzo kosztowne.

Co jeszcze jest w stanie zniszczyć człowiek?

Phys. Today 35, No 9 (1982)

B. W.

Historia laserów

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne wspólnie z Amerykańskim Instytutem Laserów, Amerykańskim Towarzystwem Optycznym i Sekcją Elektroniki Kwantowej IEEE (Instytutu Inżynierów Elektryków i Elektroników) stworzyły fundusz na badania historii i zabezpieczenie dokumentacji historycznej laserów. W skład komitetu, który kierować będzie tymi pracami wchodzi historycy nauki i archiwiści z Centrum Historii Fizyki AIP i z Centrum Historii Inżynierii Elektrycznej IEEE.

Prace rozpoczną się od wstępnych rozmów z osobami, które najwięcej przyczyniły się do rozwoju laserów oraz od wywiadów w laboratoriach i firmach produkujących w tej dziedzinie. W ten sposób zostanie ustalony szczegółowy program wywiadów oraz lista dokumentów, które należałoby przezfotografować. Po wykonaniu tych prac zostanie zestawiony i wydany katalog.

Jeśli uzyska się z różnych dotacji odpowiednie fundusze, to wywiady z pionierami w dziedzinie laserów będą nagrane na wideotaśmy, o ile tylko się da w ich laboratoriach, przy używanej przez nich aparaturze. Na podstawie zebranych materiałów zostanie przygotowana na 25-lecie pierwszego lasera (co przypada w 1985 r.) objazdowa wystawa. Przewiduje się także wydanie 100—150-stronicowej monografii historycznej z wyborem z przeprowadzonych wywiadów i fotografiom archiwalnymi.

Phys. Today 35, No 10 (1982)

B. W

Rośnie liczba elektrowni jądrowych

W USA obserwuje się ostatnio bardzo szybki wzrost ilości energii elektrycznej produkowanej w siłowniach jądrowych w stosunku do energii wytwarzanej w elektrowniach opalanych paliwem kopalnym. W 1981 r. z siłowni jądrowych pochodziło 12% całej wyprodukowanej energii elektrycznej. Obecnie w USA działają 82 reaktory mocy, a dalszych 68 jest w budowie. Produkcja energii jądrowej rośnie w tempie 7% rocznie. Ten okres szybkiego wzrostu może się jednak w USA nagle zakończyć, gdy zostanie zrealizowana budowa reaktorów obecnie zaplanowanych. Nowe zamówienia na reaktory mocy nie napływają. Jednym z czynników jest tu obawa społeczeństwa przed wypad-

kami, jakim mogą ulegać siłownie jądrowe, głównym jednak czynnikiem hamującym rozwój jest ogromny wzrost kosztów budowy i eksploatacji reaktorów. W innych krajach intensywne przechodzenie na energię jądrową trwa nadal. W Europie Zachodniej w 1981 r. przyrost produkcji energii elektrycznej ze źródeł jądrowych wynosił 13%. We Francji, Indiach, Japonii i Rumunii jest obecnie 10 reaktorów mocy w budowie. Najszybciej program energii jądrowej rozwija się we Francji. W 1981 r. reaktory jądrowe dostarczyły tam 38% całej krajowej produkcji energii elektrycznej.

Sci. Am. 247, No 4 (1982)

B. W.

Jan Wesołowski

(1902—1982)

Dn. 19 marca 1982 r. zmarł we Wrocławiu Jan Wesołowski, fizyk, profesor Uniwersytetu Wrocławskiego i Państwowej Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Opolu.

Profesor Wesołowski był fizykiem o dużej inicjatywie twórczej, związanej z jego szerokimi zainteresowaniami. Inicjował nowe kierunki badawcze, wykształcił licznych fizyków.

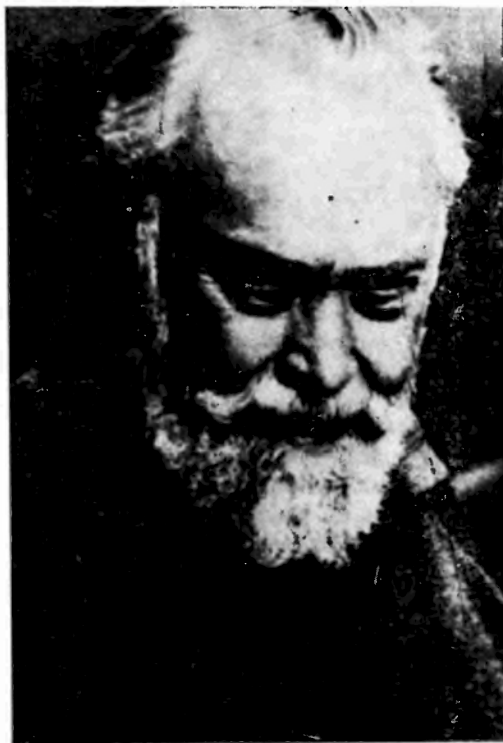
Urodził się na Wołyniu w roku 1902, gimnazjum ukończył w Krzemieńcu i w roku 1925 rozpoczął studia fizyki na Wydziale Filozoficznym Uniwersytetu Jagiellońskiego. Pracę w Zakładzie Fizyki UJ rozpoczął w 1931 r.

Ośrodek krakowski w okresie międzywojennym specjalizował się w kierunku zainicjowanym przez prof. Konstantego Zakrzewskiego — fizyki molekularnej, badań polaryzacji dielektrycznej i momentów dipolowych. Kilka prac jakie wykonał tutaj Jan Wesołowski stanowi ważny wkład w tę dziedzinę. Jego praca doktorska dotyczyła własności fizycznych ciekłego selenu, tj. stałej dielektrycznej, gęstości i lepkości. Praca ta odnosiła się do zagadnień polaryzacji, ale też, jakbyśmy to dzisiaj powiedzieli, do struktury cieczy.

Ale lata 30 to okres niezwykłego rozwoju fizyki jądrowej, fizyki wysokich energii i oczywiście mechaniki kwantowej, które to dziedziny stawały się coraz bardziej atrakcyjne.

Z kontaktów środowiska krakowskiego z prof. P. Augerem wynikał plan pracy nad promieniowaniem kosmicznym na dużych głębokościach w kopalni soli w Wieliczce. Jan Wesołowski podjął te

badania. W roku 1937 po odbyciu stażu naukowego w Paryżu u P. Augera, początkowo na aparaturze z jego laboratorium, Wesołowski rozpoczął pomiary w Wieliczce. Niestety wojna przerwała te prace, aparatura została zniszczona. Po wojnie, w niezwykle trudnych warunkach Jan Wesołowski konstruował nową aparaturę. Można zatem uważać Wesołowskiego za pioniera badań nad promieniowaniem kosmicznym w Krakowie, które później rozwinęły się na szerszą skalę.



W roku 1948 Wesołowski z małżonką prof. Cecylią Wesołowską przenieśli się do Wrocławia. Tam zajmował się początkowo niektórymi zagadnieniami detekcji promieniowania jądrowego, zastosowaniami izotopów promieniotwórczych i skażeniami radioaktywnymi środowiska. Badania te były kontynuowane później w nowo zorganizowanej przez Wesołowskiego Katedrze Fizyki w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Opolu. W tej Katedrze zainicjował także badania elektroluminescencji komórek „suchych”. Tematykę luminescencji oraz elektroluminescencji prowadzą jego uczniowie w PWSP.

Pod koniec lat 50. rozwinęły się we Wrocławiu Opolu zainicjowane przez Wesołowskiego bada-

nia nad procesem anihilacji pozytonów w materii skondensowanej. Wiązą one podstawowe zjawiska procesu emisji fotonów anihilacji, w szczególności ich rozkładu kątownego, ze strukturą materii. Zagadnienie to rozwinęło się do szeroko dzisiaj stosowanej metody badania struktury i jest uprawiane na poważną skalę w ośrodku stworzonym przez Jana Wesołowskiego. Jest to zatem dziedziną badawczą, w której Wesołowskiego możemy uznać za twórcę w skali polskiej.

Wesołowski wychował liczną kadrę naukową, z której wywodzi się kilku wybitnych fizyków.

Poza pracą dydaktyczną i organizacyjną w Uniwersytecie Jagiellońskim i Uniwersytecie Wrocławskim, do jego ważnych osiągnięć należy zorganizowanie Katedry Fizyki w PWSP w Opolu.

Był ponadto bardzo aktywnym popularyzatorem i działaczem Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Marian Mięśowicz

N. W. Bielów

(1891—1982)

Dnia 6 marca 1982 r. zmarł Nikołaj Wasiliewicz Bielów, wybitny krystalograf rosyjski.

Bielów urodził się 14 grudnia 1891 r. w Janowie, gimnazjum kończył w Warszawie, studia odbywał w Instytucie Technologicznym w Petersburgu. Początkowo zajmował się geochemią, potem mineralogią strukturalną i analizą rentgenowską kryształów, w szczególności związków nieorganicznych. Podał pierwsze rozwiązania struktur silikatów przy zastosowaniu zasady najgęstszego upakowania. Miał znaczne osiągnięcia w badaniach symetrii, m. in. podał wyprowadzenie 230 grup przestrzennych.

Wiele czasu i uwagi poświęcał także dydaktyce. Był profesorem uniwersytetów w Gorkim i w Moskwie. Pod jego kierunkiem powstało ponad 150 tez doktorskich i kandydackich. Był członkiem Akademii Nauk ZSRR, redaktorem naczelnym czasopisma *Kristallografia*, w latach 1966—69 prezesem Międzynarodowej Unii Krystalograficznej, członkiem zagranicznym PAN, doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Wrocławskiego.

Wielu fizyków polskich starszego pokolenia znało go dobrze. Bywał u nas m. in. na Infeldiadach. Dał się poznać nie tylko jako dobry fizyk, lecz także jako czarujący i dowcipny człowiek.

Acta Crystallogr. A38, 561 1982

B. W.

M. S. Rabinowicz

Dnia 7 maja 1982 r. zmarł w Moskwie Matwiej Samsonowicz Rabinowicz, wybitny specjalista w dziedzinie fizyki plazmy.

Rabinowicz urodził się w Kazaniu nad Wołgą. Studiował fizykę na Uniwersytecie Moskiewskim, poczem rozpoczął pracę w Instytucie Fizyki Akademii Nauk ZSRR (FIAN), gdzie pozostał do końca życia. Zajął się teorią akceleratorów cząstek. W 1957 r. zorganizował w FIAN nowe laboratorium — Laboratorium Syntezy Jądrowej i Fizyki Plazmy. Prowadził badania teorii orbit elektronów w betatronie. Wspólnie z W. I. Wekslerem opracował teorię przyspieszania kolektywnego cząstek. Badając problemy syntezy jądrowej doszedł do wniosku, że urządzeniem, w którym można

uzyskać dobre warunki skupienia plazmy są stellaratory. Są to urządzenia będące topologicznie układem toroidalnym, w którym rozkład pola magnetycznego potrzebny do skupiania plazmy wytwarzany jest wyłącznie przez prądy w uzwojeniach zewnętrznych. Wyniki uzyskane w stellaratorze L-2 zbudowanym w FIAN, a także wyniki laboratoriów w Garching (RFN) i w Culham (W. Brytania) wskazują, że stellaratory mają podobne, a może nawet nieco lepsze, charakterystyki skupiania plazmy co tokamaki podobnej wielkości.

Rabinowicz był założycielem czasopisma *Fizyka Plazmy*. Odegrał też bardzo ważną rolę w ułatwianiu kontaktów naukowych między fizykami plazmy w ZSRR i w innych krajach.

Phys Today 35, No 9 (1982)

B. W.

Informacje dla autorów

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

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

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

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

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

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 180.—

rocznie zł 360.—

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 doręczyciela.

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

| | |
|--|-----|
| M. Mięslowicz — Asymetria materii-antymaterii i nietrwałość protonu na tle teorii wielkiej unifikacji | 107 |
| K. G. Wilson — Problemy fizyki z wieloma skalami długości (tłum. M. Napiórkowski) | 129 |
| RÓŻNE | |
| Z. Mizgier — Powstanie i rozwój Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Część III: Z dziejów fizyki polskiej w okresie 1939—1945 | 161 |
| WSPOMNIENIA-ROZCZYNICE | |
| B. A. Gwiazdowska — Wspomnienie o Cezarym Pawłowskim | 177 |
| NOWOŚCI NAUKOWE | |
| J. Mostowski, K. Rzażewski — Makroskopowe fluktuacje kwantowe w optyce nieliniowej | 185 |
| ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI | 195 |
| RECENZJE | 199 |
| KRONIKA | 203 |

CONTENTS

| | |
|---|-----|
| M. Mięslowicz — Matter-Antimatter Asymmetry and the Instability of the Proton on the Basic of the Grand Unification Theory | 107 |
| K. G. Wilson — Problems in Physics with Many Scales of Length | 129 |
| MISCELLANEA | |
| Z. Mizgier — Foundation and Development of the Polish Physical Society. Part III. Polish Physics in the Period of 1939—1945 | 161 |
| RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES | |
| B. A. Gwiazdowska — In memory of Cezary Pawłowski | 177 |
| SCIENTIFIC NEWS | |
| J. Mostowski, K. Rzażewski — Macroscopic Quantum Fluctuations in Nonlinear Optics | 185 |
| MEETINGS AND CONFERENCES | 195 |
| REVIEWS | 199 |
| CHRONICLE | 203 |