
PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 34
ZESZYT 1
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 JÓZEF HELDT (Gdańsk)
Dr ANDRZEJ SYCZ (Gliwice)
Dr MAREK ZRALEK (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

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

POSTĘPY FIZYKI

• DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 34, ZESZYT 1

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 Wojteczak* (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 1973+87 egz. Ark. wyd. 8,5, Ark. druk. 6¹²/₁₈+1 wkl. Papier piśmienny kl. IV 70×100, 70 g. Oddano do składania w październiku 1982. Podpisano do druku w lutym 1983. Druk ukończono w lutym 1983. Zam. 492/82. Cena zł 60.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Bożena Muchotrzeb

Centrum Astronomiczne PAN

im. M. Kopernika

Warszawa

Kosmologia**Cosmology**

Abstract: Modern cosmology is presented more in the form of an essay than a typical review article. It does not pretend to be either complete or objective. The compact form of the article justifies leaving references to literature out.

1. Wstęp

Kosmologia w ostatnich latach rozwija się bardzo dynamicznie, a jednocześnie wyraźnie zmienia się jej charakter. Podstawą współczesnej kosmologii jest teoria grawitacji podana przez Alberta Einsteina w 1916 roku — tak zwana ogólna teoria względności. Pierwsze rozwiązania, które miały opisywać strukturę całego Wszechświata otrzymano zaledwie sześć lat później — podał je Aleksander Friedmann. Były to najprostsze modele, jedno-rodne i izotropowe. Przewidywały one ewolucję Wszechświata od początkowej osobliwości. Następnie przez wiele lat rozwój kosmologii polegał głównie na znajdowaniu nowych, ogólniejszych rozwiązań równań ogólnej teorii względności, a także na modyfikacji samych równań (wprowadzenie stałej kosmologicznej, uzmiennienie „stałej grawitacyjnej”, itd.). Im więcej jednak prowadzono obserwacji, tym bardziej się nasprostoszy obraz — model Friedmanna. Swiadczyła o tym izotropowość: stałej Hubble’a, promieniotworzenia, zliczeń galaktyk i kwazarów.

Jednocześnie środek ciężkości zainteresowań przesuwał się z badań własności geometrycznych nowych rozwiązań pola w stronę wypelniania najprostszych modeli kosmologicznych znacznie bogatszą fizyką. Średni rozkład materii i jego ewolucja jest przecież tylko „nieciekawym” tem, z którego wyłoniła się obserwowana bogata struktura materii: gwiazdy, gromady gwiazd, mgławice, galaktyki, gromady galaktyk. Chcemy w tym ciągu ewoluującym od początku świata do dziś znaleźć moment, w którym pojawiły się załączki późniejszej struktury, chcemy prześledzić ich rozwój, znaleźć w nim miejsce dla wszystkich znanych nam zjawisk (jak np. kwazary). Ten ambitny plan nie jest łatwy do zrealizowania. W początkowej fazie narastające fluktuacje mogą być traktowane liniowo, wyniki w wielu

wypadkach są uzyskiwane analitycznie. Jednak procesy dysypacyjne i późniejsze, nieliniowe stadia ewolucji zaburzeń w rozkładzie materii wymagają trudnej hydrodynamiki „numerycznej”. Pojawia się też problem, co było zaraz po chwili początkowej. Opis zjawisk potyka się o nieznaną fizyki cząstek elementarnych w zakresie energii rzędu 10^{15} GeV czy więcej i być może korzyść z przenikania się fizyki cząstek elementarnych z kosmologią będzie większa dla fizyki: przewidywanie konsekwencji kosmologicznych może służyć jako filtr różnych pomysłów w ramach teorii wielkich unifikacji.

Spróbuję w tym artykule przedstawić w najogólniejszych zarysach, z czym sobie w kosmologii już radzimy, z czym jeszcze nie i jakie dane obserwacyjne mamy do dyspozycji (i do wyjaśnienia).

2. Modele kosmologiczne Friedmanna

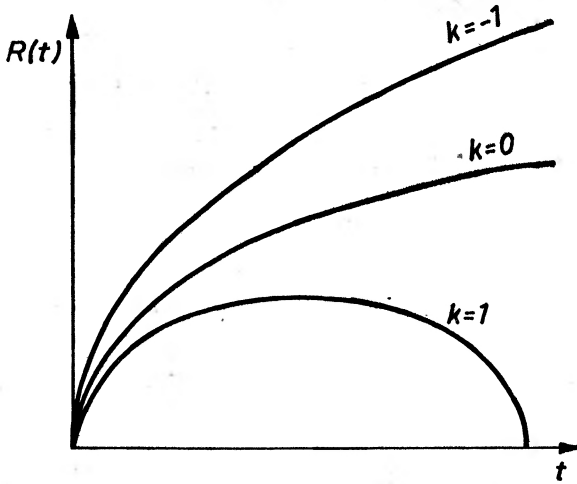
2.1. Geometria czasoprzestrzeni

Modele kosmologiczne Friedmanna są najprostszą rodziną rozwiązań równań ogólnej teorii względności. Opisują one ewolucję Wszechświata jednorodnego i izotropowego. Przyjęcie tych założeń wynikało nie tylko z matematycznej prostoty, ale z założenia filozoficznego, nazywanego dawniej słabą zasadą kosmologiczną, a obecnie coraz częściej Zasadą Kopernikowską. Istotą podejścia Kopernika było przyjęcie, że to nie Ziemia jest środkiem Wszechświata. Uogólniając to, Zasada Kopernikowska stwierdza, że każde miejsce we Wszechświecie jest równouprawnione, a nasze położenie jest typowe. Jeśli pominąć więc drobnoskalową strukturę materii wypełniającej Wszechświat, to średni rozkład materii powinien właśnie być jednorodny i izotropowy. Oczywiście, decydujący głos w rozstrzygnięciu problemu przyjęcia bądź odrzucenia Zasady Kopernikowskiej należy do obserwacji astronomicznych.

Założenie jednorodności i izotropowości implikuje, że metryka czasoprzestrzeni musi mieć postać

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)^2 \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{1 + k \frac{x^2 + y^2 + z^2}{4}}. \quad (1)$$

Współrzędne x, y, z są bezwymiarowe i poruszają się razem z materią. Oznacza to, że odległość dowolnych punktów tworzących średnie tło mierzona w tych współrzędnych pozostaje stała w czasie rozszerzania się Wszechświata, mając charakter odległości „kątowej”. Parametr k jest równy 0, gdy w ustalonej chwili czasu kosmologicznego t trójwymiarowa przestrzeń jest płaską lub $+1$ (-1), gdy krzywizna przestrzeni jest stała i dodatnia (ujemna) (rys. 1). Modele z $k = 0$ i $k = -1$ są więc modelami otwartymi, przestrzenie nieskończonymi, natomiast model z $k = 1$ jest modelem zamkniętym — w każdej chwili jest trójwymiarową kulą o skończonej masie i objętości. $R(t)$ jest czynnikiem skalującym, opisuje tempo rozszerzania się (kurczenia) Wszechświata. Zależność funkcyjna $R(t)$ przedstawiona na rys. 1 wynika z równań Einsteina i zależy od postaci tensora energii-pędu. Jeśli założymy, że materia wypełniająca Wszechświat może być scharakteryzowana przez



Rys. 1. Czynniki skalujący w funkcji czasu dla trzech typów modeli kosmologicznych w przypadku pyłowym (bez ciśnienia)

gęstość energii ρ (z masą spoczynkową włącznie) oraz ciśnienie p , to równania rządzące ewolucją czasową mają postać

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 - \frac{8\pi}{3} G \rho R^2 = -kc^2, \quad (2)$$

$$p \frac{d}{dt}(R^3) = -\frac{d}{dt}(R^3 \rho). \quad (3)$$

Obecną fazę ewolucji Wszechświata cechuje zaniedbywalne ciśnienie, galaktyki oddziałują między sobą raczej słabo. Równanie (3) redukuje się wówczas do równania ciągłości

$$\frac{d}{dt}(\rho R^3) = 0, \quad (4)$$

natomiast równanie (2) ma taką postać jak równanie zachowania energii w mechanice newtonowskiej. Łatwo wtedy zobaczyć sens stałej k . Decyduje ona o znaku energii całkowitej elementu objętości, a zatem o tym, czy rozszerzanie się będzie wieczne, czy ulegnie zahamowaniu.

W przypadku modelu płaskiego $k=0$, bez ciśnienia, z rozwiązania równań (2) i (3) otrzymujemy

$$R(t) \sim t^{2/3}. \quad (5)$$

Wszechświat rozszerza się więc od początkowej osobliwości: $t=0$, $R=0$, $\rho=\infty$. Pozostałe dwa typy modeli kosmologicznych rozwijają się początkowo podobnie, człon kc^2 stojący po prawej stronie równania (2) jest zaniedbywalny w porównaniu z prawie nieskończoną „energiją potencjalną” i „kinetyczną” elementu objętości.

Ponieważ początkowo gęstość była bardzo duża, to ciśnienie nie mogło być zaniedbywalne. Jego efekt można odtworzyć stosując drugie skrajne przybliżenie — cząstek ultra-relatywistycznych, dla których związek ciśnienia z gęstością jest prosty

$$p = \frac{1}{3}\rho c^2. \quad (6)$$

Funkcja $R(t)$ ulega wtedy modyfikacji i dla modelu płaskiego

$$R(t) \sim t^{1/2}, \quad (7)$$

a zależność temperatury od czasu jest następująca

$$T(t) \sim t^{-1/2}. \quad (8)$$

Jest to model gorącego Wszechświata, startujący z początkowej osobliwości od nieskończonej gęstości i temperatury.

Występująca w modelach Friedmanna osobliwość nie jest wynikiem założonej wysokiej symetrii. Jak wynika z twierdzenia Hawkinga-Penrose'a, rozszerzanie się musi następować od początkowej osobliwości, jeśli tylko tensor energii-pędu jest dodatnio określony, a ściślej, jeśli

$$(T_{ab} - \frac{1}{2}Tg_{ab})t^a t^b \geq 0 \quad (9)$$

dla każdego wektora czasowego t^a . W modelach rozważających tensor energii-pędu próżni, jeśli przypiszemy próżni odpowiednio duże ciśnienie ujemne możemy osobliwości uniknąć, rozciągając w nieskończoność odcinek czasu, który w standardowym modelu obejmował pierwsze ok. 10^{-35} sekundy. Pozorny paradoks, związany z efektami ciśnieniowymi — dodatnie ciśnienie hamuje rozszerzanie się, ujemne przyspiesza — wynika stąd, że ze względu na brak gradientów ciśnienia w modelu izotropowym ciśnienie manifestuje się tylko jako pewien rodzaj energii, a zatem dodatkowa masa grawitacyjna.

Wybranie odpowiedniego modelu kosmologicznego w odpowiednim wieku Wszechświata, najlepiej dopasowanego do obserwacji, wymaga pomiaru dwóch wielkości (rys. 2) — stałej Hubble'a H_0 i stosunku gęstości materii do gęstości krytycznej

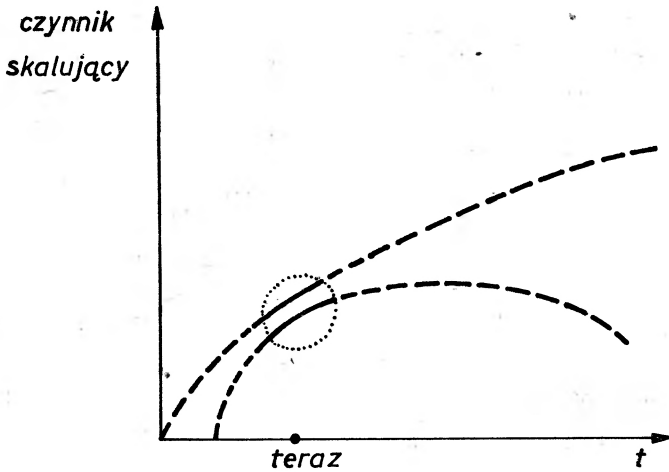
$$H_0 = \frac{1}{R(t_0)} \left(\frac{dR}{dt} \right)_{t_0}, \quad (10)$$

$$\Omega = \frac{\rho_0}{\rho_{\text{kryt}}}, \quad (11)$$

gdzie

$$\rho_{\text{kryt}} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}. \quad (12)$$

Praktyczny pomiar tych wielkości jest trudny. Obecna wartość stałej Hubble'a zawiera się w granicach 75 ± 25 km/s/Mps ($1 \text{ Mps} = 3 \times 10^{24}$ cm). Duży błąd jest spowodowany trudnością w skalowaniu odległości do dalekich galaktyk, natomiast w odległościach mniejszych niż kilka megaparseków przepływ materii jest wyraźnie niehubblewski (wpływ lokalnych niejednorodności pola grawitacyjnego). Gęstość krytyczna odpowiadająca tej



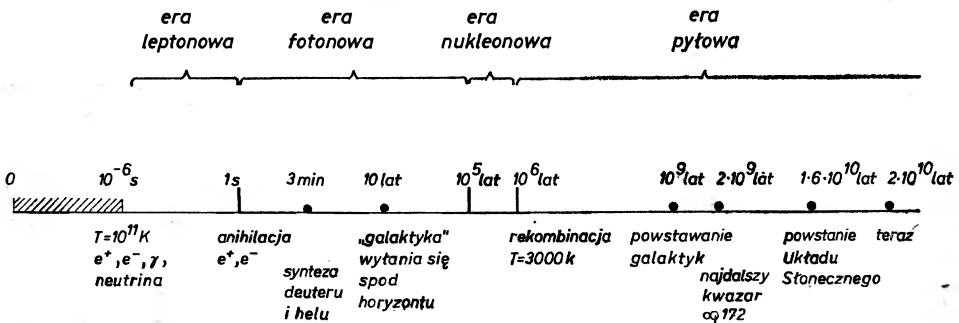
Rys. 2. Przykład dwóch modeli kosmologicznych o tej samej wartości stałej Hubble'a. Ich początki są przesunięte względem siebie

wartości stałej Hubble'a wynosi 10^{-29} g/cm³. Parametru Ω praktycznie nie udaje się zmierzyć, otrzymywane ograniczenia są bardzo szerokie (0.01—2), ale pośrednie wskazówki sugerują wartość $\rho_0/\rho_{\text{kryt}} \approx 0.1$.

2.2. Ewolucja Wszechświata w ramach kosmologicznego modelu Friedmanna

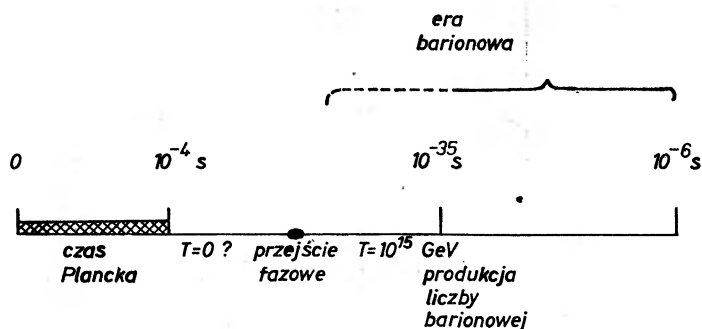
Ewolucję Wszechświata w ramach modelu Friedmanna można podzielić na trzy zasadnicze etapy. Pierwsze trzy minuty kończą się syntezą lekkich pierwiastków (deuteru i helu), etap drugi to Wszechświat zdominowany przez promieniowanie, etap trzeci następuje po rekombinacji, Wszechświat staje się gazowy, optycznie cienki. Schematycznie przedstawia to rys. 3.

Opis ewolucji w erze promienistej (fotonowej) nie następuje w ogólnym zarysie specjalnych kłopotów. Ewolucja ta jest jednak zdeterminowana przez to, co się działo na odcinku zakreskowanym. Z tego punktu widzenia wyjaśnienia wymagają: jednorodność i izotropowość (czy tkwi w warunkach początkowych, czy też były mechanizmy, które niejednorodność wygładzały), nadwyżka materii nad antymaterią, stosunek gęstości barionów do



Rys. 3. Historia Wszechświata. Część zakreskowana (przed erą leptonową) jest wciąż jeszcze zagadką

gęstości fotonów oraz powstanie początkowych zaburzeń rozkładu materii, które w efekcie spowodowały powstanie galaktyk. Prac na temat zakresowanego odcinka pojawia się teraz dużo, są też pierwsze obiecujące wyniki. Kolejność zjawisk przedstawia schematycznie rys. 4.

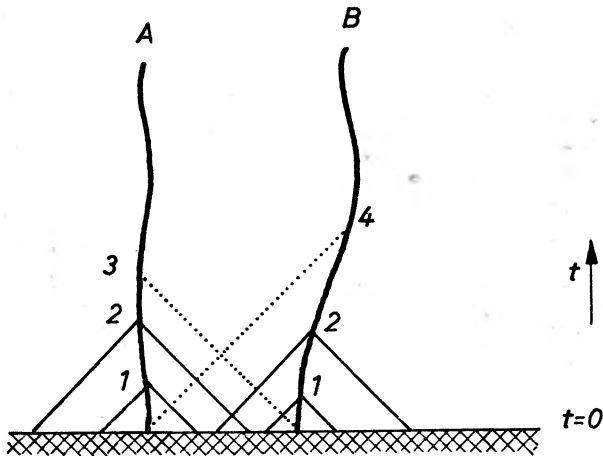


Rys. 4. Pierwsze próby „lokalizacji” najważniejszych procesów poprzedzających erę leptonową

Czas Plancka $t_p = (G\hbar/c^5)^{1/2} = 10^{-43}$ s jest wielkością zbudowaną ze stałych przyrody i, jak wierzymy, oznacza, że w krótszej skali czasowej powinniśmy się posługiwać kwantową teorią grawitacji. Długość Plancka $l_p = ct_p = 10^{-33}$ cm, stanowiąca wówczas rozmiar horyzontu (obszaru połączonego przyczynowo), jest wtedy rzędu długości fali de Broglie’a dla elektronu, a masa Plancka $m_p = (c\hbar/G)^{1/2} = 10^{-5}$ g = 10^{19} GeV ma sens energii, przy której również grawitacja przyłącza się do wielkiej unifikacji oddziaływań. Z powodu braku odpowiedniej teorii musimy się więc odsunąć w czasie nieco dalej.

Poglądy na to, jak wyglądał Wszechświat w pierwszych chwilach istnienia, są różne. Początkowy Wszechświat mógł być zimny, z energią zmagazynowaną w próżni. Dopiero przejście fazowe pierwszego rodzaju, związane ze złamaniem symetrii w ramach wielkiej unifikacji wyzwała tę energię powodując kreację cząstek i antycząstek. Cząstki i antycząstki mogły być też obecne „od początku”, choć ich rozkład niekoniecznie musiał być termiczny — termalizacja jest powolna w tym okresie czasu w porównaniu z tempem rozszerzania się Wszechświata. Dodatkową przeszkodą jest horyzont cząstek (rys. 5) występujący w modelach Friedmanna: ponieważ początkowa osobliwość ma charakter przestrzenny, punkty czasoprzestrzeni startują jako nieskorelowane i ich wiedza o sąsiadach rośnie dopiero w miarę upływu czasu. Z drugiej strony uwzględnienie energii próżni może dramatycznie wpłynąć na tempo rozszerzania się, a zatem i rozmiar horyzontu.

Niezależnie od przebiegu wcześniejszego etapu w okolicach $t \approx 10^{-35}$ s można się spodziewać powstania nadmiaru materii nad antymaterią. Liczba, która go charakteryzuje, to stosunek liczby barionów do gęstości entropii kn_B/s , której wartość wynosi obecnie $10^{-11 \pm 1}$, a która w czasie ewolucji dla $t \gg 10^{-35}$ s jest zachowana. Warunki niezbędne do wytworzenia nadmiaru materii to niezachowanie liczby barionowej B, niezachowanie symetrii ładunkowej C i CP oraz odstępstwo od równowagi termicznej. Zjawisko polega na nierównowagowym rozpadzie superciężkich cząstek (na przykład bozonów Higgsa) o masach rzędu 10^{14} GeV, których oddziaływanie nie zachowuje B, C i CP. Przyjmując w teorii odpowiednie parametry sprzężenia można otrzymać zgodność z wartością kn_B/s .



Rys. 5. Stożek przeszłości cząstki A przecinając się z powierzchnią $t = 0$ (początkową osobliwością) tworzy horyzont, coraz większy w miarę upływu czasu. Podobnie dla cząstki B. W chwili 1 obszary obserwowane przez obie cząstki są rozłączne, w chwili 2 jest już część wspólna, ale dopiero w chwili 3 cząstka A dowiadyuje się o istnieniu cząstki B, a w chwili 4 cząstka B dostrzega cząstkę A i cząstki mogą być odłączyć się od siebie w związku przyczynowym

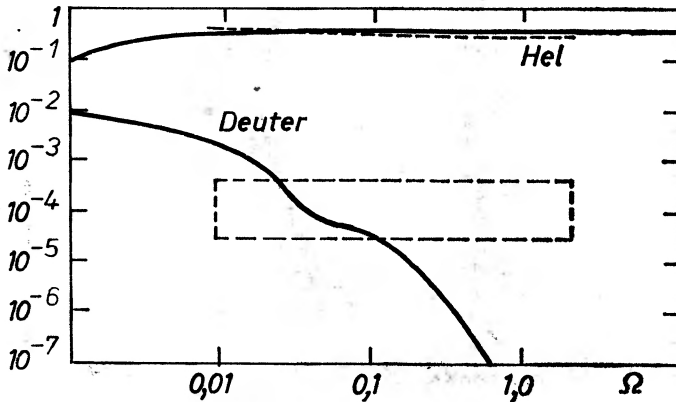
W późniejszym etapie ewolucji Wszechświata rozszerza się, stygnie, cięższe cząstki rozpadają się, bariony i antybariony anihilują i w chwili $t \approx 10^{-6}$ s rozpoczyna się era leptonowa: dominują elektrony, pozytony, neutrino i fotony, z niewielką domieszką protonów i neutronów. Etap ten trwa do czasu, gdy pary elektron-pozyton zaczynają szybko anihilować. Neutrino przestają wtedy oddziaływać z materią tworząc stygnące tło neutrinowe, później podobnie czynią fotony. Niestety, reliktywne tło neutrinowe nie jest wykrywalne przez dostępną obecnie aparaturę.

Po erze leptonowej następuje długa era fotonowa. Niewielki jej fragment, ale bardzo istotny, to okres nukleosyntezy. Neutrony, które pozostały po erze leptonowej, nie zdążają się rozpaść i mają szansę tworzyć deuter, a następnie hel. Ilość zsyntezowanych pierwiastków zależy od tempa rozszerzania się. Otrzymywana zawartość helu jest bardzo dobrze potwierdzana przez obecne obserwacje, ale niestety jest mało czuła na parametr Ω . Natomiast zawartość deuteru pochodzenia kosmologicznego jest bardzo trudna do obserwacyjnego wyznaczenia, między innymi ze względu na nieznaną poprawkę wnoszoną przez ewolucję gwiazd. W każdym razie rys. 6 wskazuje na to, że Wszechświat jest otwarty, a najlepsza wartość $q_0/q_{kryt} \approx 0.1$.

Pierwiastki cięższe niż hel praktycznie nie są produkowane w czasie kosmologicznej nukleosyntezy ze względu na brak stabilnych izotopów o masach atomowych 5 i 8. Ich synteza zachodzić może dopiero w gwiazdach, gdzie jest na to dostateczna gęstość i dostatecznie dużo czasu.

Era promienista (fotonowa) ciągnie się jeszcze długo bez żadnych dramatycznych wydarzeń. W miarę upływu czasu spada jednak temperatura. Gęstość energii promieniowania maleje i w pewnym momencie staje się równa gęstości masy spoczynkowej nukleonów. Od tego czasu grawitacyjna ewolucja Wszechświata zostaje zdominowana przez „materię”. Wkrótce potem następuje rozdzielanie materii i promieniowania. Zjonizowany do tej

Obfitość



Rys. 6. Wykres przewidywanej względnej zawartości deuteru i helu w zależności od parametru $\Omega = \rho_0/\rho_{kryt}$. Obszary zaznaczone linią przerywaną to ograniczenia wynikające z obserwacji

pory gaz rekombinuje i staje się optycznie cienki. Pozostałe po tym procesie fotony tworzą promieniowanie tła (reliktywne), którego obecna temperatura jest równa około 3 K, a widmo jest prawie widmem ciała doskonale czarnego.

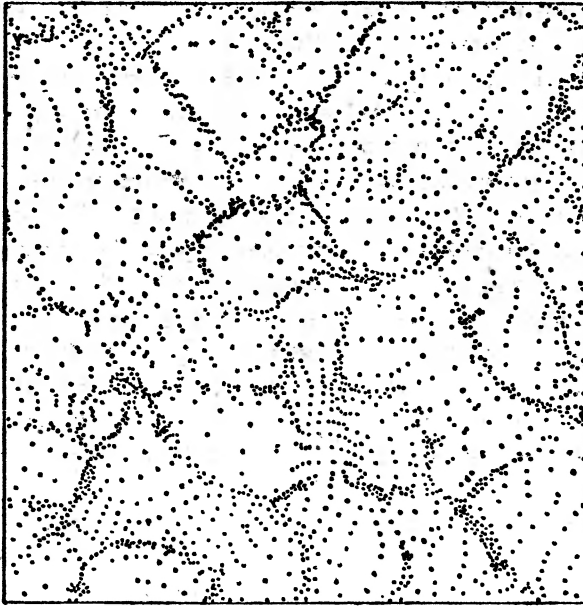
Dalszą ewolucję możemy już obserwować przez teleskop (przynajmniej w zasadzie). Najbardziej spektakularnym zjawiskiem jest wyłanianie się z początkowo prawie jednorodnej materii bogatej struktury, a więc gwiazd, galaktyk, gromad galaktyk. Badanie tego procesu wymaga jednak rozstania się z jednorodną i izotropową czasoprzestrzenią i rozważania fluktuacji nałożonych na model czasoprzestrzeni Friedmanna.

3. Ewolucja zaburzeń w modelach kosmologicznych Friedmanna

3.1. Struktura materii

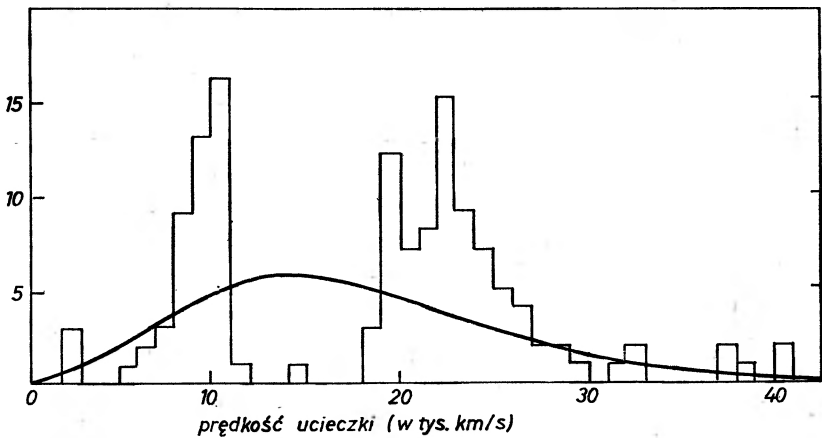
Najprościej jest zacząć od naszego najbliższego otoczenia. Nasza Galaktyka wraz z całą Grupą Lokalną (Wielka Galaktyka w Andromedzie, Mały i Duży Obłok Magellana oraz kilkanaście małych galaktyk) leży na peryferiach Lokalnej Supergromady, której centrum stanowi bogata gromada galaktyk w Pannie (Virgo). Obserwacje wskazują, że Grupa Lokalna przyciągana jest przez gromadę Virgo odległą o około 80 tys. lat świetlnych — zaburzenie przepływu Hubble'a w postaci różnic w prędkościach ucieczki galaktyk w różnych kierunkach na niebie osiąga kilkanaście procent.

Absolutny ruch Ziemi względem jednorodnego tła kosmicznego widoczny jest w postaci składowej dipolowej zaburzenia promieniowania tła. Z amplitudy zaburzenia (6 mK) wynika prędkość 390 km/s. Po dodaniu prędkości Ziemi w ruchu wokół Słońca (30 km/s), Słońca wokół centrum Galaktyki (250 km/s) oraz Galaktyki w stronę Galaktyki w Andromedzie (100 km/s) otrzymujemy prędkość Grupy Lokalnej względem tła równą około 600 km/s z kierunkiem prawie w stronę gromady Virgo. Nie jest to jednak dokładnie



Rys. 7. Wynik komputerowych symulacji powstawania galaktyk z zaburzeń adiabatycznych (wg I. D. Nowikowa, *Ewolucja Wszechświata*, Moskwa 1979). Otrzymany obraz bardzo przypomina obraz skonstruowany na podstawie obserwacyjnych zliczeń galaktyk

liczba
galaktyk



Rys. 8. Diagram prędkości ucieczki 133 galaktyk z przeglądu wykonanego przez Kirshnera i współpracowników. Gładka krzywa wskazuje oczekiwany rozkład prędkości w przypadku braku grupowania się. Widoczna jest wyraźna dziura w odległości około miliarda lat świetlnych od nas

kierunek Virgo, a wyznaczona wartość prędkości jest wyraźnie większa od prędkości określonej z ruchów galaktyk (około 250 km/s).

Gwiazdy i galaktyki są tworami wyraźnie określonymi, ale także w większej skali obserwujemy nieprzypadkowy rozkład materii. Galaktyki grupują się, często po kilka czy kilkanaście (jak Grupa Lokalna). Część galaktyk (prawdopodobnie około 10%) wchodzi w skład bogatych gromad galaktyk, a kontrast gęstości materii (stosunek średniej gęstości w gromadzie do średniej gęstości poza gromadą) sięga tysiąca.

Prócz gromad galaktyk można wyróżnić strukturę jeszcze wyższego rzędu, a mianowicie supergromady. Kontrasty gęstości są tu już małe — rzędu kilku — i stwierdzenie istnienia tych struktur jest trudne obserwacyjnie, wymaga dobrego określenia rozkładu przestrzennego materii, a więc dobrego pomiaru odległości. Wszystko wydaje się jednak wskazywać, że supergromady istnieją, a rozkład materii w dużej skali (rzędu 10^8 lat świetlnych) ma charakter struktury komórkowej: praktycznie puste przestrzenie otoczone gęstszymi „ściankami”, z bogatymi, regularnymi gromadami galaktyk w miejscach przecięcia „ścianek” (rys. 7).

Wyraźnie puste przestrzenie obserwowane są także w naszym najbliższym otoczeniu. Dokładnie wyznaczono odległości i przesunięcia ku czerwieni dla galaktyk z trzech małych obszarów nieba w gwiazdozbiornie Wolarza, o powierzchni 1.4 stopnia kwadratowego każdy. Wyniki wskazują (rys. 8), że w odległości ok. miliarda lat świetlnych od nas leży obszar o objętości (300 milionów lat świetlnych)³ praktycznie pozbawiony jasnych galaktyk.

Już Newton uzasadniał, że źródłem obserwowanej struktury materii są niestabilności grawitacyjne. Praktyczne policzenie ewolucji takiej niestabilności wcale nie jest jednak takie łatwe.

3.2. Niestabilność grawitacyjna

W ośrodku jednorodnym o gęstości ρ i ciśnieniu p możemy wytworzyć falę dźwiękową, która będzie biegła z prędkością $v_s = \sqrt{dp/d\rho}$. Jeśli jednak długość fali będzie większa od wartości krytycznej

$$\lambda_{\text{kryt}} = v_s \sqrt{\frac{1}{8/3\pi G\rho}}, \quad (13)$$

wtedy przy zaburzeniu gradient ciśnienia nie będzie w stanie zrównoważyć siły grawitacyjnej i zaburzenie będzie narastać wykładniczo.

W przypadku kosmologii Friedmanna ośrodek jest jednorodny i izotropowy, ale rozszerza się. Rozszerzanie to wyraźnie tłumi narastanie niestabilności grawitacyjnych — niestabilności mogą narastać potęgowo (nie wykładniczo!). Taka postać narastania względniego zaburzenia $\delta\rho/\rho$

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim t^\nu, \quad (14)$$

w odróżnieniu od narastania wykładniczego

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \exp(t/\tau), \quad (15)$$

nie może zawierać żadnej charakterystycznej skali czasu (odpowiednika τ). Oznacza to, że zaawansowanie rozwoju zaburzenia $\delta\rho/\rho$ zależy od skali zaburzenia i *a priori* nie możemy powiedzieć, czy szybciej będzie następować narastanie zaburzenia w większej skali (np. gromad galaktyk), czy w mniejszej; zależy to od postaci początkowego zaburzenia i wymaga prześledzenia dalszej ewolucji.

Zarysowują się tu więc dwa odrębne scenariusze. Pierwszy: wcześniej narastają drobne zaburzenia rzędu galaktyki, następnie utworzone galaktyki rozłożone losowo zaczynają oddziaływać grawitacyjnie i tworzyć kolejno gromady i supergromady. Drugi: wcześniej narastają zaburzenia w skali supergromad, następnie ulegają one stopniowej fragmentacji na galaktyki. Prześledzenie ewolucji zaburzeń wyjaśnia, że scenariusz pierwszy odpowiada tzw. zaburzeniom izotermicznym, drugi — adiabatycznym. Niezależnie od typu zaburzeń, aby obecnie obserwowana struktura zdążyła powstać, zaburzenia gęstości w skali gromady galaktyk w momencie rekombinacji powinny już być rzędu $\delta\rho/\rho \approx 10^{-3} \div 10^{-5}$. Fluktuacje statystyczne w tej skali mogą dać zaburzenie gęstości rzędu $\delta\rho/\rho = \delta N/N \approx 10^{-35}$ (N oznacza liczbę cząstek), a więc losowy mechanizm produkujący zaburzenia trzeba umieścić w czasie bardzo wcześnie, w pierwszych chwilach istnienia Wszechświata.

3.3. Generacja zaburzeń

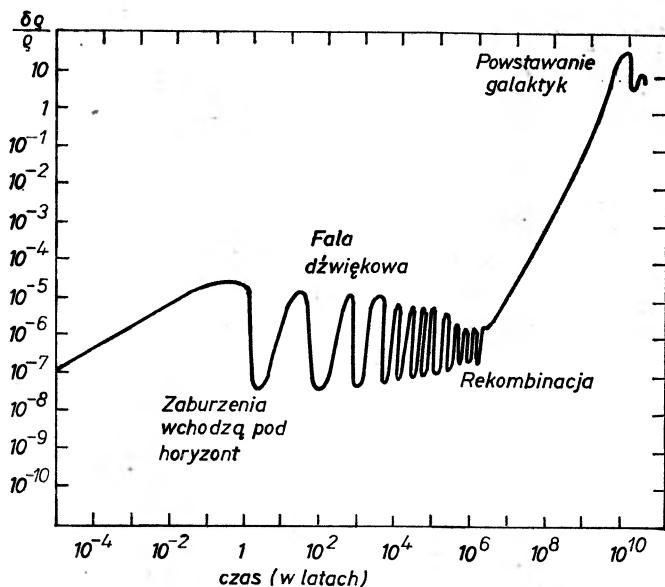
Zaburzenia, które we wczesnych etapach istnienia Wszechświata mogą powstać w sposób naturalny jako fluktuacje statystyczne, można podzielić na zaburzenia izotermiczne i adiabatyczne. Zaburzenia izotermiczne to zaburzenia gęstości barionów przy zachowaniu jednorodności tła fotonowego, natomiast zaburzenia adiabatyczne to zaburzenia gęstości materii i gęstości energii promieniowania przy zachowaniu stałej entropii. W zasadzie możliwy jest jeszcze trzeci typ zaburzeń — zaburzenia rotacyjne — ale jak wykazano, prowadziłyby one do bardzo silnego zaburzenia promieniowania tła, sprzecznego z obserwacjami.

Fluktuacje muszą zachodzić w dostatecznie dużej skali, aby ich rozwój doprowadził do powstania galaktyk. Powstać muszą bardzo wcześnie, by zdążyć narosnąć. Zaburzenie musi być więc początkowo znacznie większe niż rozmiary horyzontu, poszczególne „fragmenty” zaburzenia nie są ze sobą bezpośrednio skorelowane i ewoluują jak niezależne „kawałki” modeli kosmologicznych Friedmanna o nieco innych wartościach parametrów. To powoduje efekt narastania zaburzenia aż do momentu, w którym skala zaburzenia staje się mniejsza od horyzontu i włącza się oddziaływanie.

Mechanizm powstania zaburzeń nie jest jasny. Można go wiązać z okresem powstania asymetrii materia-antymateria, z okresem przejścia fazowego przewidywanego przez teorie wielkich unifikacji, można wreszcie, wychodząc poza dotychczasowy schemat praktycznie jednorodnego i izotropowego modelu kosmologicznego, związać go z koncepcją wielkiego chaosu. Jest to cała klasa modeli kosmologicznych, które startując od całkowitego chaosu, poprzez mechanizmy wygładzające (spontaniczna kreacja cząstek w niejednorodnym polu grawitacyjnym, kreacja i parowanie pierwotnych małych czarnych dziur, lepkość neutrinowa itp.) dochodzą do rozwiązań prawie jednorodnych. W modelach tego typu zaburzenia powstają w dowolnej skali, ale modele te mają zwykle poważne kłopoty z trudno dającymi się wygładzić niejednorodnościami — tak, aby odtwarzały prawidłową wartość stosunku liczby barionów do fotonów oraz obserwowane własności promieniowania tła.

3.4. Ewolucja zaburzeń

Dalsza ewolucja zaburzenia zależy wyraźnie od jego typu. Historię zaburzeń adiabatycznych przedstawia rys. 9. Do czasu wyłonienia się spod horyzontu zaburzenie narasta. Gdy skala zaburzenia staje się mniejsza od wciąż rozszerzającego się horyzontu, pojawia się efekt oddziaływania poprzez gradient ciśnienia i zaburzenie adiabatyczne w skali gromad galaktyk zamienia się w falę dźwiękową. Tak się dzieje w erze zdominowanej przez promieniowanie. Rozchodząca się fala dźwiękowa powoli rozprasza swoją energię. Ponieważ jest to proces typu „powierzchniowego”, to znacznie silniejszemu tłumieniu ulegną zaburzenia w mniejszej skali. Zaburzenia w bardzo dużej skali będą miały ze względów statystycznych mniejszy kontrast gęstości. W momencie rekombinacji najbardziej zaawansowane będą więc zaburzenia pośrednie, o charakterystycznej masie rzędu 10^{25} mas Słońca. W okresie rekombinacji ciśnienie gwałtownie spada, masa Jeansa $m_J = 4/3\pi\lambda^3_{\text{kryt}}$ zmniejsza się o kilkanaście rzędów wielkości (do około 10^6 mas Słońca). Zaburzenia zaczynają narastać potęgowo.



Rys. 9. Schemat ideowy ewolucji zaburzeń adiabatycznych

Oczywiście tak utworzone gęstsze obłoki nie muszą być dokładnie sferycznie symetryczne. W tej sytuacji zapadanie się będzie następowało głównie wzdłuż najkrótszej osi tworząc coraz bardziej płaski placek (*blin*). Dalej zapadanie się zaczyna wyraźnie wkraczać w obszar nieliniowy ($\delta\rho/\rho > 1$). Zaczyna zachodzić fragmentacja na galaktyki, w gazie opadającym wzdłuż wyróżnionej osi tworzy się fala uderzeniowa wspomagająca dalszą fragmentację. Dokładne odtworzenie występujących wtedy zjawisk nie bardzo się udaje, ponieważ wymaga trójwymiarowych rachunków numerycznych. Rozkład wyróżnionych osi blinów powinien być przypadkowy i w ten sposób dochodzimy do odtworzenia obserwowanego rozkładu materii: bliny tworzą „ścianki” komórek, przecięcia blinów dają po relaksacji bogate gromady galaktyk.

Inaczej wygląda ewolucja zaburzeń izotermicznych. Ponieważ gęstość fotonów (a więc ciśnienie) nie podlega zaburzaniu, więc nawet po wyjściu spod horyzontu zaburzenia te nie utworzą fali dźwiękowej. Nie będą jednak narastać; niezależnie od skali, ze względu na dużą lepkość promienistą zaburzenia te pozostaną zamrożone przez całą erę promienistą. Dopiero po rekombinacji, gdy ciśnienie spada, zaczynają narastać potęgowo. Ponieważ jednak zaburzenia izotermiczne nie zostały selektywnie wytlumione w erze promienistej, to największy kontrast gęstości będą miały zaburzenia o najmniejszej skali (ale większej od masy Jeansa) i te właśnie zaburzenia o masie rzędu małej galaktyki narosną najszybciej. Dopiero potem narastać będą zaburzenia w większych skalach przejawiające się jako hierarchiczne grupowanie się gotowych już galaktyk. Numeryczne symulacje wskazują, że ten schemat również prowadzi do utworzenia charakterystycznej struktury komórkowej.

Jak dotychczas, nie jesteśmy więc w stanie rozstrzygnąć, która z tych dwóch dróg ewolucyjnych lepiej pasuje do realnego procesu formowania się obserwowanego rozkładu materii. Wymaga to bardziej szczegółowego odtworzenia ich przebiegu, w szczególności procesów dysypacyjnych i fazy nieliniowej, aby można było przewidywania porównać z obserwowanymi zaburzeniami promieniowania tła oraz obserwowanym rozkładem materii. Konieczne jest także otrzymanie dokładniejszych danych obserwacyjnych. Być może rozstrzygnięcie nie wypadnie na korzyść żadnej z tych dwóch możliwości, a obserwujemy w rzeczywistości efekt nałożenia się obu typów zaburzeń, z ewentualną dominacją raz jednego, raz drugiego w różnych obszarach.

3.5. Neutrino

Z punktu widzenia teorii cząstek elementarnych neutrino wcale nie muszą być bezmasowe, a ostatnie, bardzo trudne i niezbyt jeszcze pewne eksperymenty wskazują, że neutrinom (lub jednemu z nich) można przypisać masę rzędu (małych) kilkudziesięciu eV. Obecność neutrin z niezerową masą powinna wpływać na przebieg ewolucji zaburzeń, gdyż nawet przy tak małej masie, ze względu na swą ilość neutrino mogą „ważyć” więcej niż materia w postaci barionów. Przy okazji rozwiązałby się stary problem ukrytej masy. Obliczając gęstość materii na podstawie ilości materii świecącej otrzymujemy $\rho_0/\rho_{kryt} \approx 0.03$, tj. kilkakrotnie mniej niż przy wyznaczaniu mas galaktyk metodami dynamicznymi ($\rho_0/\rho_{kryt} \approx 0.1$). Tę brakującą masę stanowiłoby halo neutrinowe. Jak na razie wniosek jest jeszcze daleki od potwierdzenia.

4. Anizotropowe modele kosmologiczne

Ograniczenia na anizotropię są dość ostre, jak to już wynikało z przytoczonych poprzednio danych. Można je podsumować w kilku punktach: stała Hubble’a jest izotropowa w granicach 10%, podobnie rozkład radioźródeł (poniżej 5%), rentgenowskie tło nieba (poniżej 5%), mikrofalowe (reliktove) promieniowanie tła (poniżej 0.1%).

Pomimo tak dużej izotropowości warto się zajmować modelami niejednorodnymi i anizotropowymi po to, aby zobaczyć, na czym polega szczególność naszego tak izotropowego Wszechświata oraz czy są fizyczne mechanizmy, które w sposób naturalny wyglądają zupełnie typowy początkowy model.

Ponieważ ogólniejsze rozwiązania równań Einsteina są bardzo skomplikowane, a geodezyjne dają się całkować tylko w modelach typu Bianchi I oraz typu Kantowski-Sachs, porównywanie z obserwacjami jest dosyć trudne. Można to robić stosunkowo łatwo tylko przy założeniu niewielkich odchyień od modelu Friedmanna, a więc dla klas modeli zawierających model jednorodny i izotropowy jako przypadek graniczny. Obserwowana izotropowość promieniowania tła jest wyraźnym ograniczeniem, ale najostrożniejsze ograniczenie, wynika, jak się wydaje, z problemu generacji entropii. Stosunek liczby fotonów do liczby barionów wynosi $s/kn_B = 10^{11 \pm 1}$. Liczby, które typowo otrzymuje się przy wszelkich liczbowych „zabawach w kosmologii” są rzędu 10^{40} . Przybliżone rachunki generacji entropii przez procesy lepkie, wykonane w szczególnych przypadkach, też dają wartość o sześć do dziesięciu rzędów wielkości za dużą.

Do podobnych trudności prowadzi rozważanie generacji cząstek przez pole grawitacyjne. Efekt ten praktycznie zaniedbywalny w przypadku modeli Friedmanna, jest w modelach anizotropowych niezwykle gwałtowny, powodując prawie natychmiastową izotropizację, ale jednocześnie generuje wartości s/kn_B o wiele rzędów wielkości za duże. W dodatku jeśli jednak pewna anizotropia przetrwa pierwszy okres, to w czasie dalszej ewolucji ma tendencje do narastania.

Wszystkie tu przytoczone wnioski mają charakter raczej jakościowy i wymagają ściślejszego potraktowania. Nie całkiem też wiadomo, jak w tym obrazie mieści się obserwowana kwadrupolowa składowa zaburzenia promieniowania tła (o amplitudzie 0.5 mK). W każdym razie Wszechświat, w którym żyjemy, nie jest modelem typowym — warunki początkowe, które go ukształtowały, są nieomal miary zero, narzucając mu praktycznie jednorodność, izotropowość i paraboliczność.

5. Koniec świata

Problemom naszej przyszłości poświęcono znacznie mniej prac niż problemom przeszłości. Mamy tylko ogólny obraz tego, co się będzie dalej działo. Zależy to w decydującej mierze od typu modelu kosmologicznego.

Jeśli żyjemy w modelu zamkniętym, to za ileś tam miliardów lat (co najmniej 100) czeka nas wyhamowanie rozszerzania się Wszechświata i przejście do fazy kurczenia się. Będzie to wyglądało dość podobnie do obrazu rozszerzania się Wszechświata odwróconego w czasie. Ale nie całkiem. Odmienny będzie widok nieba: bliskie galaktyki będą się do nas zbliżać, następnie będzie pas galaktyk „stojących”, które właśnie zahamowały, a dalej galaktyki uciekające, aż po horyzont. Najistotniejsza różnica będzie jednak leżała, jak się wydaje, w czym innym. Nie ma powodu przypuszczać, że końcowe zapadanie się będzie równie izotropowe jak początkowe rozszerzanie. Można sobie wyobrazić, że w trakcie kurczenia się będą powstawać i rosnąć czarne dziury, a więc będzie to jakby zapadanie się czarnych dziur.

W przypadku modelu otwartego ewolucja będzie następować nieskończenie długo. Część materii zapadnie się do czarnych dziur, część pozostanie rozproszona, część zachowa postać zastygłych gwiazd. W miarę upływu czasu, poprzez mechanizm parowania czarnych dziur, znaczna część materii bez zachowania liczby barionowej będzie zamieniać się w fo-

tony. Również swobodne cząstki, jak protony, będą się mogły rozpadać na leptony, zgodnie z przewidywaniami teorii wielkich unifikacji. Charakterystyczna skala czasowa tego procesu wynosić powinna $10^{31\pm 1}$ lat.

W sumie otrzymamy rozszerzający się Wszechświat wypełniony z rzadka fotonami, elektronami, pozytonami i neutronami. Wcale to jednak automatycznie nie oznacza izotropizacji modelu. Twierdzenie Collinsa-Hawkinga mówi, że tylko w przypadku modelu kosmologicznego prawie płaskiego izotropizacja będzie następować; w przeciwnym razie narastać będą w materii ruchy skręcające. Odpowiadać to będzie ciągłemu wzrostowi entropii pola grawitacyjnego, zgodnemu z naszym rozumieniem drugiej zasady termodynamiki.

6. Zasada antropiczna

Stwierdzenie, że żyjemy w bardzo szczególnym Wszechświecie, nie bardzo pasuje do stosowanej poprzednio Zasady Kopernikowskiej, formułującej prawo typowego położenia we Wszechświecie. Można się zastanawiać, czemu nasz Wszechświat jest właśnie taki. Najprościej to zrobić modelując inne Wszechświaty. Przyglądając się wynikom dochodzimy do nowej zasady kosmologicznej, zwanej zasadą antropiczną (*anthropic principle*): Wszechświat, w którym żyjemy, musi być taki, abyśmy my — obserwatorzy mogli się w nim rozwinąć. Warunek ten musi być spełniony zarówno przez warunki początkowe modelu, jak i przez wartości stałych fizycznych, które ten model charakteryzują.

Pomysł tej zasady pochodzi od Roberta Dickego (rok 1961) i zyskał sobie ostatnio ogólne uznanie. Wpłynęły na to głównie prace nad powstawaniem galaktyk. Otrzymanie obserwowanej struktury Wszechświata, z jakimś tam Słońcem na peryferiach Galaktyki okazało się trudne. Wszechświat zbyt anizotropowy powoduje dużą gęstość liczby fotonów, uniemożliwia wczesną nukleosyntezę, a poprzez ogromne wydłużenie ery promienistej powoduje, że po okresie rekombinacji gaz będzie za rzadki, by tworzyć struktury typu gwiazdowego. Wszechświat musi więc być bardzo izotropowy, tylko z małutkimi fluktuacjami. To jeszcze nie wystarczy. Nie może być zamknięty o zbyt krótkim czasie istnienia, bo nim struktura się wytworzy, ze Słońcem, Ziemią i życiem na niej, nastąpi faza zapadania się. Nie może też być za bardzo hiperboliczny: w zbyt szybko rozszerzającym się Wszechświecie początkowe zaburzenia gęstości nie narosną. Musi być więc prawie płaski. Bardzo możliwe, że im dokładniej będziemy umieli odtworzyć przebieg ewolucji dowolnego modelu kosmologicznego, tym więcej obserwowanych własności naszego Wszechświata przestanie być dla nas zwykłym przypadkiem, „prawem fizyki”, a stanie się prostą konsekwencją faktu, że my jesteśmy i możemy ten Wszechświat obserwować i podziwiać. Możliwe też jednak, że znajdziemy procesy, które w sposób naturalny w każdym przypadku prowadzą do takiego właśnie Wszechświata, jaki widzimy i zasada antropiczna nie będzie nam potrzebna.

Gerard 't Hooft

Rijksuniversiteit Utrecht
Utrecht, Holandia

Teorie z cechowaniem sił między cząstkami elementarnymi *

Gauge Theories of the Forces between Elementary Particles

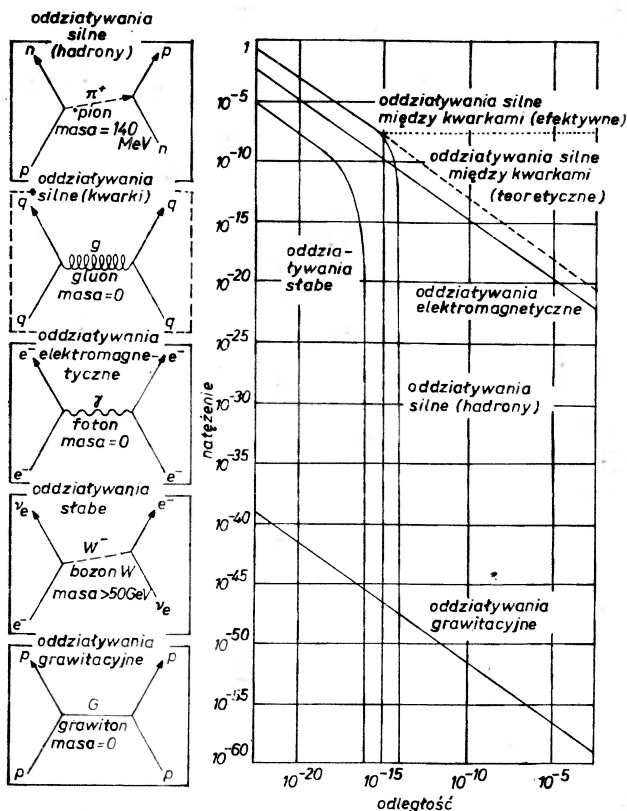
Abstract: All the basic forces of nature are now described by theories of this kind. The properties of the forces are deduced from symmetries or regularities apparent in the laws of physics.

Do zrozumienia, jak świat jest zbudowany, potrzebna jest teoria opisująca, w jaki sposób cząstki elementarne materii oddziałują między sobą. Inaczej mówiąc, potrzebna jest teoria podstawowych sił przyrody. Rozróżnia się cztery rodzaje sił, z których każda do niedawna wymagała oddzielnej teorii. Dwa rodzaje sił — grawitacyjne i elektromagnetyczne — mają nieskończony zasięg i głównie z tego powodu są znane każdemu z nas. Mogą one być odczuwane bezpośrednio jako coś, co odpycha lub przyciąga. Pozostałe siły, które nazywa się silnymi i słabymi, nie mogą być bezpośrednio odczuwane, gdyż ich zasięg jest bardzo krótki, nie większy niż promień jądra atomowego.

Oddziaływania silne wiążą protony i neutrony w jądrze oraz, w innym kontekście, wiążą ze sobą cząstki zwane kwarkami, które uważa się za składniki protonów i neutronów. Oddziaływania słabe są odpowiedzialne głównie za rozpady pewnych cząstek.

Od dawna ambicją fizyków jest skonstruowanie jednej podstawowej teorii, która potrafiłaby opisać wszystkie znane siły. Można się domyślać, że taka teoria powinna ujawnić pewne podstawowe związki między różnymi siłami uwzględniając jednocześnie ich oczywistą różność. Tego typu unifikacja nie została jeszcze osiągnięta, chociaż w ostatnich latach uczyniono pewien postęp w tym kierunku. Obecnie siły słabe i elektromagnetyczne mogą być zrozumiane w ramach jednej teorii. Pomimo że te siły pozostają różne, w teorii stają się matematycznie splecione. Co może okazać się bardziej ważne, to fakt, że wszystkie cztery siły opisywane są obecnie teoriami mającymi tę samą ogólną formę. Tak więc, jeśli fizycy muszą jeszcze znaleźć jedyny klucz, który pasuje do wszystkich znanych zamków, to przynajmniej wszystkie potrzebne klucze można wyciąć z tego samego kawałka metalu. Teorie z tej jedynej wybranej klasy są formalnie nazywane teoriami z cechowaniem

* Artykuł, opublikowany w *Scientific American* 242 (6), 90 (1980), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1980 by *Scientific American*, Inc. All rights reserved]. (Przyp. Red.)

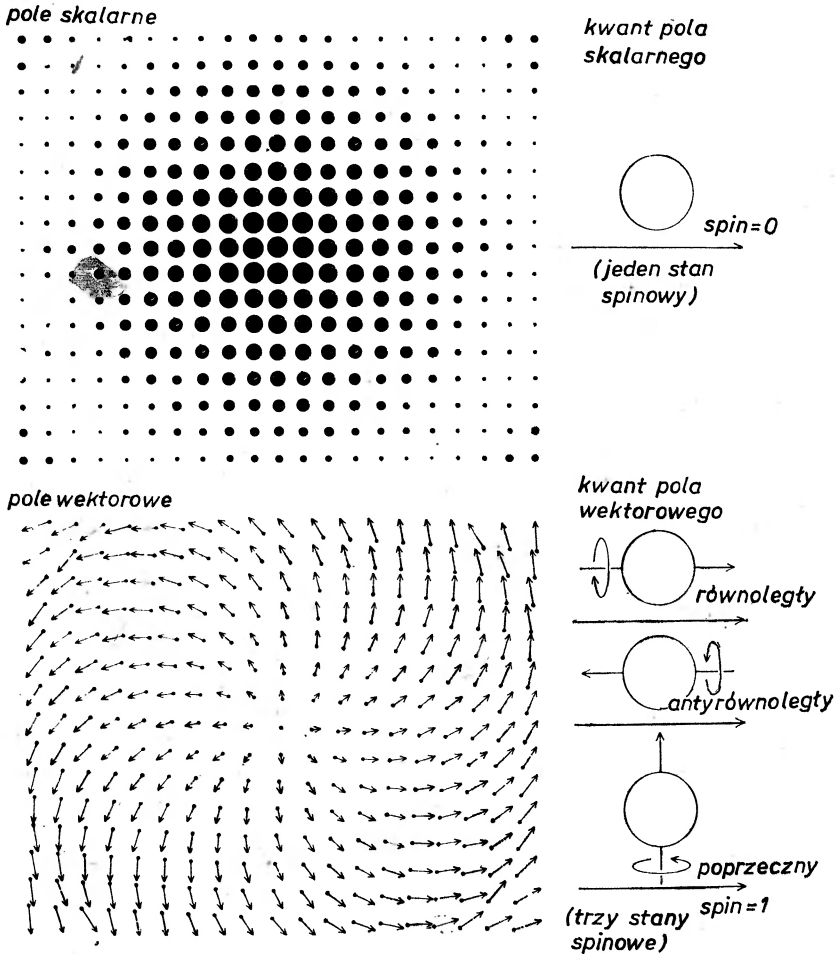


Rys. 1. Cztery siły podstawowe odpowiedzialne są za wszystkie znane oddziaływania między cząstkami materii. Siły te różnią się znacznie natężeniem i zasięgiem efektywnym, ale wszystkie są opisywane przez teorie mające tę samą formę matematyczną, tj. teorie z cechowaniem lokalnym. Mówi się, że elektromagnetyzm i grawitacja mają nieskończony zasięg, chociaż ich wpływ spada z kwadratem odległości między dwiema oddziałującymi cząstkami. Zasięg sił słabych jest niezmiernie mały, rzędu 10^{-16} cm. Własności sił silnych są nieco bardziej skomplikowane. Siły silne działają między hadronami, takimi jak proton i neutron, mają skończony zasięg rzędu 10^{-13} cm (gruba linia ciągła). Siły silne wiążą również cząstki zwane kwarkami tworząc hadrony; z tego powodu należy oczekiwać, że spadają one z kwadratem odległości (linia przerywana). Rzeczywiste zachowanie tych sił jest najwyraźniej dziwne: siły pozostają stałe bez względu na odległość (linia kropkowana). W teoriach pól kwantowych (diagramy z lewej) dwie cząstki oddziałują przez wymianę trzeciej cząstki, która zwana jest cząstką wirtualną. Zasięg siły określony jest przez masę wymienianej cząstki wirtualnej. Bezmasowe cząstki wirtualne, takie jak foton i grawiton, wywołują siły, które mają nieskończony zasięg

nieabelowym z symetrią lokalną. To, co się kryje pod tą odstrasżającą nazwą, jest głównym tematem tego artykułu. Na razie wystarczy powiedzieć, że w tych teoriach własności sił są powiązane z symetriami przyrody.

Już od czasów Galileusza i Newtona symetrie w ogóle i widoczne symetrie praw natury odgrywały pewną rolę w konstrukcji teorii fizycznych. Najbardziej znanymi symetriami są symetrie przestrzenne czy też geometryczne. Na przykład, w płatkach śniegu na pierwszy rzut oka widać symetryczny wzór. Można zdefiniować symetrię jako niezmienniczość

obserwowanego wzoru, gdy dokonujemy pewnych transformacji tego wzoru. W przypadku płatka śniegu taką transformacją jest obrót o 60° , jedną szóstą pełnego obrotu. Jeśli zaznaczymy pozycję początkową, a następnie płatek zostanie obrócony o 60° (lub też całkowitą wielokrotność 60°), to nie zauważymy żadnej zmiany. Płatek śniegu jest niezmienniczy ze względu na obroty o 60° . Zgodnie z tą samą definicją kwadrat jest niezmienniczy ze



Rys. 2. Pojęcie pola, wielkości zdefiniowanej w każdym punkcie pewnego obszaru czasoprzestrzeni, jest bardzo ważne w konstrukcji teorii z cechowaniem. Pole skalarne ma jedynie wartość zdefiniowaną w każdym punkcie; na rysunku wartość jest dana przez pole kropek. Pole wektorowe ma wartość i kierunek i może być zilustrowane przez narysowanie strzałki w każdym punkcie. Pole skalarne może reprezentować takie wielkości, jak temperatura lub gęstość cieczy, podczas gdy pole wektorowe może reprezentować jej prędkość. W teorii pól kwantowych wpływ pola może być reprezentowany przez cząstkę wirtualną. Liczba składowych pola odpowiada liczbie różnych niezależnych orientacji cząstek, co z kolei zależy od jej spinowego momentu pędu. Pole skalarne ma tylko jedną składową (jego wartość może być dana przez jedną liczbę) i jest reprezentowane przez cząstkę o spinie zero z jednym stanem spinowym czy orientacją. Pole wektorowe w przestrzeni trójwymiarowej ma trzy składowe (wartość i dwa kąty) i odpowiada mu cząstka o spinie jeden z trzema stanami spinowymi

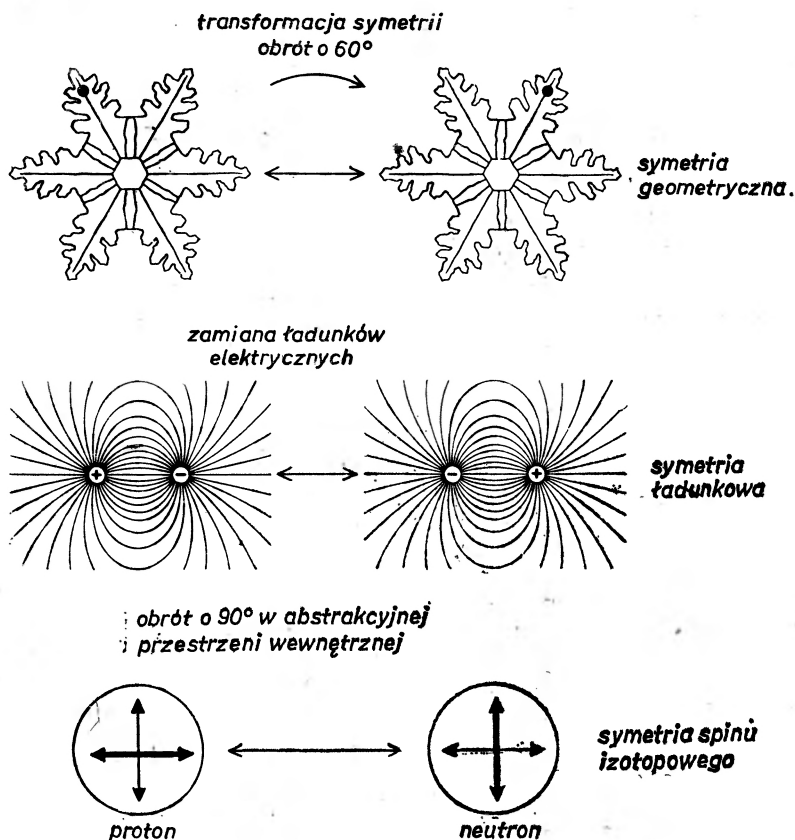
względem na obroty o 90° , a okrąg posiada tak zwaną symetrię ciągłą, ponieważ obrót o dowolny kąt pozostawia go bez zmian.

Chociaż koncepcja symetrii pochodzi z geometrii, to jest jednak na tyle ogólna, że może objąć również niezmienniczość względem transformacji innego typu. Przykładem symetrii niegeometrycznej jest symetria ładunkowa elektromagnetyzmu. Przypuśćmy, że pewna liczba cząstek naładowanych elektrycznie została umieszczona w pewnej określonej konfiguracji i wszystkie siły między parami cząstek zostały pomierzone. Jeżeli zamienimy znaki wszystkich ładunków, to siły te nie ulegną zmianie.

Inną symetrią niegeometryczną jest symetria związana ze spinem izotopowym, właściwością protonów i neutronów oraz wielu innych pokrewnych cząstek zwanych hadronami; tylko hadrony są czułe na oddziaływania silne. Podstawą tej symetrii jest obserwacja, że proton i neutron są szczególnie podobne do siebie. Ich masy są różne o około jedną dziesiątą procenta i z wyjątkiem ładunku elektrycznego ich pozostałe własności są identyczne. Wydaje się, że można by zamienić ze sobą wszystkie protony i neutrony nie wpływając na oddziaływania silne. Jeśli można by w jakiś sposób wyłączyć siły elektromagnetyczne (które zależą od ładunku elektrycznego), to symetria spinu izotopowego byłaby ścisła, ale w rzeczywistości jest jedynie przybliżona.

Chociaż proton i neutron wydają się różnymi cząstkami i trudno jest wyobrazić sobie stan materii pośredni między tymi dwoma stanami, to okazuje się, że symetria związana ze spinem izotopowym jest symetrią ciągłą. Jest raczej jak symetria sfery niż jak symetria płata śniegu. Podam uproszczone uzasadnienie, dlaczego tak jest. Wyobraźmy sobie, że wewnątrz każdej cząstki znajduje się para skrzyżowanych strzałek — jedna reprezentująca składnik protonowy cząstki, druga reprezentująca składnik neutronowy. Jeśli strzałka protonowa jest skierowana do góry (nie jest ważne, który zwrot przyjmujemy jako „do góry”), to cząstka jest protonem; jeśli strzałka neutronowa jest skierowana do góry, to cząstka jest neutronem. Pośrednie pozycje strzałek odpowiadają kwantowej superpozycji obu stanów i cząstka czasami wygląda jak proton, czasami jak neutron. Transformacja symetrii związana ze spinem izotopowym obraca wewnętrzne strzałki wszystkich protonów i neutronów wszędzie w całym wszechświecie o tę samą wielkość w tym samym czasie. Jeśli obrót jest o 90° , każdy proton staje się neutronem i każdy neutron staje się protonem. Symetria związana ze spinem izotopowym — przy założeniu, że jest ścisła — oznacza, że żaden efekt takiej transformacji nie może być zauważony.

Wszystkie symetrie, które do tej pory dyskutowałem, można scharakteryzować jako symetrie globalne; w tym kontekście słowo „globalne” znaczy „zachodzące wszędzie i jednocześnie”. Przy omawianiu symetrii spinu izotopowego ten warunek był postawiony jawnie: obrót wewnętrzny, który przeprowadza protony w neutrony i neutrony w protony, należy wykonać wszędzie w całym wszechświecie w tym samym czasie. Poza symetriami globalnymi — które prawie zawsze tkwią w teoriach fizycznych — można mieć do czynienia z symetriami „lokalnymi”, w których konwencję można przyjąć niezależnie w każdym punkcie przestrzeni i w każdej chwili czasu. Chociaż słowo „lokalna” może sugerować coś o skromniejszym zasięgu niż symetria globalna, to jednak żądanie symetrii lokalnej nakłada daleko silniejsze ograniczenia na konstrukcję teorii. Symetria globalna znaczy, że pewne prawo fizyczne pozostanie bez zmian, gdy dokona się takiej samej transformacji



Rys. 3. Symetrie przyrody określają własności sił w teoriach z cechowaniem. Dobrze znana symetria płatka śniegu może być scharakteryzowana przez stwierdzenie, że wzór płatka nie zmienia się, gdy jest obracany o 60° ; mówi się, że jest niezmienniczy ze względu na takie obroty. W fizyce wprowadza się symetrie niegeometryczne. Na przykład, symetria ładunkowa oznacza niezmienniczość sił działających między cząstkami naładowanymi ze względu na zmianę znaków ładunków elektrycznych. Symetria spinu izotopowego jest oparta na obserwacji, że niewiele zmieni się w oddziaływaniach silnych materii, gdy tożsamości protonów i neutronów zostaną zamienione. Dlatego proton i neutron stają się po prostu kolejnymi stanami jednej cząstki, nukleonu, i przejścia między tymi stanami mogą zachodzić (lub można to sobie wyobrazić) przez przestawienie pewnego wskaźnika w przestrzeni stanów wewnętrznych. Właśnie symetrie tego typu, gdzie transformacja jest wewnętrznym obrotem lub przesunięciem fazowym, nazywane są symetriami cechowania

wszędzie w tym samym czasie. Żeby dało się zaobserwować symetrię lokalną, prawo fizyczne musi zachować swoją ważność nawet wówczas, gdy w każdym punkcie czasoprzestrzeni dokona się innej transformacji.

Teorie z cechowaniem można konstruować z symetrią globalną lub lokalną (lub obie-
ma), ale obecnie największe zainteresowanie wzbudzają teorie z symetrią lokalną. Aby stworzyć teorię niezmienniczą względem transformacji lokalnej, musi być dodane coś

nowego — siła. Zanim jednak zobaczymy, jak to się dzieje, musimy najpierw omówić trochę dokładniej jak współczesne teorie oddziaływań cząstek elementarnych opisują siły. Podstawowymi składnikami współczesnej teorii cząstek są nie tylko cząstki i siły, ale i pola. Pole jest wielkością definiowaną w każdym punkcie pewnego obszaru czasoprzestrzeni. Na przykład taką wielkością może być temperatura, a obszarem może być powierzchnia patelni. Wówczas pole jest zbiorem wartości temperatury w każdym punkcie powierzchni patelni.

Temperatura jest nazwana wielkością skalarną, gdyż może być reprezentowana przez położenie punktu na linii lub skali. Odpowiednio, pole temperatury jest polem skalarnym, w którym z każdym punktem związana jest jedna liczba — wartość. Są również pola innego typu. Najważniejsze jest dla nas pole wektorowe, gdzie w każdym punkcie narysowany jest wektor czy strzałka. Wektor ma zarówno wartość, reprezentowaną przez długość strzałki, jak i kierunek, który w przestrzeni trójwymiarowej może być określony przez dwa kąty; a więc trzy liczby są potrzebne do określenia wartości wektora. Przykładem pola wektorowego jest pole prędkości cieczy; w każdym punkcie objętości cieczy można narysować strzałkę ilustrującą szybkość i kierunek przepływu.

W fizyce obiektów naładowanych elektrycznie pojęcie pola jest wygodną formą wyrażenia tego, jak siły elektromagnetyzmu działają na odległość. Mówi się, że wszystkie cząstki naładowane wytwarzają pole elektromagnetyczne; każda cząstka więc oddziałuje raczej z sumą wszystkich pól, niż bezpośrednio z innymi cząstkami.

W mechanice kwantowej same cząstki mogą być przedstawione jako pola. Na przykład elektron może być uważany za pakiet fal ze skończoną rozciągłością w przestrzeni. Odwrotnie, często jest wygodnie przedstawiać pola kwantowe jako cząstki. Oddziaływanie dwu cząstek poprzez ich pola może być wówczas opisane przez powiedzenie, że dwie cząstki wymieniły trzecią cząstkę, zwaną kwantem pola. Na przykład, gdy dwa elektrony, każdy otoczony polem elektromagnetycznym, zbliżają się do siebie i odpychają się, to mówimy, że wymieniły między sobą foton — kwant pola elektromagnetycznego.

Wymieniany kwant ma żywot efemeryczny. Po emisji musi być pochłonięty przez tę samą lub inną cząstkę w skończonym czasie. Nie może istnieć nieskończenie długo i nie może być zaobserwowany w doświadczeniu. Obiekty tego typu nazywa się cząstkami wirtualnymi. Im większa jest ich energia, tym krótszy żywot. W istocie cząstki wirtualne pożyczają sobie lub defraudują część energii, ale muszą zwrócić dług, zanim strata może być zauważona.

Zasięg oddziaływania jest związany z masą wymienianego kwantu. Jeśli kwant pola ma dużą masę, to musi pożyczyć więcej energii, żeby podtrzymać swoją egzystencję, ale i dług musi być szybciej spłacony, aby nie można było go zauważyć. Odcinek, jaki cząstka może przebyć, zanim musi być pochłonięta, jest więc mniejszy, i dlatego odpowiednia siła ma krótszy zasięg. W szczególnym przypadku, gdy wymieniany kwant ma masę zero, zasięg jest nieskończony.

Liczba składowych pola odpowiada liczbie stanów kwantowych kwantu pola. Liczba możliwych stanów jest z kolei związana z wewnętrznym, spinowym momentem pędu cząstki. Spinowy moment pędu może przyjmować jedynie wartości dyskretne; jeśli wartość spinu jest mierzona w jednostkach podstawowych, to może przyjmować jedynie wartości całkowite lub połówkowe. Co więcej, nie tylko wartość spinu jest skwantowana, ale rów-

niez jego kierunku czy orientacja. (Żeby być bardziej precyzyjnym — spin może być zdefiniowany jako wektor równoległy do osi spinowej i rzuty, lub składowe, tego wektora na dowolny kierunek w przestrzeni muszą mieć wartości całkowite lub połówkowe). Liczba możliwych orientacji czy stanów spinowych jest równa dwa razy wartość spinu plus jeden. I tak cząstka ze spinem $1/2$, jak elektron, ma dwa stany spinowe: spin może być równoległy do kierunku ruchu cząstki lub antyrównoległy. Cząstka ze spinem jeden ma trzy orientacje: równoległą, antyrównoległą i poprzeczną. Cząstka ze spinem zero nie ma wyróżnionej osi spinowej. Ponieważ wszystkie orientacje są równoważne, to mówi się, że cząstka taka ma jeden stan spinowy.

Pole skalarne, które ma tylko jedną składową (wartość), musi być reprezentowane przez kwant pola, który ma również jedną składową lub, innymi słowy, przez cząstkę o spinie zero. Takie cząstki są nazywane cząstkami skalarnymi. Podobnie pole wektorowe o trzech składowych wymaga kwantu pola o spinie jeden z trzema stanami spinowymi — cząstki wektorowej. Pole elektromagnetyczne jest polem wektorowym i foton, zgodnie z tymi wyjaśnieniami, ma spin jednostkowy. Pole grawitacyjne ma strukturę bardziej skomplikowaną, zwaną tensorową, i ma 10 składowych. Jednakże nie wszystkie składowe są niezależne i kwant pola, grawiton, ma spin dwa, który odpowiada pięciu stanom spinowym.

W przypadku elektromagnetyzmu i grawitacji należy uwzględnić jeszcze jedną komplikację. Ponieważ foton i grawiton są bezmasowe, to muszą poruszać się zawsze z prędkością światła. Ze względu na ich prędkość mają one pewną własność, której nie mają cząstki o skończonej masie: stany spinowe poprzeczne nie istnieją. Chociaż w pewnym sensie formalnym foton ma trzy stany spinowe, a grawiton ma pięć, w praktyce tylko dwa stany mogą być wykryte.

Pierwszą teorią z cechowaniem z symetrią lokalną była teoria pól elektrycznego i magnetycznego zaproponowana w 1868 r. przez Jamesa Clerka Maxwella. Podstawą teorii Maxwella jest założenie, że ładunek elektryczny jest otoczony polem elektrycznym rozciągającym się do nieskończoności, oraz że ruch ładunku elektrycznego powoduje pojawienie się pola magnetycznego, również o nieskończonym zasięgu. Oba pola są wielkościami wektorowymi określonymi w każdym punkcie przestrzeni przez podanie wartości i kierunku.

W teorii Maxwella wartość pola elektrycznego w każdym punkcie jest określona ostatecznie przez rozkład ładunków w otoczeniu tego punktu. Często wygodnie jest zdefiniować potencjał lub napięcie, który również określony jest przez rozkład ładunków. Im większa koncentracja ładunków w pewnym obszarze, tym wyższy jest tam potencjał. Pole elektryczne między dwoma punktami jest określone przez różnicę potencjałów tych punktów.

Cechy charakterystyczne symetrii, które czynią teorię Maxwella teorią z cechowaniem, można zilustrować rozważając następujący eksperyment myślowy. Przypuśćmy, że w laboratorium ustawiony jest pewien układ ładunków elektrycznych, oraz że pole elektromagnetyczne wytworzone przez te ładunki jest mierzone i rejestrowane. Jeśli ładunki są stacjonarne, to nie ma pola magnetycznego (ponieważ pole magnetyczne powstaje w wyniku ruchu ładunku elektrycznego); istnieje więc tylko pole elektryczne. Łatwo jest sobie uświadomić symetrię globalną w tym układzie doświadczalnym: transformacja symetrii po-

lega na podniesieniu potencjału całego laboratorium. Jeśli pomiary zostaną powtórzone, to żadna zmiana pola elektrycznego nie zostanie zaobserwowana. Dzieje się tak dlatego, że pole — według definicji Maxwella — jest określone jedynie przez różnice potencjału elektrycznego, a nie przez wielkość absolutną tego potencjału. Z tego samego powodu wiewiórka może spacerować po nie izolowanej linii wysokiego napięcia bez żadnej krzywdy.

Ta własność teorii Maxwella oznacza symetrię: pole elektryczne jest niezmiennicze ze względu na zwiększenie lub zmniejszenie całkowitego potencjału. Jednak jak już zauważyliśmy, jest to symetria globalna, gdyż wynik doświadczenia pozostanie bez zmiany tylko wtedy, gdy potencjał zostanie zmieniony wszędzie jednocześnie. Gdyby potencjał został podniesiony w pewnym obszarze, a w innym pozostał bez zmian, to dowolne doświadczenie obejmujące oba obszary będzie zakłócone przez różnicę potencjałów, tak jak wiewiórka będzie porażona, gdy dotknie jednocześnie linii wysokiego napięcia i uziemionego przewodnika.

Kompletna teoria pola elektromagnetycznego musi obejmować nie tylko statyczne układy ładunków, ale również ładunki poruszające się. Żeby tak się stało, symetria globalna musi stać się symetrią lokalną. Gdyby pole elektryczne było jedynym polem oddziałującym na ładunki elektryczne, to nie byłoby symetrii lokalnej. Faktycznie, gdy ładunki są w ruchu (ale tylko wtedy), to pole elektryczne nie jest jedynym istniejącym polem; ruch powoduje powstanie drugiego pola — pola magnetycznego. Właśnie efekt pola magnetycznego przywraca symetrię lokalną.

Tak jak pole elektryczne zależy jedynie od rozkładu ładunków i może być wygodnie opisywane potencjałem elektrycznym, tak pole magnetyczne wytwarzane przez ruch ładunków jest wygodniej opisywać potencjałem magnetycznym. To właśnie na układzie pól potencjałów można dokonać transformacji lokalnych bez zmiany początkowych pól elektrycznego i magnetycznego. Układ dwu oddziałujących pól ma ścisłą symetrię lokalną, chociaż samo pole elektryczne jej nie ma. Każda lokalna zmiana potencjału elektrycznego może być połączona z odpowiednią zmianą potencjału magnetycznego w taki sposób, że pole elektryczne i magnetyczne pozostaną nie zmienione.

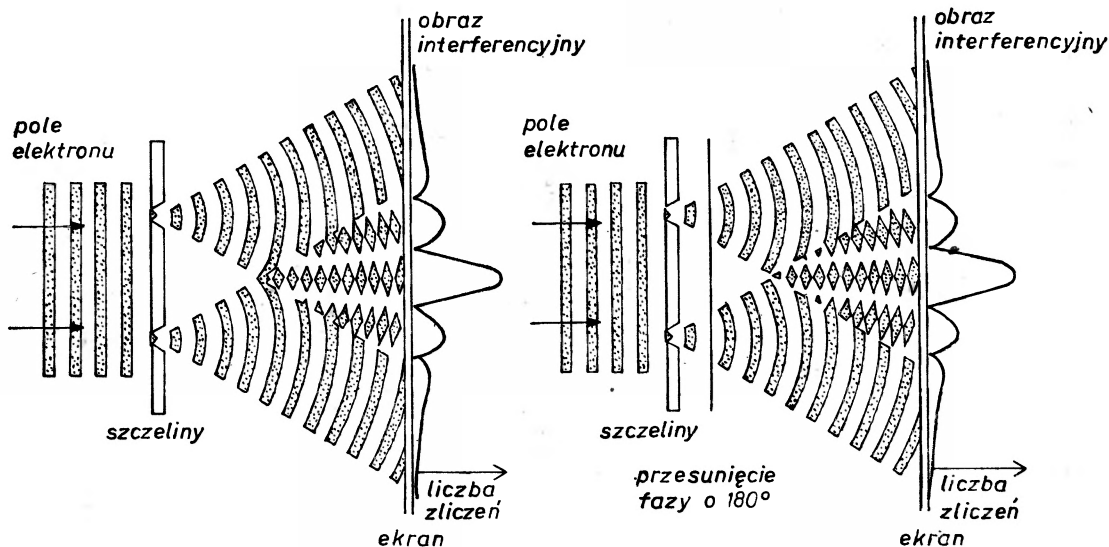
Maxwellowska teoria elektromagnetyzmu jest teorią klasyczną, czyli niekwantową, ale związana z nią symetria może być pokazana w kwantowej teorii oddziaływań elektromagnetycznych. W takiej teorii konieczny jest opis elektronu w postaci fali lub pola — konwencji, która w mechanice kwantowej może być użyta do opisu każdej cząstki materialnej. Okazuje się, że w kwantowej teorii elektronu zmiana potencjału elektrycznego pociąga za sobą zmianę fazy fali elektronu.

Elektron ma spin połówkowy i w związku z tym ma dwa stany spinowe (równoległy i antyrównoległy). Stąd wynika, że stowarzyszone pole musi mieć dwie składowe. Każda składowa musi być reprezentowana przez liczbę zespoloną, tzn. taką, która ma zarówno część rzeczywistą jak i urojoną, zawierającą jako czynnik pierwiastek kwadratowy z (-1) . Pole elektronu jest poruszającym się pakietem fal, które są oscylacjami amplitud części rzeczywistej i urojonej składowych pola. Warto podkreślić, że to pole nie jest polem elektrycznym elektronu, ale jest polem materii. To pole istniałoby nawet gdyby elektron nie miał ładunku elektrycznego. Definiuje ono prawdopodobieństwo znalezienia elektronu

w danym stanie spinowym, w określonym punkcie i określonym czasie. Prawdopodobieństwo jest dane przez sumę kwadratów części urojonej i rzeczywistej pola.

W nieobecności pola elektromagnetycznego częstość oscylacji pola elektronu jest proporcjonalna do energii elektronu, a długość fali — do pędu. Żeby zdefiniować ściśle oscylacje, musi być znana jeszcze jedna dodatkowa wielkość — faza. Faza określa przesunięcie fali od pewnego punktu odniesienia i zwykle jest wyrażana za pomocą kąta. Jeśli w pewnym punkcie część rzeczywista oscylacji ma, powiedzmy, maksymalną dodatnią wartość, to można przyjąć, że faza w tym punkcie ma wartość zero stopni. W miejscu, gdzie część rzeczywista spada do zera, faza wynosi 90° , tam gdzie osiąga maksymalną wartość ujemną, faza wynosi 180° . W ogólności faza części urojonej amplitudy jest opóźniona o 90° , tak że gdy jedna część ma wartość maksymalną, to druga ma wartość zero.

Jest oczywiste, że jedynym sposobem na określenie fazy pola elektronu jest znalezienie wkładu części rzeczywistej i urojonej amplitudy. Okazuje się to jednak, nawet w zasadzie, niemożliwe do zrobienia. Można znać sumę kwadratów części rzeczywistej i urojonej, ale nie ma sposobu na określenie w jakimkolwiek punkcie lub chwili czasu, jaki jest wkład do sumy części rzeczywistej, a jaki części urojonej. W rzeczywistości dokładna symetria teorii powoduje, że te dwa wkłady są nierozróżnialne. Różnice fazy pola w dwu dowolnych punktach lub w dwu momentach czasu mogą być zmierzone, ale nie można zmierzyć absolutnej fazy.



Rys. 4. Symetria cechowania elektromagnetyzmu polega na niezmienniczości ze względu na przesunięcie fazy pola materii reprezentującego elektron. Samo przesunięcie fazowe nie może być zaobserwowane, ale ma ono wpływ na takie wielkości obserwowalne, jak obraz interferencyjny tworzony przez fale pola elektronu po przejściu przez dwie szczeliny. Maksima w tym obrazie są tam, gdzie fale są w fazie zgodnej, minima tam, gdzie fale są w fazie przeciwnej. Przesunięcie fazy ma duży wpływ na konfigurację pola, ale obserwowany obraz interferencyjny nie ulega zmianie. Symetria jest ściśła, co oznacza, że przesunięcie fazowe nie może być stwierdzone doświadczalnie. Dlatego jest jedynie kwestią umowy, jaką fazę wybierze się do teoretycznego opisu pola. Jednakże w przypadku braku sił działających między elektronami symetria ta jest tylko globalna: obserwowany obraz po zostanie niezmienny jedynie wówczas, gdy wykona się to samo przesunięcie fazy w każdym punkcie

Stwierdzenie, że faza fali elektronu nie jest mierzalna, prowadzi do wniosku, że faza nie może mieć wpływu na jakiegokolwiek doświadczenie. Gdyby miała, wówczas to doświadczenie mogłoby posłużyć do określenia fazy. Dlatego pole elektronu ma symetrię ze względu na dowolną zmianę fazy. Można zmniejszyć lub zwiększyć fazę pola elektronu, a wyniki wszystkich doświadczeń pozostaną niezmiennie.

Powyższe stwierdzenie może być postawione jaśniej przez rozważenie następującego przykładu: doświadczenia z dyfrakcją elektronów na dwu szczelinach — najlepiej znanego przykładu ilustrującego falową naturę materii. W doświadczeniu wiązka elektronów przechodzi przez dwie wąskie szczeliny w ekranie i zliczana jest liczba elektronów docierających do drugiego ekranu. Rozkład elektronów na powierzchni drugiego ekranu tworzy obraz dyfrakcyjny maksimów i minimów.

Interpretacja kwantowa tego doświadczenia jest następująca: fala elektronu dzieli się na dwie części przy przejściu przez pierwszy ekran i dwie ugięte fale interferują ze sobą. Gdy fale są w fazie, interferencja jest konstruktywna i wiele elektronów jest zliczanych na drugim ekranie; jeśli fale nie są w fazie, to interferencja destruktywna zmniejsza liczbę zliczeń. Jasne jest, że jedynie różnica faz określa tworzony obraz dyfrakcyjny. Gdyby zmienić fazy obu fal o tę samą wartość, to różnica faz w każdym punkcie nie uległaby zmianie i ten sam obraz interferencji konstruktywnej i destruktywnej byłby zaobserwowany.

Symetrie tego typu, gdzie faza pola kwantowego może być wybrana dowolnie, są nazywane symetriami cechowania. Chociaż faza absolutna jest bez znaczenia dla wyników doświadczalnych, to w konstrukcji teorii elektronów konieczne jest ustalenie fazy. Wybór pewnej wartości fazy, która może być wybrana tak jak sobie zażyczy teoretyk, jest nazwany konwencją cechowania.

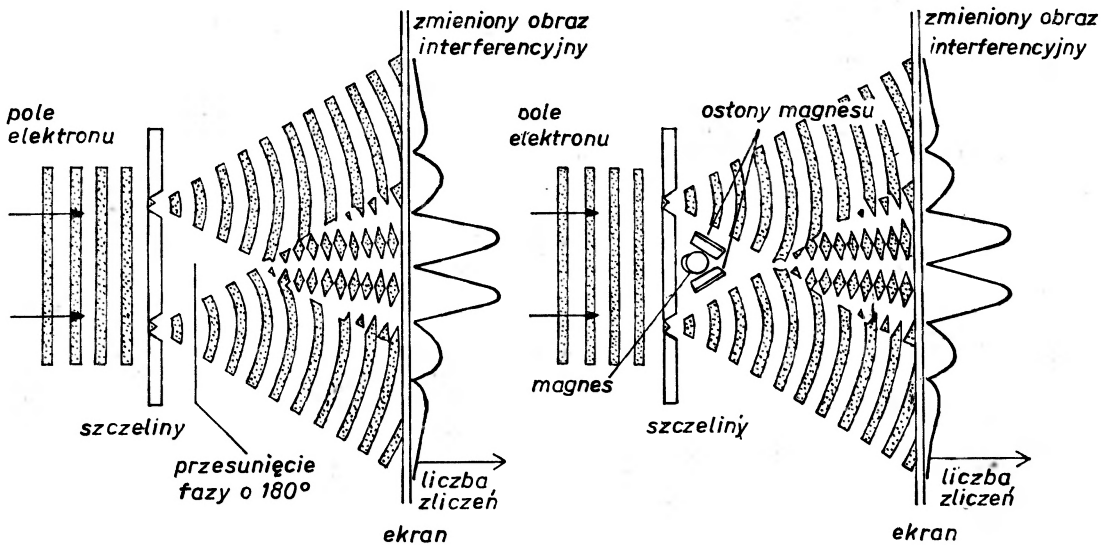
Termin „symetria cechowania” nie jest zbyt dobrym terminem na określenie tego typu niezmienniczości, ale ma on długą historię i nie może być zarzucony. Został on wprowadzony około 1920 roku przez Hermanna Weyla, który próbował wówczas sformułować teorię łączącą elektromagnetyzm i ogólną teorię względności. Weyl zaproponował teorię, która była niezmiennicza ze względu na dowolne dylatacje i kontrakcje przestrzeni. W tej teorii w każdym punkcie czasoprzestrzeni należało przyjąć oddzielne wzorce długości i czasu. Weyl porównał wybór konwencji cechowania do wyboru wzorców, polerowanych prętów stalowych, stosowanych przez mechaników jako wzorce długości. Teoria była prawie poprawna — konieczną poprawką było zastąpienie „skali długości” przez „kąty fazy”. Pisząc po niemiecku Weyl nazwał to „Eich Invarianz”, co było początkowo tłumaczone jako niezmienniczość skalowania (*calibration invariance*), ale później inne tłumaczenie — „cechowanie” (*gauge*) — stało się ogólnie obowiązujące.

Opisana powyżej symetria pola materii elektronowej jest symetrią globalną: faza pola musi być przesunięta w ten sam sposób wszędzie jednocześnie. Można łatwo pokazać, że teoria tylko pola elektronu, bez żadnych innych form materii lub promieniowania, nie jest niezmiennicza ze względu na odpowiednie lokalne transformacje cechowania. Przeprowadźmy doświadczenie z dyfrakcją w takich warunkach jak poprzednio, i zarejestrujemy obraz dyfrakcji elektronów. Powtórzmy teraz to doświadczenie, ale z jedną szczeliną zasłoniętą płytką półfalową — urządzeniem, które przesuwą fazę fali o 180° . Gdy fale przechodzące przez szczeliny będą teraz interferowały, to różnica faz będzie

zmieniona o 180° . W wyniku, tam gdzie interferencja była konstruktywna w pierwszym doświadczeniu, będzie teraz interferencja destruktywna i odwrotnie. Obserwowany obraz dyfrakcyjny nie będzie taki sam; przeciwnie — położenia wszystkich maksimów i minimów będą zamienione.

Przypuśćmy, że ktoś chce zbudować teorię zgodną z lokalną symetrią cechowania. Prawdopodobnie można by to osiągnąć w pewien sposób; w szczególności być może należałoby dodać inne pole, aby równoważyć zmiany fazy fali elektronu. Oczywiście, to pole musi zapewnić więcej niż usunięcie efektów w tym jednym doświadczeniu. Powinno ono zapewnić niezmienniczość wszystkich wielkości obserwowanych ze względu na zmianę fazy pola elektronu w dowolny sposób od punktu do punktu i w różnych chwilach czasu. Matematycznie należy dopuścić, aby przesunięcie fazowe mogło być dowolną funkcją położenia i czasu.

Może wydawać się to nieprawdopodobne, ale można skonstruować takie pole, które spełni te wszystkie warunki. Okazuje się, że jest to pole wektorowe, którego kwant ma spin jednostkowy. Co więcej, zasięg tego pola musi być nieskończony, gdyż nie jest ograniczona odległość między punktami, w których być może trzeba będzie uzgodnić fazy pola elek-



Rys. 5. Lokalna symetria cechowania pola materii elektronu zostanie przywrócona, jeśli weźmie się pod uwagę pole magnetyczne. Przesunięcie fazy jednej z ugiętych wiązek elektronów bez zmiany fazy drugiej wiązki wyraźnie wpływa na obserwowany obraz interferencyjny (diagram z lewej strony). Jednak ten sam efekt można uzyskać przez włączenie między szczelinami słabego pola magnetycznego prostopadłego do wiązki elektronów (diagram z prawej strony). Godne podkreślenia jest to, że pole magnetyczne wywołuje przesunięcie fazowe nawet wówczas, gdy wstawi się osłony uniemożliwiające wniknięcie pola magnetycznego w obszar propagacji i interferencji fal elektronu. Eksperymentator badający obrazy interferencyjne nie mógłby rozróżnić efektów przesunięcia fazowego jednej wiązki elektronów od efektów wywołanych przez pola magnetyczne między szczelinami. Każda lokalna zmiana fazy pola materii elektronowej może być odtworzona przez pole elektryczne i magnetyczne, co oznacza, że faza pola elektronów jest dowolna. Teoria łącząca pola materii elektronowej z polami elektrycznym i magnetycznym nosi nazwę elektrodynamiki kwantowej

tronu. Nieskończony zasięg pola oznacza, że kwant pola musi być bezmasowy. Ale pole o takich właściwościach dobrze już znamy — jest to pole elektromagnetyczne, którego kwantem jest foton.

W jaki sposób pole elektromagnetyczne gwarantuje niezmienniczość pola elektronu względem transformacji cechowania? Należy pamiętać, że pole elektromagnetyczne przenosi siły między cząstkami naładowanymi. Siły te mogą zmienić stan ruchu cząstki — co więcej, mogą zmienić fazę. Gdy elektron pochłania lub emituje foton, faza elektronu ulega przesunięciu. Wcześniej już wykazano, że samo pole elektromagnetyczne ma ścisłą symetrię lokalną. Opisując dwa pola razem można zapewnić symetrię lokalną obu pól.

Oddziaływanie ładunku elektronu z polem elektromagnetycznym jest źródłem związków tych dwóch pól. Z powodu tego oddziaływania rozchodzenie się fali materii elektronu w polu elektrycznym może być właściwie opisane tylko wtedy, gdy znany jest potencjał elektryczny. Podobnie, aby opisać elektron w polu magnetycznym, musi być sprecyzowany potencjał wektorowy magnetyczny. Jeśli oba potencjały mają określone wartości, to faza fali elektronu jest ustalona w całej przestrzeni. Jednak symetria lokalna pola elektromagnetycznego oznacza, że potencjał elektryczny może mieć dowolną wartość, która może być wybrana niezależnie w każdym punkcie i w każdej chwili czasu. Z tego powodu faza fali materii elektronu może również przyjmować dowolną wartość w każdym punkcie, przy czym faza będzie zawsze zgodna z przyjętą konwencją dla potencjałów elektrycznego i magnetycznego.

W przypadku doświadczenia z dyfrakcją na dwu szczelinach powyższe rozważania oznaczają, że efekt dowolnej zmiany fazy elektronu można osiągnąć przez przyłożenie pola elektromagnetycznego. Na przykład, zmiana obrazu dyfrakcyjnego, spowodowana ustawieniem płytki półfalowej przed jedną ze szczelin, może być osiągnięta również przez umieszczenie szczelin między biegunami magnesu. Z otrzymanego obrazu nie można powiedzieć, która procedura została zastosowana. Ponieważ cechowanie potencjału elektrycznego i magnetycznego można wybrać lokalnie, to również lokalnie można wybrać fazę pola elektronu.

Teoria będąca wynikiem połączenia pola materii elektronu z polem elektromagnetycznym nosi nazwę elektrodynamiki kwantowej. Sformułowanie i udowodnienie konsystencji tej teorii zajęło ponad 20 lat — zapoczątkowane zostało w latach dwudziestych przez P.A.M. Diraca i w zasadzie zakończone około 1948 roku przez Richarda P. Feynmana, Juliana Schwingera, Sin-itiro Tomonagę i innych.

Właściwości symetrii elektrodynamiki kwantowej są bez wątpienia bardzo pociągające, ale teoria ma sens fizyczny jedynie wówczas, gdy zgadza się z wynikami doświadczeń. W rzeczywistości, zanim osiągnie się sensowne przewidywania doświadczalne, teoria musi przejść pewne testy wewnętrznej zgodności. Na przykład, teorie kwantowe przewidują prawdopodobieństwo zdarzeń: prawdopodobieństwa nie mogą być ujemne i wszystkie prawdopodobieństwa zsumowane razem muszą dać 1. W dodatku energie muszą mieć dodatnie, skończone wartości.

Nie od razu było oczywiste, że elektrodynamika kwantowa może być teorią fizycznie akceptowalną. Pewien problem pojawiał się zawsze przy jakiegokolwiek próbie obliczenia wyniku nawet najprostszego oddziaływania elektromagnetycznego, jakim jest oddziaływanie dwu elektronów. Najbardziej prawdopodobnym ciągiem zdarzeń przy zderzeniu

elektronów jest emisja pojedynczego wirtualnego fotonu przez jeden elektron i absorpcja przez drugi. Jednakże możliwych jest wiele bardziej skomplikowanych wymian — w rzeczywistości jest ich nieskończenie wiele. Na przykład, elektrony mogą oddziaływać przez wymianę dwu fotonów, trzech itd. Prawdopodobieństwo całkowite oddziaływania jest określone przez sumę wkładów od wszystkich możliwych zdarzeń.

Feynman wprowadził systematyczną procedurę dla uszeregowania tych wkładów, polegającą na rysowaniu diagramów zdarzeń w jednym wymiarze przestrzennym i jednym wymiarze czasowym. Szczególnie kłopotliwą klasą diagramów jest ta, która zawiera diagramy z „pętlami” — podobnymi do pętli zakreślanych w czasoprzestrzeni przez wirtualny foton wyemitowany i pochłonięty przez ten sam elektron. Jak to już zostało wykazane, maksymalna energia cząstki wirtualnej jest ograniczona jedynie przez czas potrzebny do osiągnięcia celu. Jeżeli foton wirtualny jest emitowany i pochłaniany przez tę samą cząstkę, przebyta droga i czas życia mogą być zredukowane do zera, a więc maksymalna energia może być nieskończona. Z tego powodu pewne diagramy z pętlami dają nieskończone wkłady do siły oddziaływania.

Pojawiające się nieskończoności w elektrodynamice kwantowej prowadziły początkowo do wniosków nie mających rozsądnej interpretacji fizycznej. Każde oddziaływanie elektronów i fotonów miało nieskończone prawdopodobieństwo. Nieskończoności teorii psuły nawet opis izolowanego elektronu — na skutek możliwości emitowania i pochłaniania fotonu elektron otrzymywał nieskończoną masę i nieskończony ładunek.

Lekarstwem na tę plagę nieskończoności jest procedura zwana renormalizacją. Mówiąc z grubsza, do każdej nieskończoności dodatniej procedura renormalizacji dostarcza nieskończoności ujemnej, tak że w sumie wszystkich możliwych wkładów nieskończoności skracają się. Osiągnięciem Schwingera i innych fizyków zajmujących się tą tematyką było wykazanie, że tą metodą można otrzymać wynik skończony. I wynik skończony jest przewidywaniem teorii. Jest on jednoznacznie określony przez żądanie, aby wszystkie prawdopodobieństwa oddziaływań były skończone i dodatnie.

Sensowność procedury renormalizacji może być wyjaśniona w następujący sposób. Gdy przeprowadzany jest pomiar na elektronie, to wielkości aktualnie mierzone nie są ani masą, ani ładunkiem cząstki punktowej — wartościami wyjściowymi teorii — lecz własnościami elektronu wraz z otaczającą go chmurą cząstek wirtualnych. Jedynie efektywna masa i ładunek — wielkości mierzalne — muszą być skończone na każdym etapie rachunków. Własności obiektów punktowych, które nazywa się „gołą” masą i „gołym” ładunkiem, nie są dobrze zdefiniowane.

Początkowo okazało się, że goła masa powinna mieć nieskończoną wartość ujemną; absurd ten powodował, że wielu fizyków odnosiło się podejrzliwie do teorii renormalizacji. Jednakże bardziej dokładna analiza wykazała, że jeśli już goła masa przyjmuje jakąś określoną wartość, to dąży ona do zera. Inny zarzut wobec teorii jest bardziej podstawowy: z matematycznego punktu widzenia elektrodynamika kwantowa nie jest doskonała. Przewidywania teorii, ze względu na stosowane metody, mają zawsze skończoną dokładność, chociażby sięgającą nawet setek miejsc po przecinku.

Oczywiście logika i wewnętrzna zgodność metody renormalizacji pozostawia wiele do życzenia. Chyba najlepszym argumentem za teorią jest to, że pracuje ona bardzo dobrze.

Wyniki teorii zgadzają się z doświadczeniami z dokładnością do jednej miliardowej części, co powoduje, że elektrodynamika kwantowa jest najdokładniejszą teorią fizyczną, jaka kiedykolwiek została wymyślona. Jest ona modelem dla teorii innych sił podstawowych oraz wzorem, według którego ocenia się te teorie.

W czasie, gdy elektrodynamika kwantowa była na ukończeniu, już od trzydziestu lat znano inną teorię opartą na lokalnej symetrii cechowania. Jest nią ogólna teoria względności Einsteina. Symetria ta nie odnosi się do pola rozciągającego się w czasoprzestrzeni, lecz do struktury samej czasoprzestrzeni.

Każdy punkt czasoprzestrzeni może być oznaczony czterema liczbami, które podają jego położenie w trzech wymiarach przestrzennych oraz w jednym wymiarze czasowym. Te liczby są współrzędnymi zdarzenia, a procedura przyporządkowania tych liczb każdemu punktowi czasoprzestrzeni definiuje układ współrzędnych. Na przykład, na kuli ziemskiej trzema współrzędnymi przestrzennymi są wysokość nad poziomem morza, długość i szerokość geograficzna; współrzędna czasowa może być podana w godzinach liczonych od południa. Początkiem takiego układu współrzędnych, tj. punktem, którego wszystkie współrzędne mają wartość zero, jest zdarzenie, które zachodzi w południe, na poziomie morza i na przecięciu południka zero z równikiem.

Wybór takiego układu współrzędnych jest oczywiście kwestią umowy. Statki na morzu pływałyby tak samo dobrze, gdyby początek współrzędnych przesunąć do Utrechtu w Holandii. Każdemu punktowi na Ziemi i każdemu zdarzeniu w jej historii można przypisać nowe współrzędne, ale wszelkie obliczenia z tymi nowymi współrzędnymi dałyby niezmiennie te same wyniki, co rachunki w starych współrzędnych. W szczególności każdy rachunek odległości między dwoma punktami da ten sam wynik.

Swoboda przesunięcia początku układu współrzędnych jest symetrią przyrody. W istocie są trzy rodzaje symetrii: wszystkie prawa przyrody pozostają niezmiennie, gdy dokonujemy przesunięcia, obrotu lub zwierciadlanego odbicia układu współrzędnych. Zauważmy jednak, co jest istotne, że jest to symetria globalna. Każda transformacja symetrii może być zdefiniowana jako recepta na znalezienie nowych współrzędnych punktu, gdy się zna jego stare współrzędne. Te recepty muszą być zastosowane jednocześnie w ten sam sposób dla wszystkich punktów.

Ogólna teoria względności wywodzi się z podstawowej obserwacji, że struktura czasoprzestrzeni jest niekoniecznie zgodna z układem współrzędnych tworzonym całkowicie przez linie proste przecinające się pod kątami prostymi; zamiast niego może być potrzebny układ współrzędnych krzywoliniowych. Linie szerokości i długości geograficznej stosowane na Ziemi są takim układem współrzędnych, gdyż odpowiadają one krzywiznie Ziemi.

W takim układzie odniesienia łatwo można wyobrazić sobie lokalną transformację współrzędnych. Przypuśćmy, że wysokość jest zdefiniowana jako odległość w pionie od powierzchni ziemi, a nie od poziomu morza. Wykopanie dołu zmieniłoby wówczas układ współrzędnych, ale jedynie w tych punktach, które są nad dołem. Samo wykopanie dołu reprezentuje lokalną transformację współrzędnych. Okazałoby się, że prawa fizyki (lub reguły nawigacji) nie pozostaną takie same po tej transformacji i we wszechświecie bez sił grawitacyjnych tak by było. Samolot, który miałby lecieć na stałej wysokości, musiałby

nagle zniżyć lot przelatując nad dołem i przyspieszenie konieczne do tego manewru łatwo można zauważyć.

Tak jak i w elektrodynamice, symetria lokalna może być przywrócona jedynie przez dodanie do teorii nowego pola; w ogólnej teorii względności tym polem jest oczywiście grawitacja. Obecność tego pola pozwala na inne wytłumaczenie zaobserwowanych przyspieszeń w samolocie: mogłyby one nie być wynikiem lokalnej zmiany współrzędnych, ale również efektem anomalii pola grawitacyjnego. Źródło tej anomalii jest nieistotne: mogłaby to być koncentracja masy w ziemi czy też odległy obiekt w przestrzeni. Ważne jest to, że dowolna transformacja lokalna układu współrzędnych może być odtworzona przez odpowiednie pole grawitacyjne. Pilot samolotu nie mógłby odróżnić jednego efektu od drugiego.

Zarówno teoria elektromagnetyzmu Maxwella, jak i teoria grawitacji Einsteina swoje piękno w znacznym stopniu zawdzięczają lokalnej symetrii cechowania; ich sukcesy przez długi czas były źródłem inspiracji fizyków teoretyków. Aż do niedawna teoretyczny opis pozostałych dwu sił przyrody był znacznie mniej zadowalający. Teoria sił słabych sformułowana w latach trzydziestych przez Enrica Fermiego uwzględniała niektóre podstawowe cechy oddziaływań słabych, ale nie miała symetrii lokalnej. Oddziaływania silne wydawały się dżunglą tajemniczych pól i rezonansów. Teraz jest jasne, dlaczego upłynęło tyle czasu, zanim pojęto sens tych sił: nie znano potrzebnych teorii z lokalnym cechowaniem.

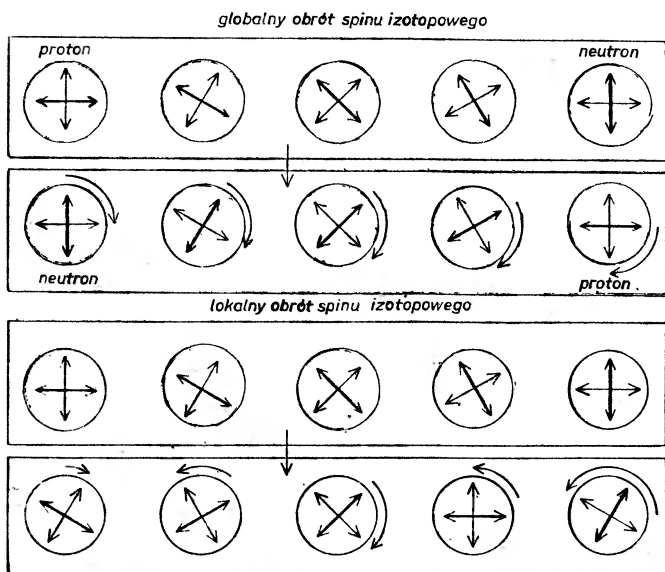
Pierwszym krokiem w tym kierunku była teoria stworzona w 1954 roku przez C. N. Yanga i Roberta L. Millsa, którzy pracowali wówczas w Narodowym Laboratorium w Brookhaven. Mniej więcej w tym samym czasie podobną ideę zaproponował niezależnie R. Shaw z Uniwersytetu w Cambridge. Punktem wyjścia w tych teoriach — inspirowanych sukcesami innych teorii z cechowaniem — jest symetria globalna, a następnie bada się jakie będą konsekwencje, jeśli symetrię tę uczyni się lokalną.

W teorii Yanga–Millsa symetrią tą jest symetria spinu izotopowego — reguły stwierdzającej, że oddziaływania silne materii pozostają niezmiennicze (lub prawie niezmiennicze), jeśli protony zamieni się z neutronami. W symetrii globalnej każdy obrót wewnętrznych strzałek określających stan izotopowy musi być wykonany wszędzie jednocześnie. Postulując symetrią lokalną dopuszcza się zmianę orientacji strzałek niezależnie w różnych punktach i różnych chwilach czasu. Obrót strzałek może być dowolną funkcją położenia i czasu. Właśnie ta swoboda wyboru konwencji tożsamości cząstek jest lokalną symetrią cechowania.

Podobnie jak w innych przypadkach, w których symetria globalna przekształcana jest w lokalną, tak i tutaj niezmienniczość może być zachowana jedynie wówczas, gdy coś się doda do teorii. Ponieważ teoria Yanga–Millsa jest bardziej skomplikowana niż dotychczasowe teorie, to okazuje się, że należy dodać znacznie więcej. Jeśli obroty spinu izotopowego wykonuje się niezależnie w różnych punktach, to prawa fizyki pozostaną niezmiennicze jedynie wtedy, gdy wprowadzi się sześć nowych pól. Wszystkie pola są polami wektorowymi i mają zasięg nieskończony.

Pola Yanga–Millsa są konstruowane podobnie jak w przypadku elektromagnetyzmu i w rzeczywistości dwa z nich mogą być utożsamione ze zwykłymi polami elektrycznym i magnetycznym. Inaczej mówiąc, opisują one pole fotonu. Pozostałe pola Yanga–Millsa

można również rozważać parami i interpretować je jako pola elektryczne i magnetyczne, ale fotony, które one opisują, różnią się w szczególny sposób od fotonu o znanych właściwościach; są one ciągle bezmasowymi cząstkami o spinie jeden, ale niosą ładunek elektryczny. Jeden foton ma ładunek dodatni, a drugi ujemny.



Rys. 6. Symetria spinu izotopowego stanowi bazę innej teorii z cechowaniem, dyskutowanej po raz pierwszy w 1954 roku przez C. N. Yanga i Roberta L. Millsa. Jeśli symetria spinu izotopowego jest prawdziwa, to wybór pozycji wewnętrznej strzałki, która wskazuje proton i pozycji, która wskazuje neutron, jest całkowicie kwestią umowy. Symetria globalna (górny diagram) wymaga, aby ta sama konwencja była przyjęta wszędzie, tzn. dowolny obrót strzałki musi być wykonany w każdym punkcie w ten sam sposób. W teorii Yanga–Millsa zakłada się lokalną symetrię spinu izotopowego (dolny diagram), tzn. orientacja strzałki może być różna w różnych punktach. Aby zachować niezmienniczość wszystkich wielkości obserwowalnych ze względu na takie lokalne transformacje symetrii, trzeba koniecznie wprowadzić przynajmniej sześć pól odpowiadających trzem bezmasowym cząstkom wirtualnym — bozonom wektorowym. Jedną z tych cząstek można utożsamić z fotonem; dwie pozostałe mają ładunek elektryczny. Teoria Yanga–Millsa była inspirująca, chociaż w swej wersji oryginalnej była nierealistyczna. W tej teorii protony i neutrony były nierozróżnialne i przewidywała ona bezmasowe cząstki naładowane, które nie istnieją

Narzucenie fotonowi ładunku elektrycznego ma istotne konsekwencje. Foton jest definiowany jako kwant pola przenoszący siły elektromagnetyczne między cząstkami naładowanymi. Jeśli foton sam jest obdarzony ładunkiem, to może istnieć bezpośrednie oddziaływanie elektromagnetyczne między fotonami. Wystarczy podać jeden przykład: dwa fotony z przeciwnymi ładunkami mogą utworzyć stan związany — „atom” światła. Dobrze znany foton nigdy nie może oddziaływać ze sobą w ten sposób.

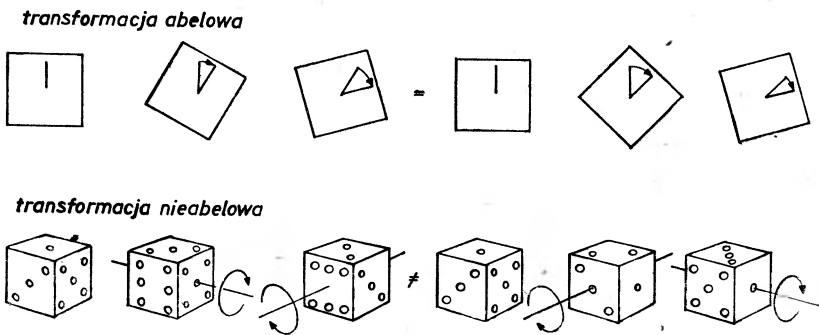
Zaskakujące efekty naładowanych fotonów stają się bardziej widoczne, jeśli lokalna transformacja symetrii zostanie zastosowana parokrotnie do tej samej cząstki. W elektrodynamice kwantowej — jak już było dyskutowane — operacja symetrii polega na zmianie fazy pola elektronu, przy czym każdej zmianie fazy towarzyszy oddziaływanie z polem elektromagnetycznym. Łatwo jest sobie wyobrazić elektron, którego faza zmienia się

pod rząd dwukrotnie na skutek, powiedzmy, emisji fotonu i później absorpcji. Intuicja sugeruje, że jeśli zmieni się kolejność przesunięć fazowych, tak że najpierw foton zostanie pochłonięty, a później foton wypromieniowany, to rezultat końcowy będzie ten sam. Tak jest w rzeczywistości. Można dokonać nieskończonej serii przesunięć fazowych, a wynik będzie po prostu sumą algebraiczną wszystkich przesunięć bez względu na ich kolejność.

W teorii Yanga–Millsa, gdzie operacja symetrii jest lokalnym obrotem strzałki spinu izotopowego, wynik wielokrotnej transformacji może być całkiem inny. Przypuśćmy, że na hadronie dokonujemy transformacji cechowania A, a potem chwilę później transformacji B, i że w wyniku tej kolejności transformacji strzałka spinu izotopowego wskazuje stan odpowiadający protonowi. Teraz przypuśćmy, że te same transformacje zostały dokonane na tym samym hadronie, ale w przeciwnej kolejności: najpierw B a potem A. Na ogół stan końcowy nie będzie ten sam; cząstka może być neutronem, a nie protonem. Wynik końcowy złożenia dwu transformacji zależy w istotny sposób od kolejności ich dokonania.

Z powodu tej różnicy elektrodynamika kwantowa jest nazywana teorią abelową, a teoria Yanga–Millsa nieabelową. Termin ten jest zapożyczony z matematycznej teorii grup i został wprowadzony dla uczczenia Nielsa Henryka Abela, matematyka norweskiego, który żył na początku dziewiętnastego wieku. Grupy abelowe składają się z transformacji mających własność przemienności; transformacje grupy nieabelowej nie są przemienne.

Przemienność jest dobrze znana z arytmetyki jako własność dodawania i mnożenia, gdzie dla dowolnych liczb A i B można napisać $A + B = B + A$ i $A \cdot B = B \cdot A$. Sposób, w jaki prawo przemienności można stosować do transformacji, może być zilustrowany na znanym przykładzie grupy obrotów. Wszystkie możliwe obroty obiektu dwuwymiarowego są przemienne i dlatego grupa takich obrotów jest abelowa. Na przykład, obrót o $+60^\circ$



Rys. 7. Wyniki wielokrotnych transformacji odróżniają elektrodynamikę kwantową, która jest teorią abelową, od teorii Yanga–Millsa będącej teorią nieabelową. Transformacja abelowa jest przemienna: jeśli dokona się dwu transformacji jedna po drugiej, to wynik jest ten sam bez względu na kolejność. Przykładem jest obrót w dwu wymiarach. Transformacje nieabelowe nie są przemienne, a więc dwie transformacje będą prowadziły do różnych wyników, jeśli ich kolejność zostanie odwrócona. Obroty w trzech wymiarach wykazują tę zależność od kolejności transformacji. Abelowość elektrodynamiki kwantowej polega na tym, że można wielokrotnie dokonać przesunięcia fazy pola elektronu bez zwracania uwagi na kolejność. Teoria Yanga–Millsa jest nieabelowa, gdyż wynik końcowy dwu obrotów spinu izotopowego jest na ogół inny, jeśli zostanie odwrócona kolejność obrotów. Jedna kolejność mogłaby dać proton, a odwrotna kolejność mogłaby dać neutron.

i — 90° daje w efekcie obrót o — 30° bez względu na to, który obrót był pierwszy. Dla obiektów trójwymiarowych, które można obracać wokół trzech osi, prawo przemienności nie stosuje się i grupa obrotów w trzech wymiarach jest nieabelowa. Jako przykład rozważmy samolot lecący na północ ze skrzydłami ustawionymi poziomo. Skręt w lewo o 90° , a następnie przechył w lewo o 90° spowoduje, że samolot będzie leciał na zachód z lewym skrzydłem przechylonym w dół. Odwrócenie kolejności transformacji, tzn. najpierw przechył w lewo o 90° , a potem skręt w lewo o 90° spowoduje, że samolot będzie nurkował w dół ze skrzydłami ustawionymi na linii północ — południe.

Podobnie jak teoria Yanga–Millsa, tak i teoria grawitacji jest nieabelowa; przy dokonywaniu kolejno dwu transformacji współrzędnych ich kolejność ma zwykle wpływ na wynik końcowy. W ciągu mniej więcej ostatnich 10 lat zaproponowano więcej teorii nieabelowych i nawet elektromagnetyzm został wbudowany do większej teorii, którą też jest nieabelowa. Obecnie wydaje się, że wszystkie siły przyrody są opisywane przez teorie z cechowaniem nieabelowym.

Teoria Yanga–Millsa okazała się teorią o znaczeniu monumentalnym, chociaż — tak jak była początkowo sformułowana — zupełnie nie nadawała się do opisu rzeczywistości. Pierwszym zarzutem jest to, że zakłada ona ścisłą symetrię spinu izotopowego, w wyniku czego proton i neutron są nierozróżnialne; sytuacja ta jest oczywiście niezgodna z faktyczną. Znacznie bardziej kłopotliwe jest przewidywanie fotonów naładowanych elektrycznie. Foton z konieczności jest bezmasowy, gdyż musi mieć zasięg nieskończony. Istnienie jakiegokolwiek cząstki naładowanej, lżejszej od elektronu, zmieniłoby świat nie do poznania. Oczywiście, nie zaobserwowano takiej cząstki. Pomimo tych trudności teoria cechuje się dużym pięknem i jest filozoficznie pociągająca. Jedną z metod próbujących usunąć wady teorii polega na sztucznym nadawaniu masy większej niż zero kwantom pola naładowanego.

Nadawanie masy kwantowi pól naładowanych nie powoduje, że pola znikają, lecz ogranicza ich zasięg. Jeśli masa jest dostatecznie duża, to zasięg może być dowolnie mały. Po usunięciu efektów długozasięgowych obecność pól można pogodzić z obserwacjami doświadczalnymi. Co więcej, wybór neutralnego pola Yanga–Millsa jako jedyne pola długozasięgowego rozróżnia automatycznie protony i neutrony. Ponieważ to pole jest elektromagnetyczne, protony i neutrony można rozpoznawać po różnym oddziaływaniu z polem elektromagnetycznym lub — mówiąc inaczej — po ich różnym ładunku elektrycznym.

Po tej modyfikacji symetria lokalna teorii Yanga–Millsa nie jest dalej ścisła, lecz przybliżona, gdyż obrót strzałki spinu izotopowego ma teraz obserwowalne konsekwencje. Nie jest to jednak podstawowy zarzut: przybliżone symetrie występują bardzo często w przyrodzie. (Symetria ciała ludzkiego jest jedynie przybliżona). Co więcej, na odległościach znacznie mniejszych niż zasięg składowych masowych pola Yanga–Millsa symetria lokalna staje się coraz lepsza. Dlatego, w pewnym sensie, strukturą mikroskopową teorii pozostaje lokalnie symetryczna, natomiast przewidywania obserwowalnych zjawisk makroskopowych nie są lokalnie symetryczne.

Tak zmodyfikowaną teorię Yanga–Millsa można było łatwiej zrozumieć, ale ciągle należało nadać teorii interpretację kwantową. Problem nieskończoności okazał się jednak

trudniejszy niż w elektrodynamice kwantowej i standardowy przepis renormalizacji nie mógł go rozwiązać. Należało wymyśleć nowe techniki.

W 1963 roku Feynman wprowadził doniosły pomysł: pojęcie cząstki „ducha”, cząstki dodawanej do teorii w pośrednich etapach rachunków, która znika na końcu rachunku. Od początku wiadomo, że istnienie tej cząstki-ducha jest fikcyjne, ale stosowanie jej można uzasadnić, jeśli nigdy nie pojawi się ona w stanie końcowym. Można to zapewnić przez spowodowanie, że całkowite prawdopodobieństwo produkcji cząstki-ducha jest zawsze zero. Wśród fizyków, którzy pracowali nad teorią Yanga–Millsa, jedynie w Uniwersytecie w Utrechcie, gdzie byłem wówczas studentem, metoda cząstki-ducha została potraktowana poważnie. Martin J. G. Veltman, promotor mojej pracy doktorskiej, wraz z Johnem S. Bellem z Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (CERN) w Genewie, doszedł do wniosku, że oddziaływania słabe mogłyby być opisane przez pewną formę teorii Yanga–Millsa. Podjął on systematyczną analizę problemu renormalizacji w zmodyfikowanym modelu Yanga–Millsa (z polami naładowanymi z masą) badając po kolei każdą klasę diagramów Feynmana. Można było łatwo pokazać, że diagramy bez zamkniętych pętli dają skończone wkłady do całkowitego prawdopodobieństwa oddziaływania. Diagramy z jedną pętlą zawierają rzeczywiście nieskończoność, ale stosując własności cząstek-duchów, można było skasować ściśle nieskończoności dodatnie i ujemne.

Gdy liczba pętli wzrasta, liczba diagramów wzrasta gwałtownie; co więcej, rachunki dla każdego diagramu stawały się bardziej skomplikowane. Aby ułatwić olbrzymie zadanie sprawdzenia wszystkich diagramów z dwiema pętlami napisany został program komputerowy potrafiący dokonywać manipulacji algebraicznych na prawdopodobieństwach. Wynikiem programu była lista współczynników przy wielkościach nieskończonych pozostających po zsumowaniu wkładów od wszystkich diagramów. Jeśli nieskończoności mają być usunięte z teorii, to wszystkie współczynniki bez wyjątku muszą być zero. Przed końcem 1970 roku wyniki były znane i możliwość błędu wykluczona; niektóre nieskończoności pozostały.

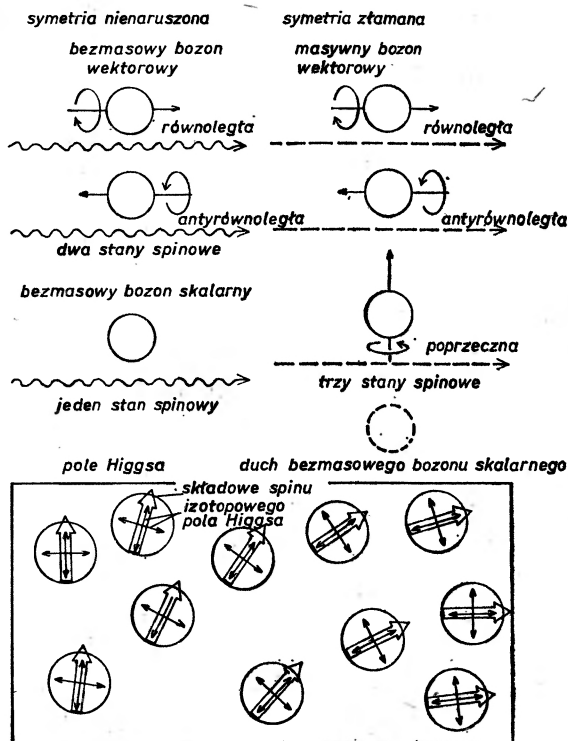
Niepowodzenia zmodyfikowanej teorii Yanga–Millsa nie należało przypisywać żadnemu brakowi w sformułowaniu Yanga–Millsa, ale raczej modyfikacjom. Masy pól naładowanych zostały włożone „ręcznie”, w wyniku czego niezmienniczość względem lokalnych obrotów spinu izotopowego nie była całkowicie doskonała. Już wówczas rosyjscy badacze L. D. Faddiejew, W. N. Popow, E. S. Fradkin i I. W. Tiutin sugerowali, że czysta teoria Yanga–Millsa, tylko z polami bezmasowymi, może być rzeczywiście renormalizowalna. Trudnością tej teorii jest fakt, że nie tylko jest ona nierealistyczna, ale też pola mają nieskończony zasięg, z którym trudno jest sobie poradzić.

Tymczasem inny nowy składnik, potrzebny do sformułowania teorii z cechowaniem, został wprowadzony przez F. Englerta i Roberta H. Brouta z Uniwersytetu w Brukseli i Petera Higgsa z Uniwersytetu w Edynburgu. Znaleźli oni sposób na nadanie masy niektórym polom Yanga–Millsa, zachowując ścisłą symetrię cechowania. Technika ta jest obecnie nazywana mechanizmem Higgsa.

Istotną ideą mechanizmu Higgsa jest wprowadzenie do teorii dodatkowego pola, mającego osobliwą własność polegającą na tym, że pole to nie znika w próżni. Zwykle myśli się o próżni jako o pustej przestrzeni, ale w fizyce próżnia zdefiniowana jest bardziej

precyzyjnie jako stan, w którym pola mają najmniejszą możliwą energię. Dla większości pól energia jest minimalna, jeśli pole wszędzie jest równe zero lub, innymi słowy, pole jest „wyłączone”. Na przykład, pole elektronu ma minimalną energię, gdy nie ma elektronów. Z tego względu pole Higgsa jest niezwykle. Zredukowanie pola do zera pochłania energię; energia pola jest najmniejsza, jeśli pole ma pewną stałą wartość większą od zera.

Efekt pola Higgsa jest taki, że dostarcza ono układu odniesienia, w którym można określić orientację strzałki spinu izotopowego. Pole Higgsa może być przedstawione jako strzałka nałożona na inne wskaźniki spinu izotopowego w wymaginowanej wewnętrznej przestrzeni hadronu. Cechą wyróżniającą strzałkę pola Higgsa jest to, że ma ona stałą długość ustaloną przez wartość próżniową pola. Orientacja innych strzałek spinu izoto-



Rys. 8. Mechanizm Higgsa może dostarczyć masę fotonopodobnym bozonom bezmasowym teorii Yanga-Millsa, czyniąc teorię bardziej realistyczną. Bozony bezmasowe mają trzy możliwe orientacje spinu (równoległą, antyrównoległą i poprzeczną do kierunku ruchu), ale tylko dwie są obserwowalne; stan poprzeczny nie istnieje, co jest szczególną własnością cząstek bezmasowych, poruszających się z prędkością światła. Jeśli cząstki Yanga-Millsa uzyskają masę, stan poprzeczny stanie się obserwowalny, ale ten dodatkowy stan musi mieć swoje źródło. W mechanizmie Higgsa źródłem tym jest dodatkowe pole skalarne, odpowiadające bezmasowemu bozonowi o spinie zero. Mówi się, że cząstka Yanga-Millsa „zjada” bozon Higgsa, który na skutek tego staje się nieobserwowalnym „duchem”. Pole Higgsa jest równocześnie punktem odniesienia (szeroka strzałka), dzięki któremu proton może być odróżniony od neutronu. Strzałka pola Higgsa obraca się razem z innymi strzałkami podczas transformacji cechowania powodując, że nie ma absolutnej orientacji, ale względna orientacja strzałek spinu izotopowego może być zmierzona względem strzałki Higgsa. Symetria teorii, która bez mechanizmu Higgsa znosi wszystkie różnice między protonem i neutronem, nie ginie, lecz staje się ukryta

powego może być mierzona względem osi zdefiniowanej przez pole Higgsa. W ten sposób proton może być odróżniony od neutronu.

Mogłoby się wydawać, że wprowadzenie pola Higgsa może zepsuć symetrię cechowania teorii i prowadzić do pojawienia się osobliwości. Jednakże w rzeczywistości symetria cechowania nie jest zburzona, ale jedynie ukryta. Symetria oznacza, że wszystkie prawa fizyki muszą być niezmiennicze względem dowolnego w różnych miejscach obrotu strzałek spinu izotopowego. Oznacza to, że absolutna orientacja strzałek nie może być określona, gdyż dowolne doświadczenie mierzące orientację zaobserwowałoby pewną zmianę wielkości fizycznych po obrocie strzałek. Nawet po włączeniu pola Higgsa absolutna orientacja nie może być określona, ponieważ strzałka reprezentująca pole Higgsa również obraca się przy transformacji cechowania. Można jedynie określić kąt między strzałką pola Higgsa i inną strzałką spinu izotopowego lub, innymi słowy, ich względną orientację.

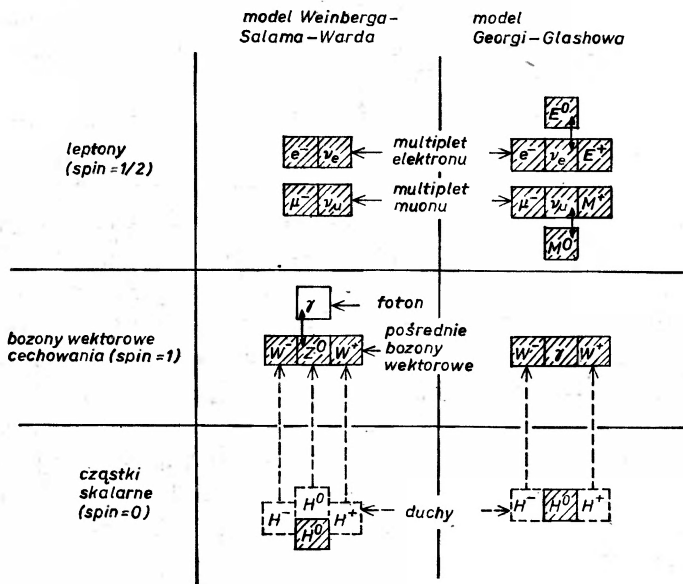
Mechanizm Higgsa jest przykładem procesu zwanego spontanicznym naruszeniem symetrii, który był już dobrze znany w innych dziedzinach fizyki. Po raz pierwszy pojęcie to wprowadził Werner Heisenberg do opisu materiałów ferromagnetycznych. Heisenberg wykazał, że teoria opisująca ferromagnetyk ma pełną symetrię geometryczną, to znaczy żaden kierunek w przestrzeni nie jest wyróżniony. Jednakże, gdy substancja zostaje namagnetyzowana, to jedna oś — oś magnetyzacji — zostaje wyróżniona spośród innych. Teoria jest symetryczna, ale substancja, którą opisuje, nie jest. Podobnie teoria Yanga–Millsa zachowuje symetrię, ale opisywane obiekty — protony i neutrony — nie mają symetrii.

W jaki sposób mechanizm Higgsa nadaje masę kwantom pola Yanga–Millsa? Można to wyjaśnić w następujący sposób. Pole Higgsa jest polem skalarnym, mającym jedynie wartość i dlatego kwant tego pola musi mieć spin zero. Pola Yanga–Millsa są wektorowe, podobnie jak pole elektromagnetyczne, i są reprezentowane przez kwanty o spinie jeden. Zwykle cząstka o spinie jeden ma trzy stany spinowe (równoległy, antyrównoległy i poprzeczny do kierunku ruchu), ale ponieważ cząstki Yanga–Millsa są bezmasowe i poruszają się z prędkością światła, to są one szczególnym przypadkiem; nie mają stanu poprzecznego. Jeśli cząstki mają dostać masę, to muszą stracić swój specjalny status i powinny być obserwowane trzy stany spinowe. W mechanice kwantowej liczba stanów spinowych jest ścisła i dodatkowy stan musi się z czegoś wziąć; bierze się on z pola Higgsa. Każdy kwant Yanga–Millsa łączy się z jedną cząstką Higgsa; w wyniku tego cząstka Yanga–Millsa uzyskuje masę i stan spinowy, a cząstka Higgsa znika. W malowniczy sposób opisał ten proces Abdus Salam z Międzynarodowego Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście: bezmasowa cząstka Yanga–Millsa „zjada” cząstkę Higgsa, aby uzyskać masę, a połknięte cząstki Higgsa stają się duchami.

W roku 1971, na skutek sugestii Veltmana, zająłem się renormalizacją czystej teorii Yanga–Millsa. Reguły konstrukcji potrzebnych diagramów Feynmana były już sformułowane przez Faddiejewa, Popowa, Fradkina i Tiutina, oraz niezależnie przez Bryce'a S. DeWitta z Uniwersytetu Teksaskiego w Austin i Stanleya Mandelstama z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley. Do moich studiów mogłem również użyć potężnych metod badań renormalizacji, które zostały stworzone przez Veltmana.

Formalnie rezultaty były bardzo zachęcające, ale jeśli teoria miała być realistyczna, to należało znaleźć pewne sposoby ograniczenia zasięgu pól Yanga–Millsa. Właśnie wtedy

na letniej szkole zrozumiałem, jak Kurt Symanzik z Ośrodka Niemieckiego Synchronotru Elektronowego (DESY — J. K.) oraz Benjamin W. Lee z Narodowego Laboratorium Akceleratorowego im. E. Fermiego (FNAL — J. K.) pomyślnie wykonali renormalizację modelu teoretycznego, w którym symetria globalna była spontanicznie naruszona. Dlatego wydawało się naturalne spróbować mechanizmu Higgsa w teorii Yanga–Millsa, gdzie naruszona symetria jest lokalna.



Rys. 9. Model Weinberga-Salama-Warda łączy elektromagnetyzm i oddziaływania słabe w jedną teorię z cechowaniem lokalnym. Model ma zastosowanie do opisu oddziaływań cząstek zwanych leptonami, którymi są elektron (e^-), mion (μ^-) i dwa rodzaje neutrin (ν_e i ν_μ). Żądanie, aby oddziaływania były niezmiennicze względem transformacji lokalnych wprowadza cztery pola bezmasowe. Trzy z tych pól dostają masę przez mechanizm Higgsa; stają się one wektorowymi bozonami pośrednimi W^+ , W^- i Z^0 . Czwarty bozon jest fotonem. Trzy z cząstek Higgsa zostają zjedzone przez bozony wektorowe i stają się duchami, natomiast czwarta pozostaje i powinna być obserwowalna. Teoria w rzeczywistości nie unifikuje sił elektromagnetycznych i sił słabych, gdyż foton w dalszym ciągu stanowi dla siebie oddzielną rodzinę. Howard Georgi i Sheldon Lee Glashow zaproponowali teorię, w której unifikacja jest bardziej głęboka, ale obecnie jest ona sprzeczna z doświadczeniem

Parę prostych modeli dało zachęcające rezultaty: we wszystkich wybranych przypadkach wszystkie nieskończoności kasowały się bez względu na to, ile cząstek wymieniało się oraz ile pętli było w diagramach Feynmana. Decydującym testem teorii było sprawdzenie przez program komputerowy kasowania się nieskończoności we wszystkich możliwych diagramach z dwoma pętlami. Rezultaty tego testu były dostępne przed lipcem 1971; wynik programu był nieprzerwanym ciągiem zer. Wszystkie nieskończoności ściśle się kasowały. Następne sprawdziany pokazały, że nieskończoności nie pojawiły się nawet w niesłychanie skomplikowanych diagramach Feynmana. Moje wyniki zostały wkrótce potwierdzone przez innych, w tym szczególnie przez Benjaminą W. Lee i Jeana Zinn-Justina z Centrum Badań Jądrowych w Saclay pod Paryżem.

Teoria Yanga–Millsa stała się modelem oddziaływań silnych, ale — zanim jeszcze została zrenormalizowana — zainteresowanie nią koncentrowało się na zastosowaniu jej do oddziaływań słabych. W 1967 roku Steven Weinberg z Uniwersytetu Harvarda i niezależnie (ale później) A. Salam i John C. Ward z Uniwersytetu Johnsa Hopkinsa zaproponowali model oddziaływań słabych oparty na teorii Yanga–Millsa, w której kwanty pola cechowania uzyskują masę przez mechanizm Higgsa. Zakładali oni, że będzie można zrenormalizować tę teorię, ale nie dowodzili tego. Ich pomysły łączyły ze sobą wiele innych nie sprawdzonych domysłów, aż dopiero w cztery lata później moje badania wykazały, że właśnie ta klasa teorii Yanga–Millsa z wbudowanym mechanizmem Higgsa może być zrenormalizowana.

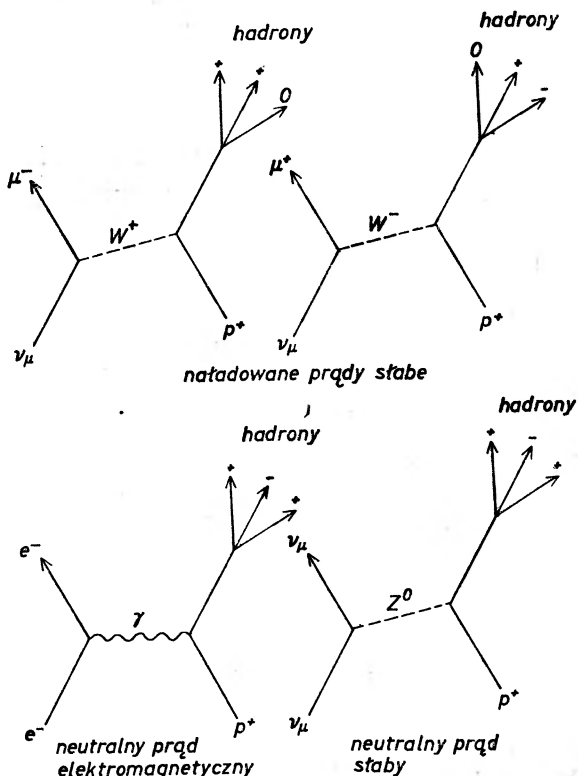
Najbardziej wyróżniającą cechą sił słabych jest ich krótki zasięg: mają one znaczący wpływ jedynie na odległościach 10^{-15} m lub z grubsza jednej setnej promienia protonu. Siła jest słaba głównie z powodu jej krótkiego zasięgu: jest mało prawdopodobne, aby cząstki zbliżyły się do siebie dostatecznie blisko, żeby oddziaływać. Krótki zasięg sił oznacza, że wymieniana cząstka wirtualna w oddziaływaniach słabych musi być bardzo ciężka. Obecne oszacowania jej masy wahają się między 80 a 100 mas protonu.

W rzeczywistości model Weinberga–Salama–Warda obejmuje oddziaływania słabe i elektromagnetyzm. Podstawowym założeniem, na którym zbudowany jest model, jest postulat lokalnej niezmienniczości ze względu na spin izotopowy; w celu zachowania niezmienniczości są wprowadzone cztery pola podobne do fotonowego, a nie trzy jak w oryginalnej teorii Yanga–Millsa. Czwarty foton może być utożsamiany z pewną początkową formą elektromagnetyzmu. Odpowiada on oddzielnej sile, którą bez tłumaczenia trzeba włączyć do teorii. Z tego powodu model nie powinien być nazywany zunifikowaną teorią pola. Siły pozostają różne; ich splot powoduje, że model jest taki dziwny.

Na początku wszystkie cztery pola w modelu Weinberga–Salama–Warda mają nieskończony zasięg i dlatego są przenoszone przez bezmasowe kwanty; jedno pole niesie ujemny ładunek elektryczny, jedno niesie ładunek dodatni, a dwa pozostałe pola są neutralne. Spontaniczne naruszenie symetrii wprowadza cztery pola Higgsa, każde pole reprezentowane przez cząstkę skalarną. Trzy cząstki Higgsa połykane są przez cząstki Yanga–Millsa, tak że dwie naładowane cząstki Yanga–Millsa i jedna cząstka neutralna otrzymują duże masy. Cząstki te noszą nazwę masowych, wektorowych bozonów pośredniczących i są oznaczone przez W^+ , W^- i Z^0 . Czwarta, neutralna cząstka Yanga–Millsa pozostaje bezmasowa — to jest foton elektromagnetyzmu. Z czterech cząstek Higgsa trzy, które użyczają masy cząstkom Yanga–Millsa, stają się duchami i nie są obserwowalne, natomiast czwarta nie jest absorbowana i powinna zostać zaobserwowana, jeśli będzie się dysponować dostateczną energią na jej wyprodukowanie.

Najbardziej intrygującym przewidywaniem modelu było istnienie Z^0 , cząstki identycznej z fotonem z wyjątkiem masy, która nie była włączona do żadnego wcześniejszego, prowizorycznego opisu słabych sił. Bez Z^0 każde oddziaływanie słabe prowadziłoby koniecznie do wymiany ładunku. Przypadki tego typu nazywa się przypadkami z naładowanym prądem słabym. Z^0 wprowadza nowy typ oddziaływań słabych — przypadki z neutralnym prądem słabym. Wymieniając cząstkę Z^0 , cząstki mogłyby oddziaływać bez wymiany ładunku i zachować swoją początkową tożsamość. Neutralne prądy słabe zostały po raz pierwszy zaobserwowane w 1973 r. w CERN-ie.

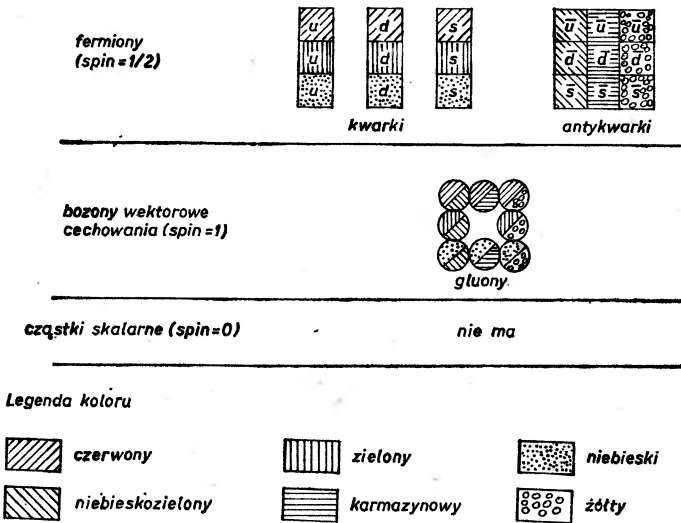
Wypracowanie zadowalającej teorii z cechowaniem opisującej oddziaływania silne, które ograniczają się jedynie do hadronów, nie mogło być podjęte, zanim nie zrozumiano podstawowego faktu dotyczącego hadronów: nie są one cząstkami elementarnymi. Model hadronów jako obiektów złożonych został zaproponowany w 1963 roku przez Murraya Gell-Manna z Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego (Cal Tech — J. K.); podobną ideę wprowadzili niezależnie mniej więcej w tym samym czasie Yuval Ne'eman z Uniwersytetu w Tel Awiwie i George Zweig z Cal Tech-u.



Rys. 10. Neutralne prądy słabe są decydującym testem modelu Weinberga–Salama–Warda. W przeszłości wszystkim oddziaływaniom słabym towarzyszył przekaz ładunku elektrycznego między oddziałującymi cząstkami; zdarzenia te mogły być wytłumaczone przez istnienie tylko dwu wektorowych bozonów pośrednich W^+ i W^- . Przypadki, w których nie było przekazu ładunku, były charakterystyczne dla oddziaływań elektromagnetycznych, gdzie wymienianą cząstką jest foton. Model Weinberga–Salama–Warda przewiduje, że również oddziaływania słabe mogą zachodzić bez wymiany ładunku; w oddziaływaniu neutralnych prądów słabych pośredniczy bozon neutralny Z^0 , który jest identyczny z fotonem poza tym, że ma bardzo dużą masę. Neutralne prądy słabe były zaobserwowane po raz pierwszy w 1973 roku

W tym modelu hadrony są zbudowane z mniejszych cząstek, które Gell–Mann nazwał kwarkami. Hadron może być zbudowany z kwarków według dwu wzorów. Połączenie trzech kwarków daje barion — klasę hadronów, która zawiera proton i neutron. Połączenie kwarku z antykwarkiem daje mezon — klasę, której typowym przykładem są piony. Każdy znany hadron może być wytłumaczony jako jedna z tych dwu kombinacji kwarków.

W oryginalnym modelu kwarków były jedynie trzy typy kwarków, oznaczane przez u , d i s (od ang. *up* — górny, *down* — dolny i *strange* — dziwny — J. K.). James D. Bjorken ze Stanfordzkiego Centrum Akceleratora Liniowego (SLAC) i Sheldon Lee Glashow z Uniwersytetu Harwarda zaproponowali wkrótce dodanie czwartego kwarka c noszącego własność zwaną powabem (od ang. *charm* — powab — J. K.). W 1971 piękny argument S. Glashowa, Johna Iliopoulosa z Paryża i Luciano Maianiego z Uniwersytetu Rzymskiego wykazał, że kwark z powabem jest konieczny do usunięcia niezgodności teorii z cechowa-

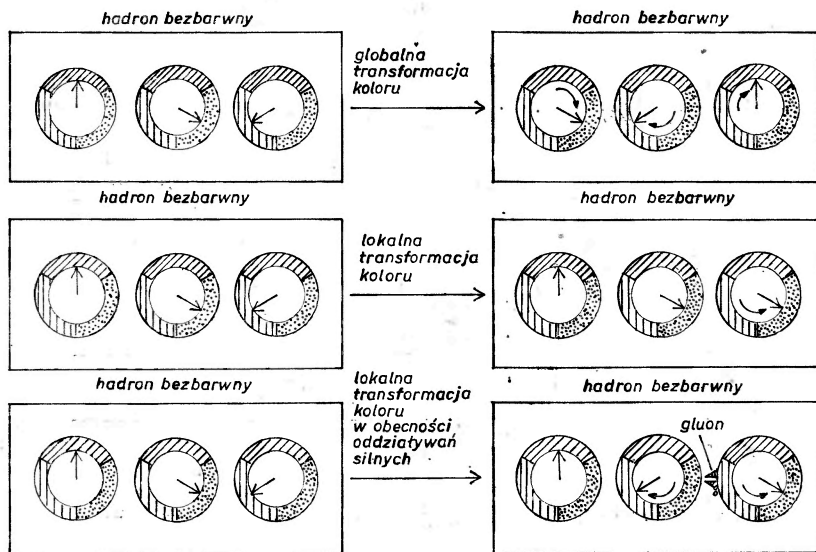


Rys. 11. W modelu kwarków wszystkie hadrony, włączając proton i neutron, są cząstkami złożonymi zbudowanymi z mniejszych obiektów zwanych kwarkami. W oryginalnej wersji modelu przyjmowało się, że kwarki występują w trzech różnych „zapachach”, oznaczanych przez u , d i s , z których każdy występuje obecnie w trzech różnych „kolorach” — czerwonym, zielonym i niebieskim. Istnieją również antykwarki o odpowiednimi antykolorami: niebieskozielony, karmazynowy i żółty. Oddziaływania kwarków są opisywane przez teorię z cechowaniem, której podstawą jest niezmienniczość ze względu na lokalne transformacje koloru. Potrzeba szesnastu pól, aby uzyskać tę niezmienniczość. Grupując je parami dostaje się osiem bezmasowych bozonów wektorowych, zwanych gluonami, z których każdy obdarzony jest kolorem i antykolorem (opisanych w legendzie oznaczeń kolorów będziemy używać na wszystkich pozostałych rysunkach — J. K.)

niem słabych oddziaływań. Kwark powabny, wnioskowano, musi istnieć, jeśli zarówno teoria z cechowaniem jak i teoria kwarków mają być poprawne. Odkrycie w 1974 roku cząstki J/Ψ , która składa się z kwarka powabnego i antykwarka powabnego, było argumentem za modelem Weinberga-Salama-Warda i przekonało wielu fizyków, że model kwarków jako całość należy potraktować poważnie. Obecnie okazuje się, że przynajmniej dwa nowe „zapachy” lub typy kwarków są jeszcze potrzebne; są one oznaczane przez t i b (od ang. *top* — wierzchołek i *bottom* — dno, lub *truth* — prawda i *beauty* — piękno — J. K.).

Pierwotnym celem każdej teorii silnych oddziaływań jest wyjaśnienie szczególnych reguł budowy hadronów z kwarków. Struktura mezonu nie jest zbyt trudna do wytłumaczenia; ponieważ mezon składa się z kwarka i antykwarka, to wystarczy założyć, że mają

pewną własność podobną do ładunku elektrycznego. Związanie kwarka i antykwarka mogłoby być wyjaśnione na zasadzie przyciągania się przeciwnych ładunków, tak samo jak w atomie wodoru. Jednak struktura barionu jest bardziej tajemnicza. Dla wyjaśnienia, jak trzy kwarki tworzą stan związany, należy założyć, że trzy ładunki tego samego znaku przyciągają się.



Rys. 12. Symetria kolorowa żąda, aby każdy hadron pozostawał biały, bezbarwny, nawet jeśli kolory kwarków, z których się składa, ulegną zmianie. Kolor kwarków może być wskazany przez położenie pewnej strzałki w urojonej przestrzeni wewnętrznej. Łatwo jest uzyskać symetrię globalną. Jeśli hadron początkowo składa się z trzech kwarków, każdy w jednym z trzech kolorów, to zsynchronizowany obrót wszystkich trzech strzałek musi pozostawić wypadkowy bilans koloru bez zmian. W przypadku braku sił między kwarkami nie można uczynić symetrii globalnej lokalną. Zmiana pozycji jednej ze strzałek bez zmiany dwu pozostałych nadaje hadronowi wypadkowy kolor. Aby zachować lokalną symetrię koloru, należy wprowadzić siły. W szczególności jeśli kolor jednego kwarka ulega zmianie, to musi zostać wypromieniowana cząstka wirtualna, która dopasuje kolory pozostałych kwarków tak, że hadron jako całość pozostanie bezbarwny. Polami, które zachowują bezbarwność wszystkich hadronów, są gluony. W chromodynamice kwantowej jest osiem pól gluonowych (oznaczenia kolorów jak na rys. 11 — J. K.)

Teoria, która powstała, żeby wyjaśnić oddziaływania silne, opisuje właśnie oddziaływania kwarków. Analogiem ładunku elektrycznego jest własność zwana kolorem (choć nie ma nic wspólnego z kolorami widma światła widzialnego). Termin kolor został wybrany dlatego, że reguła konstrukcji hadronów może być wyrażona zwięźle przez żądanie, aby wszystkie dozwolone kombinacje kwarków były „białe”, bezbarwne. Kwarkom przypisuje się podstawowe kolory: czerwony, zielony i niebieski; antykwarki mają uzupełniające „antykolory”: niebieskozielony, karmazynowy i żółty. Każdy zapach kwarka pojawia się w trzech kolorach, tak że wprowadzenie koloru mnoży liczbę różnych kwarków przez trzy.

Z dostępnych kolorów kwarków można dostać kolor biały na dwa sposoby: mieszając wszystkie trzy kolory podstawowe albo mieszając kolor z jego uzupełniającym antyko-

lorem. Bariony są zbudowane zgodnie z pierwszym schematem: trzy kwarki w hadronie muszą mieć różne kolory, tak że wszystkie kolory podstawowe muszą być reprezentowane. W mezonie kolorowi towarzyszy zawsze uzupełniająca antykolor.

Teoria mająca wytłumaczyć te trudne do zrozumienia oddziaływania wzoruje się bezpośrednio na elektrodynamice kwantowej i jest nazywana chromodynamiką kwantową. Jest to teoria z cechowaniem nieabelowym. Symetrią cechowania jest niezmienniczość względem lokalnych transformacji koloru kwarków.

Łatwo jest wyobrazić sobie globalną symetrię kolorową. Kolory kwarków, podobnie jak stany spinu izotopowego hadronów, mogą być wyznaczone przez orientację jakiejś strzałki w pewnej urojonej przestrzeni wewnętrznej. Kolejne obroty o $\frac{1}{3}$ pełnego obrotu zmieniałyby kwark z czerwonego na zielony, niebieski i z powrotem na czerwony. W ten sposób w barionie znajdowałyby się trzy strzałki, z których każda wskazywałaby inny kolor. Z definicji globalna transformacja symetrii musi zmieniać wszystkie trzy strzałki w ten sam sposób w tej samej chwili czasu. Na przykład, wszystkie trzy strzałki mogłyby obrócić się zgodnie z ruchem wskazówek zegara o $\frac{1}{3}$ pełnego obrotu. W wyniku takiej transformacji wszystkie kwarki zmieniłyby kolor, ale wszystkie własności hadronu pozostałyby takie same. W szczególności w dalszym ciągu każdy kwark byłby innego koloru, tak że barion byłby bezbarwny.

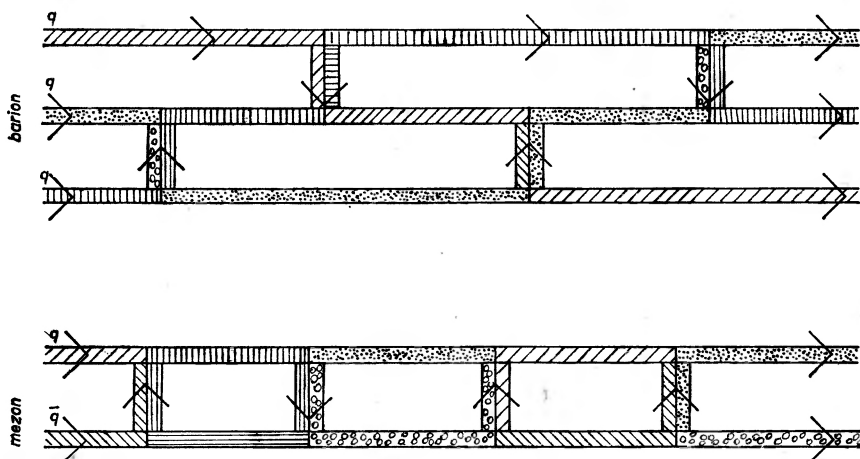
Chromodynamika kwantowa żąda, aby tego typu niezmienniczość zachodziła nawet wtedy, gdy transformacja symetrii jest lokalna. W przypadku braku sił lub oddziaływań nie ma oczywiście niezmienniczości. Wówczas lokalna transformacja może zmienić kolor jednego kwarka pozostawiając pozostałe bez zmian, co spowodowałoby, że hadron uzyskałby kolor. Tak jak i w innych teoriach z cechowaniem, sposobem na przywrócenie symetrii względem lokalnych transformacji symetrii jest wprowadzenie nowych pól. W chromodynamice kwantowej potrzebne pola są analogiem pola elektromagnetycznego, ale są bardziej skomplikowane; mają one osiem razy więcej składowych niż pole elektromagnetyczne. Właśnie te pola wywołują powstanie sił silnych.

Kwanty pól kolorowych nazywa się gluonami (gdyż sklejają kwarki ze sobą) (od ang. *glue* — klej, kleić — J. K.). Jest ich osiem, wszystkie są bezmasowe i mają spinowy moment pędu równy jeden. Inaczej mówiąc, są one bezmasowymi bozonami wektorowymi podobnie jak foton. Również podobnie jak foton są one elektrycznie obojętne, ale są kolorowe. Każdy gluon może nieść kolor i antykolor. Jest dziewięć kombinacji koloru i antykoloru, ale jedna z nich jest równoważna białemu i jest wykluczona; pozostaje osiem różnych pól gluonowych.

Gluony zachowują symetrię lokalną w następujący sposób. Kwark może zmienić kolor i może to zrobić niezależnie od innych kwarków, lecz każdej zmianie koloru musi towarzyszyć emisja gluonu, tak jak elektron może zmienić swoją fazę jedynie przez emisję fotonu. Gluon biegnący z prędkością światła jest później pochłaniany przez inny kwark, który musi zmienić swój kolor dokładnie w sposób potrzebny do skompensowania początkowej zmiany koloru. Przypuśćmy na przykład, że czerwony kwark zmienia swój kolor na zielony i w tym procesie emitowany jest gluon niosący kolor czerwony i antyzielony. Następnie gluon ten jest pochłaniany przez kwark zielony i w wyniku tej reakcji zieleń kwarka i antyzieleń gluonu anihilują pozostawiając ten kwark z kolorem czerwonym. A więc

w stanie końcowym jest jeden kwark zielony i jeden kwark czerwony, tak jak i w stanie początkowym. Z powodu tej ciągłej „rozjemczej” działalności gluonu kolor hadronu nie może ulec zmianie, nawet gdy kwarki zmieniają swobodnie swój kolor w różnych punktach. Wszystkie hadrony pozostają białe i oddziaływania silne nie są niczym innym, jak oddziaływaniami koniecznymi do utrzymania tego stanu.

Pomimo złożoności pól gluonowych, formy elektrodynamiki kwantowej i chromodynamiki kwantowej są wyraźnie podobne do siebie. Foton i gluon są identyczne, szczególnie, jeśli chodzi o ich spin, brak masy i ładunku elektrycznego. Jest więc zadziwiające, że oddziaływania kwarków są bardzo różne od oddziaływań elektronów.



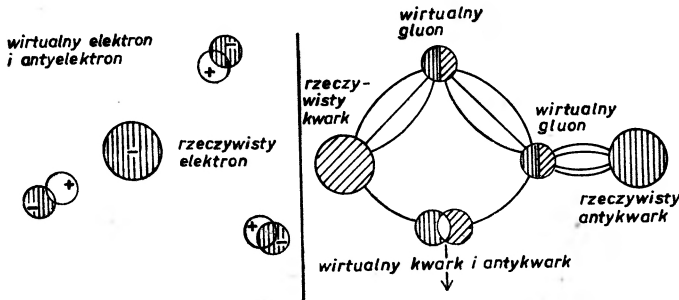
Rys. 13. Wymiana gluonów powoduje, że barion (zbudowany z trzech kwarków) lub mezon (zbudowany z kwarka i antykwarka) pozostają bezbarwne. W tym procesie całkowity kolor cząstki jest zachowany. Na przykład czerwony kwark może przejść w zielony jedynie poprzez emisję gluonu niosącego kolor czerwony i anty kolor karmazynowy; karmazyn może być interpretowany jako antyzielony. Tak więc kolor czerwony jest niesiony przez gluon, a zielony i antyzielony powstają w równych ilościach. Jeśli gluon zostanie pochłonięty przez kwark zielony, to zieleń kwarku i antyzieleń gluonu zanihilują i kwark stanie się czerwony (oznaczenia kolorów jak na rys. 11 — J. K.)

Zarówno elektrony jak i kwarki tworzą stany związane, tzn. atomy, jeśli chodzi o elektrony, i hadrony, jeśli chodzi o kwarki. Jednak elektrony są obserwowane jako niezależne cząstki; niewielka ilość energii wystarczy, aby odizolować elektron przez jonizację atomu. Odizolowany kwark nigdy dotąd nie został zaobserwowany. Wydaje się niemożliwe zjonizować hadron bez względu na to, jak dużo zużyjemy energii. Kwarki są widocznie tak silnie związane ze sobą, że nie mogą być rozdzielone; brzmi to jednak paradoksalnie, gdyż badanie struktury wewnętrznej hadronu pokazuje, że kwarki poruszają się swobodnie, tak jakby nie były w ogóle związane.

Gluony nie były dotychczas zaobserwowane bezpośrednio w doświadczeniu. Ich bezwzględna konieczność w teorii prowokuje zastrzeżenia podobne do tych, jakie były wysuwane przeciwko czystej, bezmasowej teorii Yanga–Millsa. Gdyby cząstki bezmasowe, które tak bardzo przypominają foton, istniały, to powinniśmy bardzo łatwo je zaobserwować i powinny być już dawno temu dobrze znane. Oczywiście, można by nadać masę

gluonom poprzez mechanizm Higgsa. Ale z ośmioma gluonami, które trzeba by ukryć na tej drodze, pomysł taki wydaje się dosyć niezręczny. Co więcej, masy musiałyby być duże, gdyż w przeciwnym wypadku gluony byłyby produkowane przez akceleratory wysokich energii; jednak jeśli masa jest wielka, to siły wiążące stają się zbyt słabe.

Wstępne rozwiązanie tego problemu zostało znalezione nie przez modyfikację pól kolorowych, ale przez bliższe badanie ich własności. Dyskutując elektrodynamikę kwantową wskazałem, że nawet izolowany elektron jest otoczony chmurą wirtualnych cząstek, które są ciągle emitowane i z powrotem pochłaniane. Są wśród nich nie tylko cząstki neutralne,



Rys. 14. Polaryzacja próżni wyjaśnia do pewnego stopnia szczególne prawa sił, które — wydaje się — pozwalają na kompletną swobodę ruchu kwarków wewnątrz hadronu, ale zabraniają odseparować kwarki lub gluony. W elektrodynamice kwantowej (z lewej) każdy izolowany ładunek jest otoczony parami wirtualnych elektronów i antyelektronów. Z powodu sił elektrostatycznych dodatnio naładowane antyelektrony starają się być bliżej ujemnie naładowanego elektronu, przez co częściowo go neutralizują. Obserwowany ładunek elektronu jest różnicą między „gołym” ładunkiem i ekranującym ładunkiem wirtualnych antyelektronów. Podobnie wirtualne pary kwarków zmniejszają wielkość sił między rzeczywistym kwarkiem i rzeczywistym antykwarkiem. Jednak w chromodynamice kwantowej istnieje jeszcze inny, konkurencyjny efekt, którego nie ma w elektrodynamice kwantowej. Ponieważ gluon ma również ładunek kolorowy (podczas gdy foton nie ma ładunku elektrycznego), to gluony wirtualne mają również wpływ na wartość sił kolorowych między kwarkami. Gluony nie ekranują ładunku kwarka, lecz go wzmacniają. W wyniku ładunek kolorowy jest mały; kwarki poruszają się swobodnie tak długo, dopóki są blisko siebie. Na dużych odległościach może być potrzebna nieskończona energia, aby rozdzielić dwa kwarki (oznaczenia kolorów jak na rys. 11 — J. K.)

ale również pary przeciwnie naładowanych cząstek, takich jak elektrony i ich antycząstki — pozytony. To właśnie naładowane cząstki wirtualne chmury powodują, że w zwykłych okolicznościach zostaje ukryty „nieskończony” ujemny goły ładunek elektronu. W pobliżu gołego ładunku pary elektronowo-pozytonowe stają się nieznacznie spolaryzowane: wirtualne pozytony pod wpływem przyciągania gołego ładunku przebywają średnio bliżej niego niż wirtualne elektrony, które są odpychane. W rezultacie goły ładunek jest częściowo zneutralizowany; to co się obserwuje na dużych odległościach jest różnicą między gołym ładunkiem i ekranującym ładunkiem cząstek wirtualnych. Jedynie wówczas, gdy ładunek próbny zbliży się na odległość mniejszą niż 10^{-10} cm, to nie ekranowane efekty gołego ładunku stają się znaczące.

Rozsądnie jest założyć, że podobny proces będzie zachodził wśród ładunków kolorowych i rzeczywiście tak jest. Czerwony kwark jest otoczony parami kwarków i antykwarków:

ładunki antyczerwone tej chmury są przyciągane do kwarka centralnego z tendencją do jego ekranowania. Jednak w chromodynamice kwantowej istnieje konkurencyjny efekt, którego nie ma w elektrodynamice kwantowej. Podczas gdy foton nie niesie ładunku elektrycznego i nie ma on bezpośredniego wpływu na ekranowanie elektronu, to gluon ma ładunek kolorowy. (To rozróżnienie wyraża fakt, że elektrodynamika kwantowa jest teorią abelową, a chromodynamika kwantowa jest teorią nieabelową). Wirtualne pary gluonów tworzą również chmurę wokół kolorowego kwarka, ale okazuje się, że gluony mają tendencję do wzmacniania koloru raczej niż osłabiania go. Jest to tak, jakby czerwony składnik gluonu był przyciągany przez czerwony kwark i dlatego wnosiłby swój ładunek do całkowitego efektywnego ładunku. Jeśli nie ma więcej niż 16 zapachów (obecnie znamy tylko sześć), to „antyekranowanie” gluonów jest czynnikiem dominującym.

To niezwykle zachowanie gluonów wynika z dość złożonych rachunków i interpretacja wyniku zależy od tego, jak wykonano rachunek. Z mojego rachunku wynika, że odpowiedzialną za to siłą jest kolorowy analog gluonowego pola magnetycznego. Istotne jest również to, że wirtualne gluony mogą być emitowane pojedynczo, podczas gdy wirtualne kwarki pojawiają się zawsze jako kwark i antykwark. Pojedynczy gluon niosący ładunek kolorowy, wzmacnia siłę działającą między dwoma innymi ładunkami kolorowymi.

W wyniku tego „antyekranowania” efektywny ładunek kolorowy kwarka staje się większy na dużych odległościach. Odległy kwark reaguje na sumaryczne pole centralnego kwarka i wzmacniających ładunków gluonowych; na bliskich odległościach, skoro tylko chmura gluonów zostanie przeniknięta, jedynie mniejszy goły ładunek jest efektywny. Dlatego kwarki w hadronie oddziałują tak, jakby były połączone paskami gumy: na małych odległościach, gdy paski są luźne, kwarki poruszają się prawie niezależnie, ale na większych odległościach, gdy paski są naciągnięte, kwarki są mocno związane.

Polaryzacja gluonów wirtualnych prowadzi do dość precyzyjnego wytłumaczenia krótkozasięgowego zachowania kwarków.

Tam, gdzie wiązanie kwarków jest słabe, ruch kwarków można zadowalająco obliczyć. Oddziaływania długozasięgowe i, co ważniejsze, niemożność pojawienia się swobodnych kwarków i gluonów mogą być prawdopodobnie przypisane temu samemu mechanizmowi antyekranowania gluonów. Wydaje się prawdopodobne, że jeśli dwa ładunki kolorowe są rozdzielane, to siła między nimi rośnie do nieskończoności, tak że nieskończona energia byłaby potrzebna do uzyskania makroskopowego rozdzielania. To zjawisko trwałego uwięzienia kwarków może być związane z pewną specyficzną własnością matematyczną teorii z cechowaniem. Bardzo zachęcające jest to, że w pewnych wysoce uproszczonych modelach teorii otrzymano rzeczywiście trwałe uwięzienie. W pełnej teorii wszystkie metody rachunkowe zawodzą, gdy siły stają się bardzo duże, ale zasada wydaje się rozsądna. Kwarki i gluony mogą więc być trwale uwięzione w hadronach.

Jeśli obowiązująca obecnie chromodynamika kwantowa okaże się poprawna, to symetria kolorowa jest ścisła i kolory cząstek są kompletnie nierozróżnialne. Teoria jest czystą teorią cechowania tego samego typu, co teoria zaproponowana przez Yanga i Millsa. Pola cechowania ze swej natury są długozasięgowe: formalnie bardzo podobne do pola fotonu. Ale warunki kwantowe narzucone na te pola są tak silne, że obserwowane oddziaływania są całkiem niepodobne do oddziaływań elektromagnetycznych i nawet prowadzą do uwięzienia całej klasy cząstek.

Nawet tam gdzie teorie z cechowaniem są słuszne, to nie zawsze są one użyteczne. Rachunki, które należy wykonać, aby otrzymać przewidywania wyników doświadczalnych, są pracochłonne i, z wyjątkiem elektrodynamiki, rzadko można osiągnąć wysoką dokładność. Głównie z przyczyn praktycznych i technicznych, takich jak powyższe, nie udało się dotąd rozwiązać problemu uwięzienia. Równania, które opisują proton przy pomocy kwarków i gluonów, są mniej więcej tak skomplikowane, jak równania opisujące jądro atomowe średnich rozmiarów przy pomocy protonów i neutronów. Żaden z tych układów równań nie może być ściśle rozwiązany.

Pomimo tych ograniczeń teorie z cechowaniem wniosły olbrzymi wkład do zrozumienia cząstek elementarnych i ich oddziaływań. I nie najważniejszy jest filozoficzny urok zasady lokalnej symetrii, ani nawet sukces poszczególnych teorii. Najważniejsze jest rosnące uświadomienie sobie, że rozważana obecnie klasa teorii zawiera wszystkie możliwe teorie każdego układu cząstek, których wzajemne oddziaływania nie są zbyt silne. Doświadczenie pokazuje, że jeśli cząstki pozostają w odległości mniejszej niż ok. 10^{-14} cm, to ich całkowite oddziaływanie, wliczając w to efekty wszystkich znanych i nieznanymi sił, jest rzeczywiście słabe. (Kwarki są specjalnym przypadkiem; chociaż oddziaływania między nimi nie są słabe, to oddziaływania te można przypisać efektom cząstek wirtualnych, a oddziaływania cząstek wirtualnych są zaledwie umiarkowane.) Dlatego wydaje się rozsądne próbować systematycznie dopasować istniejące teorie z cechowaniem do danych doświadczalnych.

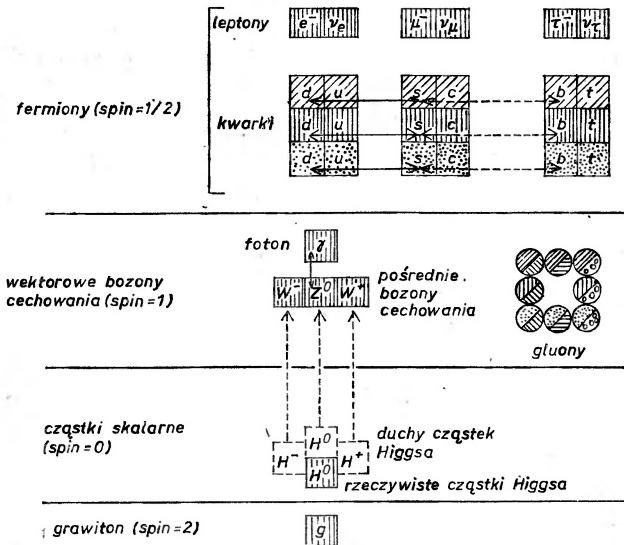
Strona matematyczna teorii z cechowaniem jest bardzo ścisła, ale pozostawia trochę miejsca na pewne modyfikacje. Oznacza to, że przewidywana siła oddziaływania między cząstkami zależy nie tylko od struktury teorii, ale od przyjętych wartości pewnych wolnych parametrów, które należy uważać za stałe przyrody. Teoria pozostaje konsystentna bez względu na wybór wartości tych stałych, natomiast przewidywania doświadczalne silnie zależą od przyjętych wartości. Chociaż stałe te można pomierzyć w doświadczeniu, to nie mogą one być nigdy wyprowadzone z teorii. Przykładami takich stałych są ładunek elektronu i masy cząstek elementarnych takich jak elektron i kwarki.

Zaletą teorii z cechowaniem jest fakt, że wymagają one znajomości stosunkowo niewielu takich wolnych parametrów: należy podać ok. 18 stałych przyrody dla uwzględnienia wszystkich znanych sił. Zagmatwane procesy zachodzące w świecie cząstek silnie oddziałujących, które wydawały się niezrozumiałe 15 lat temu, mogą być teraz wyjaśnione w oparciu o teorię, która zawiera jedynie niewielką liczbę wolnych parametrów. Poza trzema, pozostałe parametry są na tyle małe, że można je bezpiecznie pominąć.

Nawet jeśli liczba parametrów zostanie zredukowana do liczby, z którą będzie już sobie można poradzić, to pozostaną one istotnym punktem teorii. Nie można podać żadnego wyjaśnienia, dlaczego przyjmują one takie a nie inne wartości. Podstawowym problemem, którego teorie z cechowaniem nie potrafią rozwiązać, staje się problem stałych przyrody. Dlaczego kwarki i inne cząstki elementarne mają takie a nie inne masy? Co określa masę cząstki Higgsa? Co określa podstawową jednostkę ładunku elementarnego lub natężenie sił kolorowych? Odpowiedzi na powyższe pytania nie mogą wynikać z istniejących teorii z cechowaniem, lecz jedynie z bardziej wszechstronnej teorii.

W poszukiwaniu szerszej teorii naturalnie jest posłużyć się jeszcze raz receptą, która okazała się już owocna. Dlatego oczywistym programem jest poszukiwanie symetrii glo-

balnych i badanie konsekwencji zamiany tych symetrii na lokalne. Nie jest to jedyna konieczna droga, ale warta spróbowania. Tak jak teoria Maxwella łączyła elektryczność z magnetyzmem i model Weinberga–Salama–Warda związał elektromagnetyzm z siłami słabymi, tak — być może — okaże się, iż szersza teoria połączy model Weinberga–Salama–Warda z chromodynamiką kwantową. W zasadzie taka teoria mogłaby być skonstruowana na kształt istniejących obecnie teorii z cechowaniem. Należy znaleźć szerszą symetrię przyrody; przekształcenie tej symetrii w lokalną mogłoby dać oddziaływania silne, słabe i elektromagnetyczne. W tym procesie mogą pojawiać się jeszcze inne siły, siły superślabe i do tej pory nie zaobserwowane.



Rys. 15. Standardowy model oddziaływań cząstek elementarnych opisuje cztery siły przyrody w ramach trzech teorii z cechowaniem nieabelowym. Fundamentalnymi cząstkami jest sześć leptonów i sześć kwarków o różnych zapachach, każdy kwark reprezentowany w trzech kolorach. Elektromagnetyzm i siły słabe są przenoszone przez cząstki cechowania modelu Weinberga–Salama–Warda, tj. bezmasowy foton i tryplet bozonów wektorowych W^+ , W^- i Z^0 z bardzo dużymi masami. Siły silne są przypisywane istnieniu w chromodynamice kwantowej ośmiu bezmasowych gluonów. Grawitacja jest wynikiem wymiany bezmasowej cząstki o spinie dwa, grawitonu, który jest opisywany przez oddzielną teorię z cechowaniem lokalnym — ogólną teorię względności. Dodatkowo istnieje jedna pozostała cząstka Higgsa, która ma masę i jest elektrycznie obojętna. W nadchodzących latach poszukiwanie wektorowych bozonów pośrednich i cząstki Higgsa dostarczy testu tego syntetycznego obrazu (oznaczenia kolorów jak na rys. 11 — J. K.)

Prace nad stworzeniem takiej teorii są obecnie prowadzone i ostatnio koncentrują się nad symetriami, które dopuszczają transformacje między kwarkami i leptonami — klasą cząstek, które zawierają elektron. Moim zdaniem proponowane do tej pory schematy nie są zachęcające. Przyjmowana szeroka symetria musi być złamana, aby wyjaśnić obserwowane różnice między siłami, oraz wymaga wprowadzenia wielu pól Higgsa. Wynikająca stąd teoria ma tyle dowolnych stałych przyrody, co mniej ogólne, zastępowane przez nią teorie.

Ostatnio zaproponowano całkiem inne i bardziej ambitne podejście do unifikacji, znane pod nazwą „supersymetrii” i „supergravitacji”. Gromadzi ono w pojedyncze kategorie cząstki z różnymi wartościami momentu pędu; do tej pory cząstki z różnymi spinami grupowane były w różnych kategoriach. Należy jeszcze przekonać się o użyteczności teorii supersymetrycznych, na razie są one bardzo obiecujące. W wysokim stopniu ograniczają one sposoby opisu setek cząstek, włączając grawiton, w funkcji jedynie paru wolnych parametrów. Uzyskane jak dotąd rezultaty mało przypominają znaną rzeczywistość, ale podobnie było z pierwszą teorią Yanga–Millsa w 1954 roku.

Formą unifikacji, która jest najdłużej i najzarliwiej poszukiwana, jest pogodzenie różnych kwantowych teorii pola z ogólną teorią względności. Wydaje się, że pole grawitacyjne prowadzi nieuchronnie do skwantowanych teorii, których nie można zrenormalizować. Dla ekstremalnie małych odległości (10^{-33} cm) i czasów (10^{-44} sekundy) fluktuacje kwantowe samej czasoprzestrzeni stają się ważne i stawiają pod znakiem zapytania samo pojęcie ciągłości czasoprzestrzeni. Tutaj leży obecnie granica nie tylko teorii z cechowaniem, ale i wszystkich znanych teorii fizycznych.

Tłumaczył *Jan Kalinowski*

Institut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski

Literatura

- [1] C. N. Yang, R. L. Mills, Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance, *Phys. Rev.* **96**, 191 (1954).
- [2] S. Weinberg, Unified theories of elementary particle interactions, *Sci. Am.* **231**, 50 (1974).
- [3] S. L. Glashow, Quarks with color and flavor, *Sci. Am.* **233**, 38 (1975).

R Ó Ź N E

I. S. Szapiro

Instytut Fizyki Teoretycznej i Eksperymentalnej
Moskwa, ZSRR

Historia odkrycia równań Maxwella *,**

On the History of Inventing the Maxwell's Equations

1. Wstęp

Równania Maxwella stanowią przykład fundamentalnego prawa fizycznego, które wyraźnie zostało odgadnięte a nie „wyprowadzone” — w rygorystycznym tego słowa znaczeniu — z danych eksperymentalnych.

Maxwell przewidział istnienie fal elektromagnetycznych, lecz dopiero w 25 lat później zostały one odkryte doświadczalnie przez Hertza. Najciekawsze jest przy tym, że włączenie do równania ważnego dodatkowego członu — a mianowicie prądu przesunięcia — nie było wywołane żadną, zdecydowaną niezbędną potrzebą: ani przez znane wówczas fakty, ani przez panujące wtedy idee fizyczne, ani też przez wymaganie by teoria była pod względem matematycznym niesprzeczna. Powyższe okoliczności w połączeniu z wyjątkowym miejscem, jakie zajmują równania Maxwella we współczesnej fizyce, wzbudzają szczególne zainteresowania historią ich odkrycia. Wydarzenie to do dziś pozostaje nieco zagadkowe, choć poświęcono mu — a w szczególności problemowi prądu przesunięcia — niemało stron w literaturze historycznej (patrz np. artykuł A. M. Borka [1] oraz literatura do tego artykułu).

Wykrycie prawdy o rozwoju idei fizycznych sprawia trudność z dwóch powodów. Po pierwsze nie jest jasne czy w ogóle jest możliwe do końca wnikać w minione poglądy, które pod względem chronologicznym mogą być nawet niezbyt odległe — lecz dzieli je dys-tans fundamentalnego odkrycia, które gruntownie zmienia punkty widzenia na podstawowe

* Artykuł opublikowany w czasopiśmie *Uspiechi Fizyckeskikh Nauk* 108, 319 (1972), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1972 by *Uspiechi Fizyckeskikh Nauk*]. Niniejsze tłumaczenie ukazało się w 1977 r. w skrypcie Politechniki Warszawskiej przygotowanym przez Zespół Metodologii i Dydaktyki Fizyki Instytutu Fizyki PW pod redakcją dra Witolda Kruczka (przyp. Red.).

** Zwracamy uwagę Czytelnika, że w poprzednim zeszycie (*Postępy Fizyki* 33, 343 (1982)) ukazał się artykuł A. K. Wróblewskiego o historii odkrycia zjawiska indukcji elektromagnetycznej (przyp. Red.).

zjawiska i pojęcia. Po drugie, artykuły naukowe zawsze pisane były inaczej niż wykonywane były same prace; dlatego rzetelnie ustalić bieg myśli autora na podstawie tekstu artykułu jest trudnym zadaniem (jeżeli w ogóle możliwym). Niekiedy pomagają materiały, które nie były publikowane za życia autorów — brudnopisy, listy, dzienniki. Znanych jest kilka listów Maxwella do W. Thomsona i P. Taita, w których rozważane są problemy elektrodynamiki¹.

Listy te jednak niewiele dodają do opublikowanych artykułów — bowiem o swych ideach Maxwell nie wypowiada się, a mówi jedynie o wynikach. Nie jest to przypadkowe. Rzecz w tym, że obaj adresaci (a zwłaszcza Thomson) odnosili się negatywnie do teorii pola Maxwella, a w szczególności do prądu przesunięcia. Nie mogło to pobudzić Maxwella — każdy zachowałby się w ten sposób — do szczegółowego relacjonowania swych poszukiwań.

Głównie starał się on doprowadzić do zrozumienia, że jego koncepcja jest możliwa do przyjęcia i że prowadzi ona do nietrywialnych wniosków fizycznych. W ogóle trzeba podkreślić, że Maxwell w swych poglądach na elektrodynamikę był wyjątkowo osamotniony.

Ze współczesnych mu, do ludzi o poglądach podobnych do Maxwella można zaliczyć K. Gaussa (1777—1855) i B. Riemanna (1826—1866). Jednakże Maxwell dowiedział się o tym dopiero wtedy, gdy obaj ci uczeni zmarli. Z sympatią do idei Maxwella odnosił się Faraday (1791—1867), lecz dla niego język wzorów był zawsze obcy, a ponadto w latach 60. Faraday był już chory i słaby, a życie jego dobiegało kresu. W swych listach do Faradaya Maxwell ograniczał się do ogólnego opisu teorii i objaśnienia jej związku z tymi ideami, które przedtem rozwijał Faraday.

Z tych wszystkich powodów epistolarna spuścizna Maxwella jak dotychczas nie pomogła wyjaśnić, w jaki sposób narodziły się jego równania. Pozostaje wysnuć wszystko, co jest możliwe, z samych prac Maxwella i analizy poglądów naukowych środowiska naukowego owych czasów (jako że każda publikacja musiała być pisana z uwzględnieniem tych poglądów).

Zacniemy od szkicowego przeglądu sytuacji w elektrodynamice przed pojawieniem się prac Maxwella.

Z uwagi na to, że nas interesuje duch czasu, a nie szczegółowy pamiętnik wydarzeń, zatrzymamy się tylko na kilku głównych faktach, które ukształtowały poglądy fizyków epoki przedmaxwellowskiej — poglądy na elektryczność i magnetyzm.

¹ W. Thomson (lord Kelvin 1824—1907) będąc zaledwie o siedem lat starszy od Maxwella zajmował w angielskim świecie naukowym nieporównanie wyższe stanowisko. W latach 60. był to już „Fizyk nr 1” i autorytet uznany nie tylko w kręgach naukowych, ale także w przemysłowych i państwowych. Thomson utrzymywał liczne kontakty naukowe z uczonymi na kontynencie (w szczególności we Francji), na którym bywał prawie co rok.

Peter Tait (1831—1901) kierował katedrą na uniwersytecie w Edynburgu i pracował w dziedzinie matematyki i termodynamiki. Jak się później okazało, Tait w istocie nie miał poważniejszych i oryginalnych osiągnięć naukowych. Przez współczesnych był jednak uważany za wybitnego fizyka, a także był bliskim kolegą Thomsona, z którym napisał znany w swoim czasie podręcznik. Współcześni podkreślali doktrynerski charakter jego umysowości, a także to, że był on energicznym działaczem. Tait był dość wpływową postacią i jego opinie brane były pod uwagę. Maxwella zbliżała do Taita i Thomsona wspólna ojczyzna (wszyscy trzej pochodzili ze Szkocji), ponadto zaś to, że studiował razem z Taitem zarówno w Edynburgu jak i w Cambridge.

2. Elektrodynamika przed Maxwellem (1800—1855)

Intensywne badania eksperymentalne w dziedzinie elektrodynamiki zaczęły się po wynalezieniu przez A. Voltę (1745—1827) baterii galwanicznych (1799 r.).

W dwadzieścia lat później H. Ch. Oersted (1777—1851) odkrył magnetyczne działanie prądu (1820 r.)². W tym samym roku A. M. Ampère (1775—1836) ogłosił ideę o oddziaływaniu prądów i eksperymentalnie udowodnił jej słusność³. Sformułowanie matematyczne prawa oddziaływania prądów zostało zakończone przez Ampère'a w 1826 r.

Jest to faktycznie początek elektrodynamiki teoretycznej. Dwa punkty w pracach Ampère'a wywarły istotny wpływ na dalszy rozwój. Pierwszy z nich — to idea o prądowej naturze magnetyzmu, drugi — to różniczkowe prawo oddziaływania prądów. Stwierdzenia Ampère'a o prądowej naturze zjawisk magnetycznych początkowo spotkały się z bardzo nieprzyjawnym przyjęciem u szeregu wybitnych uczonych (w tej liczbie u Laplace'a, Davy'ego, Faradaya) i nie zostały też one udowodnione w XIX w. Niemniej jednak idea Ampère'a odegrała dużą rolę w przebudowie ideologii fizycznej. Substancja magnetyczna przestała być konieczna: po prawach Ampère'a okazało się, że można się bez niej obejść.

Wyrażenie na siłę wzajemnego oddziaływania dwóch liniowych elementów prądowych zostało zapisane przez Ampère'a w tym celu, aby stworzyć podstawy dla obliczenia oddziaływania prądów o dowolnej konfiguracji. Rzecz jasna uważało się przy tym, że wszelkie prądy, które mogą występować w przyrodzie, są zamknięte. Prawo Ampère'a we współczesnych oznaczeniach ma postać:

$$F_{12} = \frac{I_1 I_2}{2c^2 r^2} [ds_1 \cdot ds_2 - \frac{3}{2} (n \cdot ds_1) (n \cdot ds_2)] n, \quad (1)$$

gdzie I_1, I_2 — natężenia prądów wyrażone w jednostkach elektrostatycznych, c — stała, która jest równa stosunkowi jednostek ładunku wyrażonych w układzie magnetycznym i elektrostatycznym (stała ta pokrywa się z prędkością światła, choć w czasach Ampère'a

o tym jeszcze nie wiadano), ds — elementy długości przewodników z prądami, $n = \frac{r}{r}$, zaś r — wektor łączący te elementy (skierowany od ds_1 do ds_2). Uważano wówczas, że wzór Ampère'a został „wyprowadzony na podstawie doświadczenia”. W rzeczywistości, jak dobrze wiadomo, niemożliwe jest otrzymać jednoznaczne prawo różniczkowe na podstawie danych o prądach zamkniętych, jednakże Ampère stosował tu dodatkowe

² Doświadczenie Oersteda jest tak proste (nawet jak na lata 1820), że powstaje pytanie: dlaczego nie zrobiono go wcześniej? Jest to tym dziwniejsze, że już począwszy od 1801 r. poszukiwano „przekształcenia elektryczności w magnetyzm”. Owe dwadzieścia lat, które stracono na znalezienie tak łatwo dającego się zaobserwować zjawiska wynika z tego, że w związku z panującymi wówczas poglądami efektu szukano nie tam gdzie można go było znaleźć. Oersted miał natomiast swój własny punkt widzenia na związek między elektrycznością i magnetyzmem. Ów punkt widzenia był równie nieprawidłowy jak i inne bardziej rozpowszechnione, mimo to jednak doprowadził on do nowego doświadczenia (o Oerstedzie patrz [3]).

³ Ampère, który nigdy nie eksperymentował, swoje doświadczenia wykonał w ciągu dwóch tygodni — zaraz po tym, jak dowiedział się od Aragona o wynikach Oersteda. Szybkość jego reakcji na to odkrycie być może była uwarunkowana tym, iż już poprzednio Ampère powątpiewał w istnienie oddzielnej cieczy magnetycznej (patrz [3]).

warunki, które wydawały mu się zupełnie oczywiste: żądał on, aby siła F_{12} była siłą centralną, tzn. skierowaną ⁴ wzdłuż n . Ten mylny pogląd w pełni podzielili nie tylko współcześni Ampère'a, lecz także późniejsi badacze, którzy wyprowadzili z jego wzorów prawo oddziaływania poruszających się ładunków.

Następnym fundamentalnym wydarzeniem w rozwoju elektrodynamiki było odkrycie przez Faradaya zjawiska indukcji elektromagnetycznej (1831) i prawie równocześnie (1832) odkrycie samoindukcji przez J. Henry'ego (1799—1878). Faraday (i nie on jeden) całkiem świadomie poszukiwał efektu wzbudzenia prądu przy pomocy magnesu, tzn. procesu który byłby odwrotny do zjawiska Oersteda. Niestacjonarny charakter indukcji był jednakże najmniej oczekiwanym zjawiskiem ⁵. Efekt, co do istnienia którego nikt nie miał wątpliwości, tym niemniej wydawał się tak dziwny, że robił nawet wrażenie czegoś pokracznego, pozbawionego naturalnej logiki; nie można było zrozumieć „dlaczego natura wymaga”, aby prąd był wzbudzony tylko podczas ruchu magnesu, lub przy zmianie prądu w uzwojeniu pierwotnym.

Nowe zjawisko znalazło swoje miejsce w fizyce dopiero po 16 latach, dzięki pracy H. L. B. Helmholtza (1821—1894) opublikowanej w 1847 r. W pracy tej Helmholtz pokazał, że jeżeli uwzględni się zachowanie energii to indukcja elektromagnetyczna wpływa nieodparcie z prawa Ampère'a ⁶.

Z uwagi na to, że indukcyjne działanie magnesów i prądów okazało się takie samo, hipoteza Ampère'a na temat elektrodynamicznej natury wszelkiego magnetyzmu, stała się przekonaniem ogółu. Mimo tego, że „prądy molekularne” pozostały w dalszym ciągu równie zagadkowe co i przedtem, to jednak w istnienie „cieczy magnetycznej” mało kto

⁴ Ampère uważał, że tylko w ten sposób można zapewnić spełnienie trzeciej zasady dynamiki Newtona dla oddziaływających prądów — zakładając że $F_{12} \parallel n$, przytaczał on właśnie ten argument.

⁵ O roli panujących poglądów można przekonać się na podstawie losu eksperymentu J. Colladona (1802—1893). Schemat tego doświadczenia był zupełnie analogiczny do doświadczenia Faradaya — galwanometr włączony do uzwojenia wtórnego znajdował się w drugim pokoju: eksperymentator włączał prąd w obwodzie pierwotnym i przechodził do galwanometru. Colladon był profesorem Akademii w Genewie i był uznawany za wykwalifikowanego i wybitnego fizyka (zyskał sławę dokonując dokładnych pomiarów dźwięku w wodzie — doświadczenie zostało zrobione na jeziorze Genewskim w 1827 r.). Przypuszczalnie nie bez powodów przeniósł on galwanometr do drugiego pokoju — chodziły słuchy, że Colladon widział reakcję przyrządu na włączenie prądu do pierwszego uzwojenia, będąc jednak w pełni przekonany o jedynym możliwym obrazie zjawiska, uznał ów rzeczywiście wyraźnie obserwowany efekt za aparaturowy i postarał się go wyeliminować. Warto tu przypomnieć, że Faraday także liczył na to, że zobaczy stałe odchylenie strzałki galwanometru. Lecz Faraday prócz tego miał tę odwagę, że bardziej wierzył swoim oczom niż apriorycznym poglądom większości.

⁶ Tu rozwój elektrodynamiki ściśle wiąże się z postępowaniem w rozumieniu praw zachowania. Wspomniana praca Helmholtza „O zachowaniu siły” zawierała ogólne sformułowanie prawa zachowania energii w mechanice. W charakterze jednego z przykładów autor rozpatruje oddziaływania prądów. Praca Helmholtza została dość chłodno przyjęta przez wybitnych uczonych w Niemczech. Poparł ją jedynie B. S. Jakobi (1804—1851), tak że zadamowiła się ona w fizyce dopiero po upływie 4—5 lat po opublikowaniu. Niezależnie od Helmholtza także Thomson (1851—1852) otrzymał indukcję w oparciu o prawo Ampère'a i prawo zachowania energii.

Należy tu wspomnieć, że w latach 40-tych istotną rolę odegrała praca F. Neumanna (1798—1895). Nie zawierała ona nowych idei fizycznych, lecz w niej — jak mówili współcześni — „metoda Ampère'a była zastosowana do zjawiska indukcji” tzn., że prawa indukcji były sformułowane matematycznie w duchu oddziaływania na odległość w postaci całkowej.

jeszcze wierzył. Ukończenie budowy teoretycznych podstaw elektrodynamiki widziano teraz w znalezieniu ogólnego prawa oddziaływania ładunków (ładunków poruszających się oraz ładunków spoczywających). Uważano przy tym, że zgodnie z zasadami dynamiki Newtona, poszukiwane prawo powinno jednoznacznie wyrażać siły oddziaływania wzajemnego ładunków, przez ich wzajemne odległości i prędkości w danej chwili. Tego rodzaju program był szczególnie popularny w Niemczech, które w końcu lat 40. przodowały już w badaniach eksperymentalnych nad elektrodynamiką. Spośród niemieckich ośrodków w tych czasach, najbardziej aktywny był ośrodek w Getyndze kierowany przez W. Webera⁷. On też pierwszy sformułował proste „jednolite prawo”, które spełniało zarówno wymagania danych eksperymentalnych jak i poglądów teoretycznych. W tych czasach uważano, że wszystkie siły oddziaływania mogą zależeć tylko od odległości między cząstkami oraz od ich wzajemnych prędkości. Otrzymać takie siły oddziaływania między ładunkami korzystając ze wzoru Ampère'a (1) można tylko przy określonych założeniach o strukturze obserwowanych prądów. W szczególności jeżeli tworzące prąd ładunki e_+ i e_- oraz ich prędkości v_+ i v_- spełniają równość

$$e_+ v_+^2 + e_- v_-^2 = 0 \quad \text{lub} \quad e_+ + e_- = 0, \quad (2)$$

to z równania (1) i z prawa Coulomba można otrzymać siły Webera

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{e_1 e_2}{r^2} \left[1 + \frac{r}{c^2} \frac{d\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}}{dt} - \frac{1}{2c^2} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})^2 \right] \mathbf{n} = -\nabla V(r), \quad (3)$$

gdzie

$$V(r) = \frac{e_1 e_2}{r^2} \left[1 - \frac{1}{2c^2} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})^2 \right], \quad (4)$$

zaś \mathbf{u} — względna prędkość oddziaływających ładunków⁸.

Z powodu uzupełniającego wzoru (2), który nigdy nie może być spełniony dla ładunków tego samego znaku — oddziaływanie magnetyczne obserwowanego prądu jest tylko pośrednio związane z fundamentalnym prawem oddziaływania ładunków. Przyczyny fizyczne, przy których zachodzi spełnienie danego warunku, nie były jasne i dlatego nie było odpowiedzi na następujące pytanie: czy istnieją prądy niezamknięte, które by działały lokalnie na strzałkę magnetyczną tak samo jak prądy zamknięte?

W koncepcji Webera między prądami zamkniętymi i niezamkniętymi faktycznie istniała taka sama przepaść jak za czasów Ampère'a. W ten sposób (zaznaczamy to jeszcze raz) w elektrodynamice przed Maxwellem poruszający się ładunek i obserwowany w doświad-

⁷ W. Weber (1804–1890) — profesor fizyki na uniwersytecie w Getyndze, bliski kolega Gaussa, z którym wynalazł pierwszy telegraf elektromagnetyczny.

⁸ Wzór (3) został opublikowany w 1845 r., jego drugi człon (wyrażenie siły przez potencjał) i wzór (4) — w 1848 r. Różni autorzy przedstawili kilka wariantów „jednolitego prawa” oddziaływania ładunków, w szczególności jeden z tych wzorów był otrzymany w 1835 r. przez Gaussa (i opublikowany po jego śmierci). Wzór ten jednak dawał nieprawidłowy opis dla indukcji prądów. Później R. J. Clausius (1822–1888) rozpatrywał siły niecentralne, zależne od kwadratu prędkości. Wszystkie przedstawione przed Maxwellem prawa oddziaływania ładunków różnią się od prawa prawdziwego (zapisanego z dokładnością do członów drugiego rzędu względem prędkości).

czeniu prąd nie były tożsame — prąd w zasadzie sprowadzał się do ruchu ładunku, lecz jedynie przy specyficznych uzupełniających warunkach.

Elektrodynamika Webera spotkała się ze sprzeciwem ze strony Helmholtza. Ten ostatni zwrócił bowiem uwagę na fakt, że ujemny znak drugiego członu w równaniu (4) może — ogólnie mówiąc — doprowadzić do sytuacji nie do pomyślenia z fizycznego punktu widzenia, a mianowicie do nieskończonego wzrostu energii kinetycznej cząstek w układzie zamkniętym. Jednakże według mniemania ogółu „chmurka” ta nie była zwiastunem niepogody — wszystkim się wydawało, że wyjściowe zasady elektrodynamiki są już ustanowione⁹. Dla ostatecznego, ilościowego sformułowania podstawowego prawa oddziaływania, pozostawało dokonać pomiaru stałej c — tj. stosunku jednostek ładunku: elektrostatycznych i elektromagnetycznych. Doświadczenie to zostało wykonane w 1855 r. przez Webera i Kohlrauscha¹⁰. Lecz wkrótce G. Kirchhoff (1824—1887) zauważył, że otrzymana przez nich wielkość w granicach błędu pokrywa się z prędkością światła¹¹. Jednakże do uwagi tej nie przywiązywano wówczas żadnego znaczenia. W szczególności Weber uważał, że ze względu na oczywistą różnicę między zjawiskami elektrodynamiki i optyki równość tych dwóch stałych jest po prostu przypadkowa.

Podsumowując, możemy powiedzieć, że elektrodynamika z czasów przed Maxwellem była w istocie całkiem rozsądną teorią opartą na faktach i ogólnych zasadach fizycznych, które wykryły się w trakcie poprzedniego rozwoju. Jeżeli nie brać pod uwagę kilku pomyłek i nieporozumień, które mogłyby być (i prawdopodobnie byłyby) w przyszłości usunięte, to ściśle mówiąc ten schemat teoretyczny nie może być oceniany jako nieprawidłowy. Przy zadanej dokładności, oddziaływanie opóźnione może być przedstawione jako natychmiastowe, lecz zależne od prędkości i pochodnych prędkości (skończonego rzędu) po czasie. Wraz z nagromadzeniem się danych eksperymentalnych ujawniałyby się coraz bardziej heurystyczna niemoc takiej teorii, lecz pozostawanie w niewoli jej ideowego schematu mogłoby się ciągnąć bardzo długo.

Teoria przedmaxwellska była zgodna z danymi eksperymentalnymi, była wolna od jawnych wewnętrznych sprzeczności, dlatego też w tych czasach nie odczuwało się żadnej konieczności poszukiwań innego podejścia do elektrodynamiki. Tylko kilku uczonym — dosłownie trzem — czterem — ich intuicja, albo być może zainteresowania naukowe sugerowały, że nie wszystko jest w porządku.

Wspominaliśmy już, że podobne poglądy jak Maxwell wyznawali Gauss, Riemann i Faraday. Poglądy Gaussa stały się znane po jego śmierci i po opublikowaniu jego listu

⁹ Na sprzeciw Helmholtza, Weber odpowiadał, że efekty, na które Helmholtz się powołuje, będą zachodzić przy bardzo dużych prędkościach lub przy bardzo małych odległościach — te zaś w realnym eksperymencie nie dadzą się zrealizować. Należy jednak przypomnieć, że w swej polemice z Weberem, Helmholtz popełniał błędy, choć w głównych sprawach miał słuszość. Według świadectwa znanego matematyka F. Kleina (1849–1925) wystąpienia Helmholtza przeciwko Weberowi „nie dawały pożądanego sukcesu” (patrz [5]). Chociaż Klein sam był „getyngęńczykiem”, a w latach 70. współpracował z Weberem, to jednak jego ocenie wpływu tego sporu przynajmniej na uczonych niemieckich — można dać wiarę. Pośrednio ocena ta potwierdza się przez szereg innych danych.

¹⁰ F. Kohlrausch (1840–1910) był autorem jednego z pierwszych podręczników laboratorium fizycznego.

¹¹ Weber i Kohlrausch zmierzili wielkość, która była $\sqrt{2}$ razy większa niż stosunek jednostek cgsE i cgsM. Stąd też otrzymali oni stałą $\sqrt{2} c$, której związek z prędkością światła nie był od razu widoczny.

do Webera (1845 r.). W liście tym Gauss pisze, że już od dawna (od około 10 lat) zajmuje się on badaniami teoretycznymi nad opóźnionym oddziaływaniem między ładunkami. Poszukiwał on „konstruktywnego modelu” mechanizmu przekazywania oddziaływania, lecz nie osiągnął sukcesu.

W 1858 r. do Stowarzyszenia Naukowego¹² w Getyndze wpłynął artykuł Riemanna, w którym była mowa o równaniu falowym, lecz tylko dla potencjału skalarnego. W artykule tym w jawnej postaci było zapisane wyrażenie dla opóźnionego potencjału. Jednakże wkrótce potem Riemann wycofał ten artykuł, tak że został on opublikowany dopiero po jego śmierci w 1867 r.¹³ Ani Gauss, ani Riemann nie mówią w sposób zdecydowany, co właściwie zmuszało ich do poszukiwania nowego podejścia do elektrodynamiki. Tym niemniej są podstawy do przypuszczenia, że ani jednemu, ani drugiemu nie podobały się siły natychmiastowo działające lecz równocześnie zależne od prędkości światła.

Zupełnie inne przyczyny wywołały połowe wyobrażenia Faradaya. Dużą rolę odegrały tu dążenia Faradaya do tego, by uzyskać poglądowy model zjawiska. Bez takiego poglądowego modelu Faraday, który nie korzystał z aparatu analitycznego, nie mógłby się zorientować w stosunkach ilościowych. W następstwie Faraday nadawał już polu nie tylko sens ilustracyjny — idea o przekazywaniu oddziaływania elektromagnetycznego z punktu do punktu poprzez jakiś ośrodek fizyczny była dla niego czymś bliskim i zrozumiałym (mimo że jego wypowiedzi o samym ośrodku były bardzo nieokreślone). Należy tu zaznaczyć, że przed Maxwellem owymi liniami sił Faradaya nikt się nie interesował (według Helmholtza teoretyczna strona prac Faradaya nie trafiła do świadomości współczesnych).

Znaczny wkład w rozwój elektrodynamiki wniósł Helmholtz. Sam wprawdzie nie wygłaszał jakichkolwiek hipotez połowych ani też otwarcie nie propagował poglądów Maxwella — jednakże nie ukrywał, że nie zadowalała go podjęcie do elektrodynamiki w stylu Webera.

Wyrażało się to nie tylko w krytycznych uwagach na temat prac teoretycznych wyżej wspomnianej szkoły w Getyndze, lecz także w tym, że Helmholtz zdecydowanie pobudzał swego ucznia H. Hertza (1857—1894) do studiów nad pracami Maxwella¹⁴. Jak bardzo — nawet w latach 80. — niepopularna była teoria Maxwella, widać choćby z tego, że Hertz w swych pracach eksperymentalnych — które przecież były podjęte dla sprawdzenia równań Maxwella — unika w miarę możliwości powoływania się na tegoż Maxwella. Tak więc w artykule z 1887 r. „O bardzo szybkich drganiach elektrycznych”, który był poświęcony znalezieniu indukcyjnego oddziaływania prądu przesunięcia, w ogóle brak powoływania się na Maxwella, zaś w znakomitej pracy z 1888 r. „O falach elektromagnetycznych

¹² Chodzi tu zapewne o Akademię Nauk (w oryg. *Wissenschaftliche Sozietät*), założoną w Getyndze w roku 1751 (przyp. Red.).

¹³ Praca Riemanna była krytykowana przez Clausiusa, który w szczególności podkreślał, że jest ona sprzeczna z wzorem Webera. Oddziaływanie opóźnione rozważane było także w dwóch pracach (1968): jednej C. Neumanna (1832—1925) oraz drugiej Bettiego. Obecnie trudno jest zrozumieć te prace.

¹⁴ W 1879 r. Berlińska Akademia Nauk ogłosiła konkurs na prace doświadczalne pt. „O zjawiskach indukcyjnych, wywoływanych procesami elektrycznymi w izolatorach”. Temat ten zaproponował Helmholtz, oczekując, że tą drogą zostaną uzyskane dane o roli ośrodka w zjawiskach elektrycznych. Hertz, któremu Helmholtz zwrócił uwagę na ten temat, uważał początkowo, że problem jest nie do rozwiązania. Jednakże później, po przeprowadzeniu doświadczeń nad drganiami elektrycznymi, zmienił zdanie. (przyp. tłum.)

w powietrzu” teoria Maxwella wspomniana jest tylko w zakończeniu pracy i to dopiero po zdaniu: „Doświadczenia opisane w tym artykule, podobnie jak i poprzedzające doświadczenia na temat rozchodzenia się indukcji, wyłożone tu są bez powoływania się na jakąkolwiek teorię, ponieważ te doświadczenia są przekonywające niezależnie od teorii, jaka by ona nie była” [6].

3. James Clerk Maxwell (krótka biografia)

Chcielibyśmy zwrócić tu uwagę czytelnika na dwie okoliczności. Po pierwsze na to, że badania, które Maxwell prowadził w dziedzinie elektrodynamiki, przeplatały się w czasie z jego pracami nad rozwiązaniem innych problemów. Po drugie zaś na naukową i społeczną sytuację Maxwella, a ściślej na to, że nie miał on innej możliwości rozprzestrzeniania swoich idei prócz publikowania prac oryginalnych.

Przytaczane niżej dane nie są nowością — zawarte są one w pisanych przez różnych autorów biografiach Maxwella (patrz np. [7] i [8]).

Maxwell urodził się 13 czerwca 1831 r. i zmarł na raka 5 września 1879 r. w 49 roku życia. Wykształcenie wyższe otrzymał on w uniwersytetach w Edynburgu i Cambridge. W tym ostatnim Maxwell spędził ogólnie około sześciu lat (1851—1856), ostatnie dwa lata przygotowując się do uzyskania tytułu profesora. Tutaj także wykonał i opublikował w latach 1855—56 pierwszą pracę na temat elektrodynamiki: „O liniach sił Faradaya” (dalej będziemy tę pracę oznaczać cyfrą I).

Była to pierwsza poważna praca Maxwella w zakresie fizyki. Nikomu poza swoimi rówieśnikami i wykładowcami uniwersytetu Maxwell jeszcze nie był znany. W dodatku idee, które rozwijał w tej pracy były skierowane przeciwnie niż ogólnie uznane prądy, stąd też praca ta nie dała żadnego oddźwięku.

Do pracy I wrócimy jeszcze w następnym rozdziale, tu zauważmy tylko, że w tej pracy były już zapisane równania Maxwella, lecz bez prądu przesunięcia. Po okresie Cambridge, począwszy od 1856 r. do 1859 r. Maxwell wykłada fizykę w Marischal College w mieście Aberdeen (portowe miasto Szkocji). Ubiegając się o nagrodę Adamsa w konkursie ogłoszonym przez Cambridge, Maxwell wykonuje pracę badawczą nad stabilnością pierścieni Saturna (Laplace wykazał, że pierścienie te nie mogą być sztywne, Maxwell wykluczył ciecz i wykazał, że stabilna konfiguracja jest możliwa tylko w tym wypadku, gdy pierścienie składają się z osobnych kamieni).

W końcu okresu pobytu w Aberdeen, jesienią 1859 r. Maxwell publikuje pracę na temat kinetycznej teorii gazów. W pracy tej podany został rozkład prędkości Maxwella. W Aberdeen, podobnie jak później w Londynie, Maxwell zajmował się także problemem barwnego widzenia (właśnie w związku z tymi badaniami poznał on na początku lat 60. Helmholtza). W 1860 r. Maxwell przeniósł się do Londynu do King's College, gdzie wykładał aż do 1865 roku. W ciągu tych pięciu lat sformułował już do końca swoją teorię pola elektromagnetycznego, tzn. głównie zrobił to, że do uprzednio napisanych równań dodał prąd przesunięcia. Prąd przesunięcia pojawił się po raz pierwszy w jego pracy „O fizycznych liniach sił” (II), która była opublikowana w 1861—1862 r. Po tej pracy, w 1864 r. następuje artykuł „Dynamiczna teoria pola elektromagnetycznego” (III), która pod względem jasności i zwięzłości wykładu jest jedną z najlepszych prac Maxwella na temat elektrodynamiki.

W 1865 r. Maxwell odszedł z King's College i pojechał do swego majątku (Middlebie koło Edynburga). W ten sposób elektrodynamika została przez Maxwella „zrobiona” — jeśli można tak powiedzieć — w ciągu pierwszych dziesięciu lat samodzielnych badań. Z przedstawionych danych wynika także, że praca nad tym problemem nie była ciągłą, między napisaniem pierwszych równań różniczkowych (w 1855 r.) a wprowadzeniem prądu przesunięcia (1861 r.) była przerwa. Maxwell zajmował się w tym czasie innymi problemami. Oznacza to, że dla dodania jednej składowej — prądu przesunięcia — Maxwell musiał pokonywać jakąś trudną barierę, która przy tym miała charakter ideowy, a nie techniczny. Na pewnym etapie jego „atak” jak gdyby się zatrzymał — w ostatecznym bowiem rachunku równania różniczkowe bez prądu przesunięcia nie wniosły niczego nowego. Niewątpliwie Maxwell myślał nadal o elektrodynamice, lecz nie tak intensywnie, poświęcając przy tym czas innym problemom, mniej istotnym. Było to częściowo związane z tym, że w tym kierunku, jaki realizował Maxwell, prawnie nikt nie pracował — był to kierunek skrajnie niepopularny.

Pozycję naukową — choć niezbyt wysoką — uzyskał Maxwell nie dzięki pracom z elektrodynamiki lecz dzięki pracom, które wykonywał właśnie między opracowaniem pierwszego wariantu równań a wprowadzeniem prądu przesunięcia.

Zarówno Marischal College w Aberdeen jak i King's College w Londynie za czasów Maxwella były drugorzędnymi szkołami. Roczniki studentów nie były duże i Maxwell nie miał ani uczniów ani współpracowników, którzy mogliby się przyczynić do rozpowszechnienia jego nowych idei¹⁵. W roku 1861 Maxwell został wybrany na członka Królewskiego Towarzystwa Naukowego w Londynie. W tamtych latach oznaczało to, że został on uznany za uczonego, który prowadzi samodzielne badania, lecz z samym faktem wyboru nie wiązało się żadne stanowisko, szczególne wpływy, lub inne przywileje¹⁶. W ten sposób w pierwszej połowie lat 60. Maxwell nie posiadał żadnych dodatkowych (prócz publikacji) możliwości przekonania innych do swojej teorii. Sytuacja ta pogłębiła się wraz z jego wyjazdem z Londynu. Faktycznie od 1865 r. do 1871 r. Maxwell był oderwany od młodzieży uniwersyteckiej. Zagraniczne kontakty Maxwella także nie były zbyt intensywne. Znany jest tylko jeden wyjazd zagraniczny Maxwella w 1867 r. — przebywał on w celach leczniczych we Włoszech. W czasie swego odosobnienia w Middlebie, Maxwell napisał monografię „Traktat o elektryczności i magnetyzmie” (IV), która ukazała się w druku w 1873 r. i następnie kilka razy była wznawiana.

W r. 1871 w życiu Maxwella nastąpiła istotna zmiana: przyjął on zaproszenie do objęcia nowo organizowanej katedry fizyki w Cambridge¹⁷.

¹⁵ Należy dodać, że Maxwell, jak się wydaje, nie był najlepszym wykładowcą. Wydaje się, że do swych obowiązków pedagogicznych odnosił się on rzetelnie, lecz jego wykłady nie cieszyły się popularnością wśród studentów.

¹⁶ Londyńskie Królewskie Towarzystwo Naukowe nazywane jest niekiedy akademią angielską. W istocie zaś w ubiegłym stuleciu członkostwo Towarzystwa nie mogło być żadną miarą porównywane z państwowymi tytułami akademickimi, jakie przyjęte były w kontynentalnej Europie.

¹⁷ Do tego czasu w uniwersytecie w Cambridge była jedynie katedra tak zwanej filozofii naturalnej — dziwnego, historycznie narosłego konglomeratu niektórych działów matematyki, fizyki i chemii. Objęcie nowej katedry fizyki początkowo proponowano W. Thomsonowi, gdy ten jednak odmówił — zwrócono się do Maxwella.

Przy katedrze przewidywano stworzenie laboratorium fizycznego — pierwszej czysto badawczej instytucji w Anglii. To znakomite laboratorium (znane jako laboratorium Cavendisha) zostało zbudowane pod kierunkiem Maxwella i częściowo za jego pieniądze (jako, że środki asygnowane przez księcia Devonshire — krewnego Cavendisha — wyczerpały się). Zarówno stanowisko kierownika katedry jak i dyrektora laboratorium Cavendisha Maxwell zajmował do końca swoich dni (1879). Laboratorium miało szczupły personel. Jednakże wśród uczniów Maxwella były osoby, które później osiągnęły stopnie profesorskie i stały się wybitnymi fizykami. Jednym z nich był A. Schuster (znany ze swych badań w zakresie optyki fizycznej). W roku akademickim 1875/76 w Manchesterze Schuster poprowadził pierwszy w Anglii (i w ogóle pierwszy na świecie) kurs teorii pola magnetycznego. Słuchało go trzech ludzi, wśród nich — J. J. Thomson.

W ten sposób Cambridge odegrało określoną rolę w rozprzestrzenieniu idei Maxwella. Także tutaj Maxwell po raz pierwszy miał możliwość kontaktowania się z dostatecznie zdolnymi młodymi fizykami. Właśnie oni stali się pierwszymi stronnikami elektrodynamiki Maxwella i mimo że ogólne uznanie teorii nastąpiło dopiero po doświadczeniach Hertza — które wykonano nie w Anglii lecz w Niemczech — uczniowie Maxwella zrobili, co do nich należało; gdyby nie oni — prace Maxwella z teorii pola mogłyby jeszcze długi czas bezskutecznie pozostawać w cieniu.

Kończąc ten krótki życiorys podkreślimy jeszcze dwa fakty. Po pierwsze przypomnijmy, że potrzeba było około pięciu lat dla wprowadzenia prądu przesunięcia do już gotowych równań. Po drugie — co istotne — osamotnienie Maxwella w zagadnieniach elektrodynamiki zaczęło się zmniejszać w ostatnich latach jego życia, w przybliżeniu po ośmiu — dziesięciu latach licząc od ukazania się wspomnianych wyżej jego prac.

4. Etap początkowy (1855—1856)

Maxwell wniósł do elektrodynamiki dwie fundamentalne nowości — równania różniczkowe dla pola oraz prąd przesunięcia. Formalnie te nowości są w stosunku do siebie w określonym stopniu niezależne, tak, że może się wydawać, iż powodowane one były przez różne motywacje. Tak np. przejście do koncepcji pola najczęściej kojarzy się z nęcącą ideą oddziaływania bliskiego zasięgu, natomiast prąd przesunięcia rozwiązany jest w istocie osobno, a wskutek tego rzeczywiście staje się zagadką. Tłumaczenie, że przejście do koncepcji pola wynikało z sympatii do koncepcji oddziaływań bliskiego zasięgu, wydaje się na pierwszy rzut oka bardzo sensowne i prawdopodobne — jednakże tłumaczenie to nie znajduje potwierdzenia w analizie prac Maxwella. Z tej analizy bowiem wynika, że Maxwell dość późno zaczął się odnosić do pola i niosącego to pole ośrodka jako do rzeczywistości fizycznej, a mianowicie dopiero po tym, gdy wyprowadził ze swych równań fakt istnienia fal elektromagnetycznych, a więc po wprowadzeniu prądu przesunięcia. Do tego czasu pole oraz modelowanie (teoretyczne — W. K.) tego pola przy pomocy różnego rodzaju ośrodków Maxwell wykorzystywał jawnie dla celów ilustracji, dla stworzenia poglądowego obrazu dość przecież złożonych równań wektorowych.

To ostatnie jest widoczne choćby z tego, że w tej samej pracy dla objaśnienia różnych zależności analitycznych, Maxwell stosuje różne co do swej treści modele, a także z jego bezpośrednich wypowiedzi na ten temat.

W pracy I pisze on np.: „Na tę substancję nie należy patrzeć tak samo, jak na ową hipotetyczną ciecz, którą wprowadzano w starych teoriach dla objaśnienia zjawisk. Substancja ta jest jedynie zbiorem fikcyjnych właściwości, zestawionych w celu wyobrażenia sobie pewnej matematycznej teorii w sposób bardziej pogładowy oraz w celu ułatwienia jej stosowania do problemów fizycznych. Jest to łatwiejsze, niż wtedy, gdy mamy do czynienia z czysto algebraicznymi symbolami” [9]. Objętość tego artykułu nie pozwala nam przytoczyć więcej takich wypowiedzi, co moglibyśmy uczynić bez żadnych trudności.

Maxwell od samego początku bardzo dobrze rozumiał to, że teoria, która jest całkowicie równorzędna teorii oddziaływania na odległość, może być tym niemniej sformułowana w postaci równań o pochodnych cząstkowych. Dlatego przejście do takich równań w przypadku elektrodynamiki (co stanowiło treść publikacji I) wcale nie było dla Maxwella przejściem do fizycznego oddziaływania bliskiego zasięgu. Tak np. Maxwell znał równanie Poissona dla potencjału grawitacyjnego, a równania tego nikt w owym czasie nie myślał nawet interpretować w duchu jakiegokolwiek koncepcji polowej. Sam Maxwell nawet uważał, że grawitacja (ciężenie) w ogóle nie może być objaśniana w ramach fizycznej teorii pola¹⁸.

Jest to jedno z nielicznych niesłusznych stwierdzeń zawartych w pracach Maxwella, dla nas z tego względu interesujące, że wskazuje jeszcze raz na to, jak daleki był on od jakiegokolwiek apriorycznie przyjętego schematu lub dogmatycznego systemu poglądów.

Co w takim razie pchnęło Maxwella do rewizji elektrodynamiki i co nie odpowiadało mu w schemacie elektrodynamiki Webera? Pewna, wprawdzie skąpa i niezbyt wyraźna, motywacja tego kroku zawarta jest w pracy I. Z tekstu rozdziałów wprowadzających do tej pracy można wnioskować, że Maxwellowi nie odpowiadała „rozbieżność” — jeżeli można się tak wyrazić, między spoczywającym i poruszającym się ładunkiem w tamtejszej elektrodynamice. Na samym początku artykułu I (patrz [9]) znajdują się następujące słowa: „Współczesna teoria elektryczności i magnetyzmu, obejmująca wszystkie... zjawiska, powinna nie tylko wyjaśnić związek między elektrycznością spoczywającą i elektrycznością płynącą, lecz także między przyciąganiem i oddziaływaniami indukcyjnymi w obu tych stanach”.

Jeżeli weźmiemy pod uwagę prawo wzajemnego oddziaływania ładunków (3), to zauważymy, że chociaż Weber nazwał to prawo „jednolitym”, to w istocie ono takie nie jest, jako że dla opisu oddziaływania poruszających się ładunków faktycznie wprowadzana jest nowa stała empiryczna c , która w ramach tej teorii (tj. Webera — W. K.) nie ma bezpośredniego sensu fizycznego.

To, że wyrażenie (3) jest przybliżone rozumiał a nawet podkreślał (w związku z krytyką Helmholtza) sam Weber, jednakże żadnych wskazówek ani podejścia dla znalezienia następnych przybliżeń jego teoria nie zawierała. W tym znaczeniu wyrażenie Webera było formułą nie tyle teoretyczną, co raczej półempiryczną. Co do swej istoty, spoczywające

¹⁸ W artykule III problemowi temu poświęcono dość dużo miejsca. Swoj sąd o tym, że niemożliwa jest polowa teoria grawitacji Maxwell opierał na tym, że jednoimienne ładunki grawitacyjne przyciągają się, a nie odpychają, jak to jest w elektrodynamice. Stąd Maxwell wnioskował, że gdy dwa ładunki się połączą powinna równocześnie wzrosnąć energia kinetyczna cząstek i natężenie pola, a stąd także powinna wzrosnąć zgromadzona w tym polu energia (przez analogię do pola elektromagnetycznego, Maxwell rozpatrywał pole grawitacyjne jako wektorowe).

i poruszające się ładunki były w elektrodynamice przed Maxwellem różnymi fizycznymi obiektami, a oddziaływanie tych obiektów było określone przez różne stałe empiryczne, a mianowicie przez ładunki i „prędkość krytyczną”.

Wydaje się, że Maxwell zmierzał właśnie do tego, by przede wszystkim usunąć tę wewnętrzną niedoskonałość teorii.

Mając na celu wykrycie związku między „spoczywającą elektrycznością i elektrycznością poruszającą się” dochodzi on do nowego formalizmu i próbuje znaleźć jednolite równania, modelując wielkości elektrodynamiczne za pośrednictwem idealnej, nieściśliwej cieczy. Wiadomo zaś, że jeszcze wcześniej, bo w 1842 r. W. Thomson zauważył podobieństwa między „nauką o przyciąganiu i o cieple” (które to ciepło w owym czasie traktowane było jako ciecz). Czy w pracy I osiągnięto jednak ten cel, dla którego badania te rozpoczęto? Nie, a to dlatego, że bez prądu przesunięcia, a zatem i bez fal elektromagnetycznych, bez prawdziwie fizycznego opóźnienia oddziaływanie między ładunkami, stała c — mająca wymiar prędkości — pozostawała równie głuchą wielkością empiryczną, jak i cała teoria Webera. Okoliczność ta w języku formalnym wyraża to, że między gęstością prądu j (tzn. „elektrycznością poruszającą się”) a gęstością ładunku ρ (tzn. „elektrycznością spoczywającą”) w pierwotnym schemacie Maxwella nie ma żadnego związku. W istocie w równaniach (tu zapiszemy je dla próżni i we współczesnych oznaczeniach)¹⁹

$$\begin{aligned} \text{a) } \operatorname{div} E &= 4\pi\rho & \text{b) } \operatorname{rot} H &= \frac{4\pi}{c} j \\ \text{c) } \operatorname{rot} E &= -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} & \text{d) } \operatorname{div} H &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie wielkości ρ i j są niezależne od siebie (jako że z (5) nie wynika równanie, które by te wielkości wiązało). Jak już zaznaczyliśmy wyżej, równania (5) obejmują wszystkie znane wówczas fakty (prawo Coulomba, prawo Ampère’a, indukcję elektromagnetyczną). Wyrażały one w szczególności tę okoliczność, że wszystkie realnie obserwowane prądy elektryczne były zamknięte. Zaznacza to specjalnie Maxwell, pisząc oddzielnie wynikające z (5) równanie

$$\operatorname{div} j = 0 \quad (6)$$

i przy tym daje uwagę, że „... nasze badania w chwili obecnej ograniczają się do prądów zamkniętych, ponieważ niewiele wiemy o oddziaływaniach magnetycznych jakichkolwiek prądów niezamkniętych”.

W tej uwadze nietrywialny jest ten fakt, że nie tylko nie wyklucza się tu możliwości magnetycznego działania prądów niezamkniętych, lecz więcej — nawet rozważenie takiej możliwości jak gdyby stawia się na porządku dziennym. Przypominamy w związku z tym, że w elektrodynamice przed Maxwellem prąd obserwowany doświadczalnie jest przedstawiony jako kombinacja poruszających się ładunków o przeciwnych znakach wraz

¹⁹ Autor podaje równania Maxwella w układzie Gaussa. W układzie SI mają one postać

a) $\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\epsilon_0}$, b) $\operatorname{rot} H = j$, c) $\operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t}$, d) $\operatorname{div} B = 0$ (przyp. tłum.).

z uzupełniającym warunkiem (2), który nałożony jest na ich prędkości lub sumę ładunków. Dlatego przejście od prądów zamkniętych do niezamkniętych nie sprowadzało się tylko do zwyczajnego zatrzymania się ładunków i nagromadzenia się ich w jakimś punkcie.

W ten sposób, zanim Maxwell zmienił coś w pierwotnych równaniach (5), musiał on najpierw uwolnić się od hipnotycznego wpływu rozpowszechnionych modelowych konstrukcji prądu. Mimo że równania (5) nie wyznaczają związku między „spoczywającą elektrycznością a elektrycznością poruszającą się”, a więc w tym znaczeniu nie rozwiązują postawionego przez Maxwella problemu, tym niemniej stwarzają one dobre przesłanki dla dalszych badań. Przyczyna leży w tym, że równania (5) wiążą w jawny sposób siły magnetyczne z lokalnymi właściwościami gęstości prądu tzn. z funkcjonalną, zależnością tej gęstości od współrzędnych przestrzennych i czasu. Równania (5) pozwalają prześledzić, w jaki sposób zmiany solenoidalnych własności prądu, mogą odbić się na jego działaniu magnetycznym. Na tym też polega główna rola wyników pierwszej pracy Maxwella o elektrodynamice dla rozwoju dalszych jego poszukiwań teoretycznych.

5. Prąd przesunięcia (1861—1864)

Jak już zwracaliśmy uwagę, po raz pierwszy prąd przesunięcia został wprowadzony przez Maxwella w jego pracy II. Pierwsze dwie części tej pracy poświęcone są mechanicznemu modelowaniu równania (5) („wiry molekularne”). Prąd przesunięcia pojawia się w części trzeciej, która nosi nazwę „Teoria wirów molekularnych zastosowana do elektryczności statycznej”. W rzeczywistości zaś w tej części pracy „wiry molekularne” w ogóle nie występują, wzmianka o nich w tytule jest po prostu równoznaczna z powołaniem się na równania (5b) i (5c). Prąd przesunięcia wprowadzony jest przez Maxwella zarówno tu jak i w pracy III w taki sam sposób: robi on uwagę — mimochodem — że molekuly ośrodka polaryzują się pod wpływem pola elektrycznego, a pochodzący od ruchu związanych ładunków molekularnych prąd przesunięcia powinien być dodany do prądu zewnętrznego.

Godne uwagi jest to, że zaraz potem Maxwell przechodzi do równania ciągłości z prawą stroną

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (7)$$

i pokazuje, że nowe równanie

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (8)$$

razem z równaniem (7) prowadzi do (5a). W ten sposób, podstawowe równanie *elektrostatyki wyprowadzone jest z (7) i (8)* (tym też tłumaczy się nazwa trzeciej części pracy II). Z własności magnetycznych prądu oraz z założenia, że ten prąd może być również niezamknięty, Maxwell jakby otrzymuje tu prawo Coulomba (wniosek z (5a)).

Równanie (5a) zostało napisane przez Maxwella wcześniej, (w pracy I), zaś równanie ciągłości (7) było już w tym czasie dobrze znane w innych działach fizyki (w zastosowaniu do innych nieelektrycznych prądów i gęstości). Dlatego wydaje się bardzo prawdopodobne,

że słynną składową $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ Maxwell najpierw znalazł wychodząc z (7) i (5a) (jeżeli słuszne jest (7), to do starego równania (5b) należy dodać pewien wektor \mathbf{X} taki, że $\text{div } \mathbf{X} = \frac{4\pi \partial \rho}{c \partial t} = \text{div } \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$, stąd zaś wynika, że można przyjąć $\mathbf{X} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$).

Tak więc głównym osiągnięciem pracy II jest równanie (7). W świetle tego, co powiedzieliśmy uprzednio, jest jasne, że przejście od (6) do (7), tj. od zamkniętych do ogólnie mówiąc niezamkniętych prądów nie było łatwe, ponieważ aby ten krok zrobić, trzeba było zerwać w istocie rzeczy z panującymi w tych latach wyobrażeniami o obserwowanym prądzie elektrycznym. Z drugiej strony sprzyjającą okolicznością dla zrobienia tego kroku było proste i fizycznie słuszne uogólnienie równania (5b). W pracy II, Maxwell nie mówi jeszcze bezpośrednio o opóźnionym charakterze oddziaływania ładunków w elektrodynamice, a także, jak mówiliśmy już, nie zapisuje jawnie równania falowego, choć było już dla niego jasne, że równania zawierające prąd przesunięcia dają zarówno opóźnienie jak fale²⁰.

W tym względzie bieg myśli Maxwella, lub przynajmniej jego wykład materiału zawarty w pracy II silnie różni się od pracy Riemanna, w której opóźnienie i równanie falowe (dla potencjału skalarnego) stanowi punkt wyjściowy.

Opublikowana w 1864 r. praca III bardzo mało przypomina pracę II. W tej pracy na plan pierwszy Maxwell wysuwa opóźniony charakter oddziaływania elektromagnetycznego oraz lokalizację energii w przestrzeni otaczającej ładunki, w polu elektromagnetycznym. Aby doprowadzić do świadomości czytelnika podstawowe treści teorii, Maxwell podkreśla (patrz [9]): „... używając takich słów jak elektromagnetyczna ilość ruchu (pęd elektromagnetyczny — W. K.) i elektryczna sprężystość w odniesieniu do zjawiska indukowania się prądów i polaryzacji dielektryków, chcę tylko naprowadzić wyobraźnię czytelnika na te zjawiska mechaniczne, które mogą mu pomóc w zrozumieniu zjawisk elektrycznych. Wszystkie podobne wyrażenia w tym artykule powinny być rozumiane jako ilustracja, a nie jako objaśnienie. Jednakże mówiąc o energii pola, chcę być tu rozumiany w sposób dosłowny. Każda energia jest tożsama z energią mechaniczną, niezależnie od tego czy istnieje ona w postaci zwyczajnego ruchu, czy w postaci sprężystości, lub jakiegokolwiek innej”. Następnie, akcentując problem lokalizacji energii, Maxwell pisze: „Według naszej teorii znajduje się ona (ta energia — W. K.) w polu elektromagnetycznym, w przestrzeni otaczającej ciała naelektryzowane i namagnesowane, a także w samych tych ciałach, przejawia się ona w dwóch różnych postaciach, które — bez użycia żadnych hipotez — mogą być opisane jako elektryczna lub magnetyczna polaryzacja, lub też — zgodnie z prawdopodobną hipotezą — jako ruch i naprężenie jednego i tego samego ośrodka.

²⁰ W czwartej części pracy II („Zastosowanie teorii wirów molekularnych do oddziaływania magnetyzmu na światło spolaryzowane”) Maxwell rozpatruje równanie falowe, lecz nie wyprowadza go z (5) i (8) tak jak robi to w pracy III, lecz znajduje je znów w postaci rozwiązania następującego zagadnienia z teorii sprężystości: „Znaleźć równanie ruchu falowego w ośrodku, który zawiera wiry, zakładając, że drgania są prostopadłe do kierunku rozchodzenia się”. Natomiast hipoteza o elektromagnetycznej naturze światła wygłaszana jest wcześniej, w trzeciej części tej pracy. Hipotezę swą Maxwell opiera na zaskakująco dokładnej zbieżności wyniku pomiaru stałej c — dokonanego przez Webera i Kohlrauscha — z prędkością światła.

Wnioski, do których doszliśmy w tym wykładzie, niezależne są od tej hipotezy, gdyż są one wyprowadzone z faktów eksperymentalnych”.

Istotna w tych cytatach jest nie informacja o ilustracyjnym charakterze wykorzystywanych modeli (to było już wyjaśnione wcześniej) lecz to, że Maxwell zupełnie wyraźnie rozpatruje tu pole elektromagnetyczne jako fizycznie realny układ, w którym zlokalizowana jest określona energia. W poprzednich pracach, nawet w artykule II, w którym po raz pierwszy wprowadzony został prąd przesunięcia, nie było podobnych — tak jasnych i kategorycznych stwierdzeń — mimo konkretnej modelowej realizacji wchodzących do teorii wielkości. W pracy III prąd przesunięcia wprowadzony jest zupełnie tak samo jak w artykule II, tzn. jako prąd uwarunkowany przez polaryzację molekuł ośrodka pod wpływem pola elektrycznego. W ten sposób, jeżeli mówimy o ewolucji poglądów Maxwella, to przede wszystkim pozostaje wrażenie, że w pracy III po raz pierwszy wyraźnie jest uświadomiona fizyczna treść opóźnienia w oddziaływaniu na siebie ładunków. Po ustaleniu, że w zjawiskach elektromagnetycznych pole powinno być realnością fizyczną Maxwell po raz pierwszy w pracy III zadaje sobie pytanie, jaka w ogóle jest rola opóźnionego oddziaływania w fizyce. Związane są z tym także — zawarte w artykule II — rozmyślenia nad tym, czy koncepcja pola musi być także stosowana do innych, znanych już w tym czasie sił — sił grawitacji (jak już zaznaczyliśmy wyżej, połowa teoria oddziaływań grawitacyjnych wydawała się Maxwellowi niemożliwa).

6. Zakończenie

Wszystko co przedstawiliśmy świadczy o tym, że jest co najmniej wątpliwe, aby wyjściowymi punktami w elektromagnetycznych badaniach Maxwella było aprioryczne przekonanie o niezbędności występowania oddziaływań bliskiego zasięgu i dążenie do sprowadzenia zjawisk elektromagnetycznych do czysto mechanicznych.

O ile można sądzić na podstawie prac Maxwella oraz konsekwencji, z jaką rozwijane są idee w tych pracach, pierwotnym bodźcem do rewizji panujących przekonań było niezadowolenie z czysto empirycznego charakteru prawa oddziaływania poruszających się ładunków, niezadowolenie z braku organicznego związku między elektrycznością spoczywającą i elektrycznością poruszającą się. Związek ten zawarty jest w równaniu ciągłości (7), a uogólnienie lokalnych własności magnetycznych prądów zamkniętych na prądy niezamknięte spowodowało wprowadzenie prądu przesunięcia do uprzednio napisanych równań różniczkowych. Innymi słowy — mówiąc już zupełnie krótko — pojawienie się prądu przesunięcia w równaniach Maxwella jest, naszym zdaniem, wynikiem uogólnienia równania ciągłości (6) na przypadek prądów niezamkniętych (7). Jest bardzo prawdopodobne, że właśnie ten krok był krokiem pierwszym.

Wyżej opisana koncepcja jest bliska tego punktu widzenia, który reprezentuje R. E. Peierls [10]. Chciałoby się jednak jeszcze raz przypomnieć, że samo przejście od równania (6) do (7) było faktycznie związane z rezygnacją z najbardziej rozpowszechnionych w elektrodynamice przed Maxwellem wyobrażeń o naturze prądu wytwarzającego oddziaływanie magnetyczne, a także z rezygnacją ze związanych z tymi wyobrażeniami wywodów o oddziaływaniu poruszających się ładunków. Z tej przyczyny nie należy sądzić, że dla otrzymania prądu przesunięcia Maxwellowi wystarczyło wprowadzić ośrodek składający

się z molekuł, które polaryzują się sprężysto pod wpływem pola. Na podstawie tego co powiedzieliśmy dotychczas, wydaje się już jasne, że w czasach Maxwella większość fizyków w ogóle nie uznalaby, że prąd niezamknięty, powstały wskutek takiej polaryzacji, co do swego oddziaływania magnetycznego byłby równy prądom obserwowanym eksperymentalnie (spełniającym równanie (6)).

Inaczej mówiąc, ośrodek z polaryzowalnymi molekułami mógł być pożytecznym modelem tylko po tym jak już zostało zapostulowane równanie (7), które z kolei doprowadziło do konieczności dodania do równania (5b) prądu przesunięcia. W ten sposób także ten model w istocie rzeczy nie mógł odegrać roli heurystycznej — był on w znacznej mierze także ilustracją.

Co się zaś tyczy obfitości ilustracji w pracach Maxwella, to była to oczywista danina złożona owym czasom, a także W. Thomsonowi (ten ostatni — jak wiadomo — w ogóle uważał, że zjawisko, które nie zostało sprowadzone do opisu w terminach mechaniki, nie może być uważane za zrozumiałe). Zauważymy tu jeszcze, że rola modeli mechanicznych Maxwella była w ogólności prawidłowo odczytana przez niektórych zwolenników jego teorii. Dobrze znane są np. niedwuznaczne wypowiedzi na ten temat Hertza i Poincarégo (1854—1912).

Spośród możliwych przyczyn, które pobudziły Maxwella do wprowadzenia prądu przesunięcia, w literaturze rozważana była symetria równań (5c) i (8) względem wektorów \mathbf{E} i \mathbf{H} (jeżeli $j=0$, to równania te przechodzą jedno w drugie, gdy zamienimy $\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{H}$ i $\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{E}$). Problem ten był szczegółowo przeanalizowany w artykule [1], tak że pozostaje nam jedynie przyłączyć się do wniosku autora: ani teksty prac I—IV Maxwella, ani inne jego publikacje na temat elektrodynamiki nie dają żadnych podstaw do przypuszczenia, iż prąd przesunięcia był wprowadzony dla zadośćuczynienia chęci nadania równaniom wskazanej wyżej symetrii. Wydaje się bardzo mało prawdopodobne, aby Maxwell, dopisując prąd przesunięcia na podstawie koncepcji symetrii, ani razu choćby podczas omawiania otrzymanych już równań, nie zwrócił uwagi czytelnika na tę symetrię.

W tym co przedstawiliśmy wyżej, pragnęliśmy po pierwsze krótko opisać stan elektrodynamiki przed Maxwellem i po drugie podać rekonstrukcję rozwoju idei Maxwella w procesie jego badań nad elektrodynamiką. Bardzo możliwe, że to drugie zadanie nigdy nie będzie rozwiązane z całkowitą zgodnością z rzeczywistym stanem rzeczy — jeżeli nie zostaną odkryte jakieś nie znane dotąd dokumenty. Tym niemniej zainteresowanie tym problemem zmusza do bardziej uważnego spojrzenia na historyczny bieg rozwoju idei, a to wydaje się wielce pouczające. Elektrodynamika przed Maxwellem była półempiryczną fenomenologiczną teorią, z pomocą której osiągnano określoną systematyzację danych doświadczalnych i ustalono związek między różnymi doświadczeniami. Była ona wolna od logicznych i poważnych fizycznych sprzeczności, wydawała się jedynym możliwym i naturalnym przedłużeniem tych idei i metod, które faktycznie stworzyły fizykę jako naukę ilościową, opartą na nielicznych ściśle sformułowanych założeniach. Uważano, że konkretna postać prawa natychmiastowego oddziaływania ładunków będzie mogła być zmieniana w miarę, jak uzyskiwana będzie nowa informacja eksperymentalna. Jednakże przytłaczająca większość uczonych współczesnych Maxwellowi nie miała wątpliwości, że jakieś podobnego rodzaju prawo powinno leżeć u podstaw ilościowej teorii zjawisk elektromagnetycznych.

Wydawało się oczywiste, że jaka by nie była natura sił elektromagnetycznych, cały zbiór zjawisk elektromagnetycznych — przynajmniej w zasadzie — może być wyrażony przez elementarny akt oddziaływania dwóch ładunków. Właśnie ten punkt wydawał się sam z siebie oczywisty i nie do obalenia. Ataki Helmholtza (i kogokolwiek innego) na prawo Webera (lub jakiegokolwiek inne) o oddziaływaniu ładunków nie mogły zachwiać tego przekonania. Teoria Maxwella (po wprowadzeniu prądu przesunięcia) akurat tę zasadę odrzucała i dlatego tak długo i z taką siłą odnoszono się do niej nieprzyjaźnie.

Historia elektrodynamiki jest przykładem tego, jak bardzo dalekie od prawdy może być „najbardziej ogólne”, „ściśle”, „fenomenologiczne” podejście, jeżeli mowa jest o fundamentalnych prawach fizycznych. W rzeczywistości wszystkie te określenia często są odbiciem tylko tego faktu, że środowiskowy pogląd naukowy jest dokładnie ograniczony przez pewien krąg idei, otrzymanych w spadku po poprzedzającym okresie rozwoju. Niewielu jest takich, którzy są zdolni do zachowania wewnętrznej niezależności w ocenie faktów i teorii proponowanych dla ich objaśnienia. Wydaje się, że zdolność ta zalicza się do ważniejszych cech składowych wielkiego talentu naukowego — cechowała ona w najwyższym stopniu geniusz Maxwella.

Tłumaczył Witold Kruczek
wraz z grupą studentów
Zespół Metodologii i Dydaktyki Fizyki
Instytut Fizyki
Politechnika Warszawska
Warszawa

Literatura

- [1] A. M. Bork, *Am. J. Phys.* 31, 854 (1963), także tłumaczenie w zbiorze: Dżems Klerk Maksvel, *Stat'i i rechi*, wyd. Nauka, Moskwa 1968.
- [2] B. Dibner, *Oersted and Discovery of the Electromagnetism*, Norwalk, USA 1960.
- [3] A. M. Amper, *Elektrodinamika*, wyd. Nauka, Moskwa 1954.
- [4] L. D. Bel'kind, *Andre-Mari Amper*, wyd. Nauka, Moskwa 1968.
- [5] F. Klein, *Vorlesungen über die Entwicklung der Mathematik im 19. Jahrhundert*, Berlin 1927; także tłumaczenie rosyjskie *Lekcii o rozwitii matematiki w XIX stoletii*, t. 1, Moskwa 1937.
- [6] H. Hertz, *Wied. Ann.* 34, 610 (1888); także tłum. ros. w zbiorze: *50 let wołn Gerca*, wyd. AN ZSRR, Moskwa 1938.
- [7] L. Campbell, W. Carnett, *The Life of James Clerk Maxwell*, Londyn 1882.
- [8] R. L. Smith-Rose, *James Clerk Maxwell*, Londyn 1948; D. Mak-Donal'd, *Faradej, Maksvel i KeP'vin*, wyd. Atomizdat, Moskwa 1967; E. M. Klaus, *Dżems Klerk Maksvel*, w zbiorze [1].
- [9] J. C. Maxwell, *Izbrannyje soczinienia po teorii elektromagnitnowo pola*, wyd. Gostechizdat, Moskwa 1954.
- [10] R. E. Peierls, *Clerk Maxwell and Modern Science*, Londyn 1963.

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

*Bronisław Średniawa*Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków**Stulecie odkrycia ruchów Browna w gazach przez Łukasza Bodaszewskiego****Centenary of the Discovery of the Brownian Motion in Gases by Łukasz Bodaszewski**

Abstract: More than hundred years ago, in 1881, the results of first observations of Brownian motion in gases were published by Łukasz Bodaszewski from Lvov Politechnical School. Here, the method and results of Bodaszewski's observations are described and evidence concerning his priority in discovery of Brownian motion in gases is presented.

W roku 1981 minęła setna rocznica odkrycia zjawiska ruchów Browna w gazach przez Łukasza Bodaszewskiego. Odkrycie to nastąpiło dopiero w 54 lata po zauważeniu w 1827 r. przez Browna nieregularnych ruchów cząsteczek zawieszony w cieczach.

Łukasz Julian Bodaszewski [1] urodził się 18 października 1849 r. we Lwowie. Ukończywszy studia inżynierskie w C. K. Szkole Politechnicznej we Lwowie pracował jako inżynier, początkowo przy budowie, później przy eksploatacji linii kolejowej Lwów — Stryj.

W 1876 r. Bodaszewski objął stanowisko asystenta w kierowanym wówczas przez prof. Feliksa Strzeleckiego Zakładzie Fizyki Szkoły Politechnicznej we Lwowie. Gdy prof. Strzelecki zachorował, Bodaszewskiemu powierzono jako zastępcy profesora wykłady fizyki w tej Szkole. Prowadził je do 1884 r. Gdy w 1883 r. Strzelecki ustąpił z katedry, Bodaszewski ubiegał się o nią wraz z szeregiem innych kandydatów. Katedrę objął jednak będący już po habilitacji August Witkowski. Bodaszewski ustąpił wówczas ze Szkoły Politechnicznej i zajął się prywatną praktyką inżynierską. W okresie tym zajmował się dużo inżynierią wodną i pracą naukową w dziedzinie hydrauliki i hydrodynamiki. Najbardziej znaną z jego prac w tym zakresie jest „Teoria ruchu wody na zasadzie ruchu falowego” [2], gdzie rozpatrywał trwałe ruchy cienkich warstw cieczy, w której znajdują się punktowe i powierzchniowe źródła lub ścieki (upusty). W pracy tej zajmował się również ruchami cieczy w korytach (łożyskach). (Ruchy te, nie będące ruchami falowymi we właściwym znaczeniu tego słowa, Bodaszewski nazywał ruchami falowymi nieundulacyjnymi). Jako specjalistę, mianowano go w 1903 r. zastępcą profesora w przekształconej ze Szkoły

Politechnicznej Politechnice Lwowskiej i powierzono mu wykłady w zakresie budownictwa wodnego. Zmarł na tym stanowisku we Lwowie dnia 14 lutego 1908 r.

Badania nad ruchami Browna w gazach (a właściwie tylko w powietrzu) Bodaszewski prowadził w latach, gdy był pracownikiem Zakładu Fizyki Szkoły Politechnicznej we Lwowie. Wyniki tych badań przedstawił w wykładzie, wygłoszonym dnia 8 lutego 1881 r. [3] oraz w pracach [4] ogłoszonych w latach 1881—1884.

Obserwacje ruchów Browna cząstek zawieszonych w powietrzu Bodaszewski wykonywał za pomocą mikroskopu nastawionego na stokrotne powiększenie. Do płytki szklanej z zagłębieniem, ustawionej w polu widzenia mikroskopu wpuszczał różne substancje lotne, jak dymy soli amonowych, dym kwasu fosforowego, dym tytoniowy, rozpylone roztwory kwasu solnego i azotowego jak też substancje powstające w wyniku palenia się różnych substancji i za każdym razem obserwował nieregularne ruchy tak wytworzonej zawiesiny. Nie ograniczając się do obserwacji jakościowych, Bodaszewski próbował wykonywać pomiary ilościowe. Stosując 500-krotne powiększenie mikroskopu oszacował średnicę kuleczek kwasu fosforowego oraz próbował oszacować ich prędkości. Stwierdził że „ruch tych widzialnych kulek jest postępowy i w części drgający, przeciętna obszerność drgania jest w przybliżeniu 30-40 razy większą od średnicy kuleczek ruchomych. Chyżość ruchu postępowego jest zmienną i wynosi ok. 80 mm na sekundę, prędkość drgania jest znacznie większa” [3]. Stwierdził, że na ruch tych cząstek oddziałują wpływy zewnętrzne, a w szczególności ciepło.

Bodaszewski trafnie zinterpretował obserwowane przez siebie zjawisko jako ruchy cząstek zawiesiny, spowodowane przez chaotyczny ruch drobin gazu, które „.... dają poniekąd słabe wyobrażenie o tym przypuszczalnym ruchu drobinowym w gazach [3], natomiast prędkość cząstki zawiesiny, którą usiłował zmierzyć Bodaszewski (i wszyscy badacze zajmujący się przed 1905 r. ruchami Browna, zob. np. [5]) jest wielkością niemierzalną, gdyż tor cząstki jest tak zawiły i nieregularny, że przypomina krzywą nieróżniczkowalną. Dopiero Einstein [6] i Smoluchowski [7] wykazali w latach 1905 i 1906, że wielkością mierzalną w zjawisku Browna jest średni kwadrat przesunięcia cząstki zawiesiny i wielkość tę obliczyli. Smoluchowski obliczył też średni kwadrat przesunięcia cząstki zawiesiny o promieniu 10^{-4} cm w powietrzu. Zmierzenie średniego kwadratu przesunięcia cząstek zawiesiny w gazach było jednak trudne, tak że dopiero w 1909 r. Maurice de Broglie [8] potrafił wielkość tę zmierzyć (zob. też np. [9], rozdział VII poświęcony ruchom Browna w gazach i historii ich badania).

W sprawie priorytetu odkrycia Bodaszewskiego przytoczymy trzy wypowiedzi: Lehmana, Smoluchowskiego i Millikana. O. Lehmann w drugim tomie podręcznika fizyki molekularnej [10], wydanego w 1889 r. stwierdził na str. 5, że „Bodaszewski (1881 i 1882) obserwował taneczny ruch delikatnych pyłów dymu salmiaku, mgiełki kwasu fosforowego, tytoniu i papieru, par kwasu solnego i kwasu azotowego. Drgania osiągały amplitudę 30 do 40 średnic cząstek. Ja sam wykonałem właśnie kilka tego rodzaju obserwacji, mianowicie przy powstających opadach salmiaku, kwaśnej dimetylaminy i trójtylaminy” (mój przekład — B. Ś.).

M. Smoluchowski w § 30 pracy „O fluktuacjach termodynamicznych i ruchach Browna” [11] napisał: „Zdaje się, że pierwszy Bodaszewski w 1882 spostrzegł istnienie ruchów Browna cząstek zawieszonych w gazach (dymy salmiaku, tytoniu); powtórzył jego doświadczenia

Lehmann. Obserwacje te zostały zapomniane; zwróciłem na nie w r. 1906 uwagę¹, widząc w nich poparcie kinetycznej teorii ruchów Browna, gdy, rozwijając tę teorię, doszedłem do wniosku, że analogiczne, ale stosunkowo jeszcze wydatniejsze ruchy niż w cieczach muszą występować w ośrodkach gazowych”. W notce Smoluchowski dodał jeszcze, że ruchy Browna cząstek dymu obserwował również Zsigmondy w 1905 r.

R. A. Millikan w wydanej w 1935 r. książce *Electrons, Protons* [9] napisał na str. 145: „Bodaszewski badał ruchy Browna cząstek dymu i innych zawiesin w powietrzu i widział w nich »przybliżony obraz ruchu drobin gazów postulowany przez teorię kinetyczną gazów« (mój przekład — B. Ś.). Na stronie 147 Millikan napisał „do roku 1909 nie pojawiła się żadna ilościowa praca o ruchach Browna w gazach. Bodaszewski opisał je w pełni i zinterpretował dokładnie”.

Te trzy przytoczone tu wypowiedzi świadczą o tym, że Bodaszewski był pierwszym, który zaobserwował i właściwie zinterpretował ruchy Browna w gazach.

Literatura

- [1] *Wkład polskich uczonych do fizyki statystyczno-molekularnej*, praca zbiorowa pod red. T. Piecha, Ossolineum, Wrocław 1962, s. 275.
- [2] Ł. Bodaszewski, *Teoria ruchu wody na zasadzie ruchu falowego*, Cz. I, Tow. dla Popierania Nauki Polskiej, Lwów 1902 (128 s. + 76 rys. i 2 tabl.).
- [3] Ł. Bodaszewski, „Wyniki niektórych doświadczeń fizycznych. Ciała lotne pod mikroskopem”, *Kosmos* 7, 177 (1882). Praca ta przedrukowana jest w [1] na s. 1—5, streszcz. *Beibl. zu den Ann. d. Phys.* 8, 488 (1884).
- [4] L. Bodaszewski, *Dinglers Polytechn. Journ.* 239, 325 (1881); *Chem. Zentralblatt* 12, 209 (1881).
- [5] A. Teske, *Marian Smoluchowski, życie i dzieło*, PWN, Kraków 1955, 277 s. (zob. rozdz. X).
- [6] A. Einstein, *Ann. d. Phys.* 17, 549 (1905); 19, 371 (1906).
- [7] M. Smoluchowski *Ann. d. Phys.* 21, 756 (1906).
- [8] M. de Broglie, *Comptes Rendus* 148, 1315 (1909).
- [9] R. A. Millikan, *Electrons (+ and —). Protons, Photons, Neutrons and Cosmic Rays*, Camb. Univ. Press. 1935, 492 s.
- [10] O. Lehmann, *Molekularstatistik*, t. 2, Verlag von W. Engelmann, Leipzig 1889, s. 679.
- [11] M. Smoluchowski, *Prace Matem.-Fizyczne* 25, 187 (1914). Praca ta przedrukowana jest w: *Pisma Mariana Smoluchowskiego*, t. 2, nakł. Druk. UJ, Kraków 1927, s. 268—353.

¹ To jest w pracy [7].

NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE

Joanna Glazer

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Otrzymywanie obrazów torów cząstek metodą kserograficzną

The Application of Xerography Method for Imaging of Particle Trajectories

Abstract: The combination of multiwire proportional chamber with a new read-out method is presented. The properties of electret foils used for the registering of the latent images, with electrical and optical methods for development of these images are discussed. The advantages of this new approach, such as static measurement, selection of events and high accuracy are stressed.

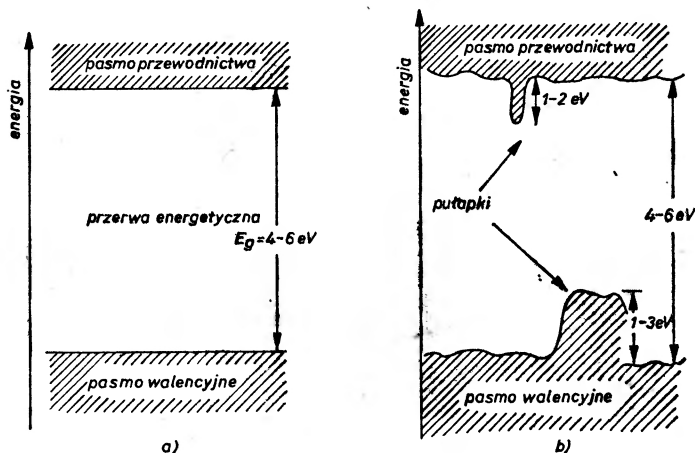
1. Wstęp

Przy użyciu komór drutowych i dryfowych z klasycznym, elektronicznym sposobem odczytu [1] można napotkać na duże trudności w odtwarzaniu złożonych konfiguracji torów cząstek naładowanych. Konfiguracje takie mogą powstać blisko wierzchołka oddziaływania cząstek o wysokiej energii z cząstkami tarczy, np. gdy produkowane są cząstki krótkożyciowe, rozpadające się blisko wierzchołka oddziaływania. Nowy sposób podejścia do tego problemu, który ma zastosowanie w komorach gazowych zaproponował G. Charpak [2]. Metoda ta polega na połączeniu wielostopniowej (ew. bramkowanej) wielodrutowej komory lawinowej, w której po przejściu cząstki naładowanej powstają jony dryfujące wzdłuż linii sił pola elektrycznego, z kserograficznym sposobem zapisu i odczytu powstałego rozkładu ładunku w komorze.

2. Zasady otrzymywania obrazów torów cząstek jonizujących metodą kserograficzną

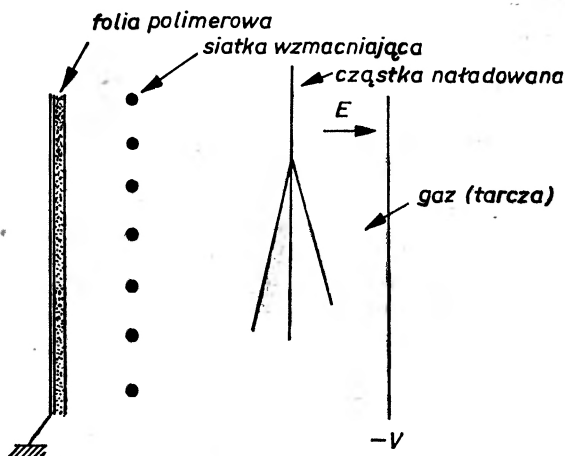
Otrzymywanie obrazu klasyczną metodą kserograficzną składa się z trzech etapów: 1 — ładowanie fotoprzewodnika; 2 — naświetlanie, prowadzące do powstania obrazu utajonego w wyniku wewnętrznego efektu fotoelektrycznego. We fragmentach ciemnych ładunek pozostaje nie zmieniony i tworzy elektryczne odwzorowanie obrazu; 3 — wywo-

ływanie obrazu utajonego (i jego utrwalenie). Obraz utajony można wytworzyć nie tylko na fotoprzewodniku, lecz również za pomocą elektretów. Elektret jest to dielektryk trwale naelektryzowany (ładunek powierzchniowy o gęstości $\sigma \leq 10^{-8} \text{ C/m}^2$ utrzymuje się od kilku dni do wielu lat). Właściwość trwałego gromadzenia ładunku elektrycznego wykazują substancje polimerowe. W przerwie energetycznej takiej substancji znajdują się zlokalizowane poziomy energetyczne — pułapkowe, związane z domieszkami, defektami strukturalnymi itp. Poziomy te wychwytyją i pułapkują ładunki docierające do dielektryka i w ten sposób powstaje elektret — trwale spolaryzowany dielektryk. Energetyczny model pasmowy dla idealnego dielektryka (a) i dla substancji polimerowej (b) przedstawiono na rys. 1.



Rys. 1. Energetyczny model pasmowy: a) dla idealnego dielektryka i b) dla substancji polimerowej [3]

Sposób, w jaki można zrealizować elektrostatyczny zapis obrazów torów cząstek jonizujących, przedstawiono na rys. 2.

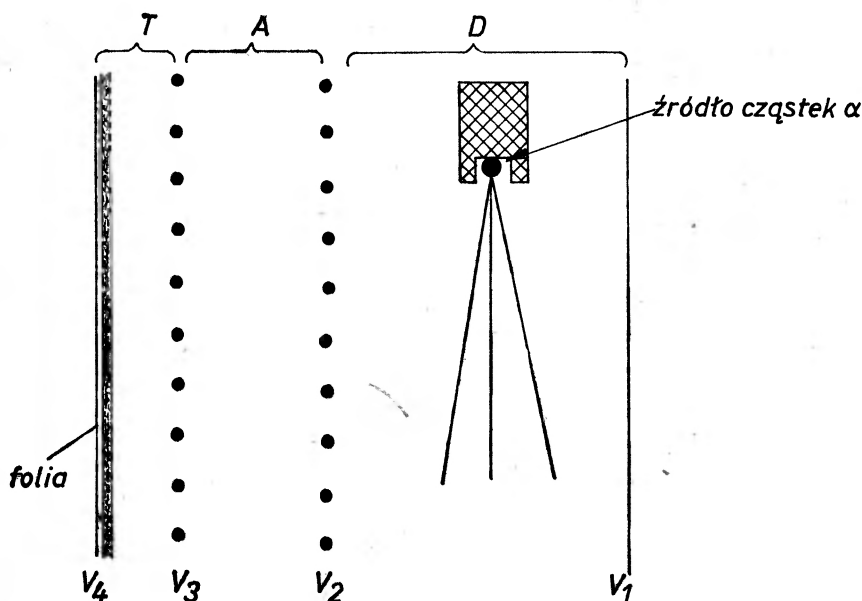


Rys. 2. Ilustracja zasady elektrostatycznego zapisu obrazu torów cząstek jonizujących [2]

Naładowana cząstka jonizuje gaz, a swobodne jony ujemne przyciągane są na powierzchnię polimerowej folii, gdzie zostają uwięzione w stanach pułpkowych. Tak powstały obraz utajony jest następnie wywoływany za pomocą odpowiednich metod, które zostaną dalej omówione. W opisany wyżej sposób otrzymuje się oczywiście tylko rzuty torów — dla pełnej, trójwymiarowej rekonstrukcji brakujące współrzędne można odtworzyć za pomocą dodatkowych detektorów. Jednakże dobra rozdzielczość w jednym przekroju może być już wystarczająca do odtworzenia złożonych konfiguracji torów.

3. Pierwszy układ eksperymentalny

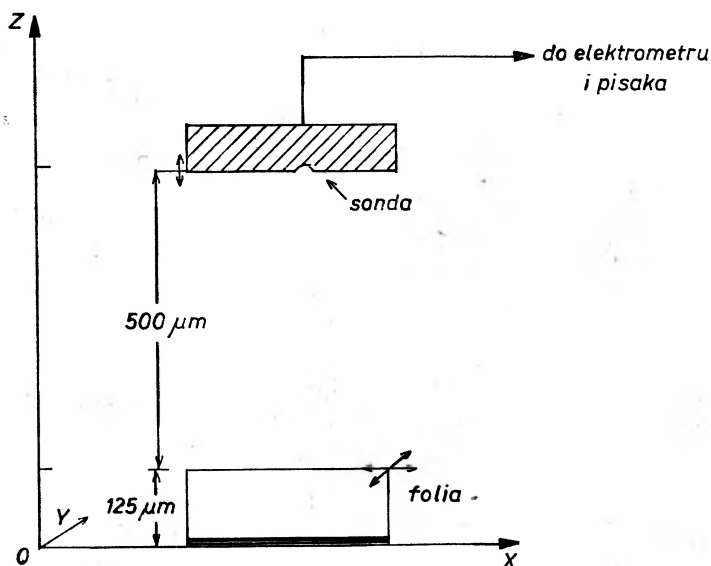
Układ eksperymentalny, za pomocą którego po raz pierwszy otrzymano utajony obraz torów na folii, ilustruje rys. 3.



Rys. 3. Układ eksperymentalny, za pomocą którego otrzymano obrazy torów cząstek α [2]: *D* — obszar dryfu, *A* — obszar wzmacniający, *T* — obszar przejścia

Komora składała się z trzech obszarów: obszaru dryfu *D*, obszaru wzmacniającego *A*, obszaru przejścia *T*. Źródło cząstek α , ^{241}Am , zostało umieszczone w obszarze dryfu i całkowicie skolimowane w kierunku równoległym do elektrod. Gaz wypełniający komorę składał się z argonu z małą domieszką propanu lub acetonu pod ciśnieniem 1 atm i zasięg cząstek α wynosił około 4 cm. Elektrony powstałe w procesie jonizacji dryfowały wzdłuż linii sił pola elektrycznego do obszaru wzmocnienia *A*. Układ dwóch równoległych siatek wzmacniających pozwalał na dowolne zmienianie końcowej gęstości elektronów. Napięcie transferujące $V_4 - V_3$ włączano na parę sekund i przejście lawiny monitorowano na anodzie. Lawina elektronów przechodziła do obszaru *T* o szerokości 1 mm i ładunki były zbierane na specjalnej folii polimerowej. Stosowano folię typu kopolimerowego (polietylenoterefta-

lan — PET), która produkowana jest m. in. przez firmę Du Pont de Nemours International S. A. pod nazwą *mylar*. Folia ta była jednostronnie metalizowana cienką warstwą przewodzącą i miała grubość $125\ \mu\text{m}$. Po naładowaniu folię zdejmowano i w ten sposób otrzymywano obraz utajony w postaci tzw. elektretu z ładunkiem implantowanym.

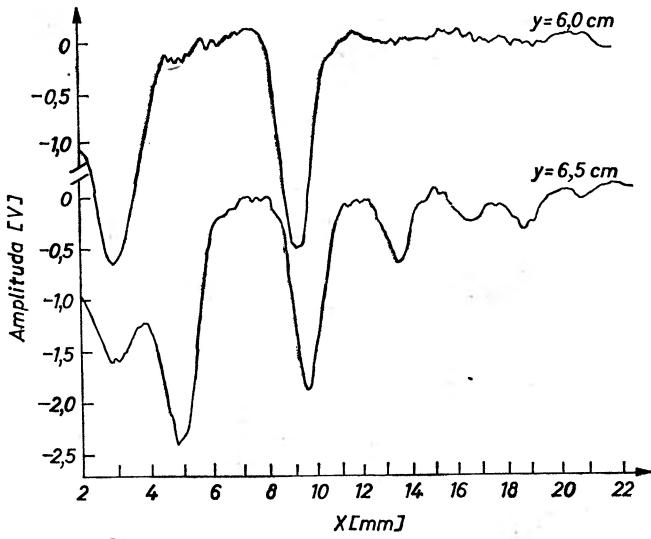


Rys. 4. Schemat układu do pomiaru ładunku na folii metodą indukcji elektrostatycznej

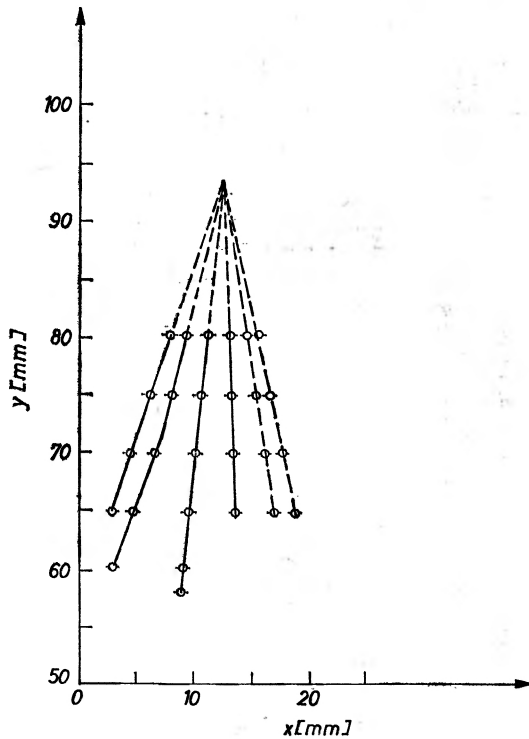
W celu „wywołania” obrazu utajonego na folii, czyli pomiaru rozkładu ładunku, powierzchnię folii badano za pomocą specjalnego elektrometru (miliwoltomierza elektrostatycznego „Monroe”). Jest to pomiar nie niszczący, wykorzystujący zasadę indukcji elektrostatycznej (rys. 4). Elektret przesuwano pod małą, nieruchomą sondą i mierzono ładunek na niej indukowany. Sonda osłonięta była metalową obudową z otworem o średnicy $0,6\ \text{mm}$, przez który przechodziły linie sił od ładunku na folii. Otwór ten znajdował się w odległości około $0,5\ \text{mm}$ od folii. Działanie elektrometru polegało na zrównaniu potencjału sondy z potencjałem pochodzącym od ładunków na wprost otworu, czyli na doprowadzeniu do zera pola elektrycznego pomiędzy sondą a folią. Sonda sprzężona była z pisakiem, dzięki czemu od razu otrzymywano rozkłady mierzonego napięcia.

4. Wyniki eksperymentu

Pomiary wykonywano zmieniając wartości następujących parametrów: 1 — wzmocnienia w obszarze A , 2 — rozmiaru obszaru T , 3 — składu gazu. Na rys. 5 pokazano rozkład ładunku na folii badanej w kierunku w przybliżeniu prostym do śladów torów dla dwóch położenia y wzdłuż wiązki. Zaobserwowano sygnały o szerokości połowkowej około $1\ \text{mm}$ i maksymalnej amplitudzie sygnału kilku woltów. W niektórych miejscach widoczne są sygnały od sześciu śladów. Oglądając kolejno linię po linii można zrekonstruować wszystkie tory, co ilustruje rys. 6.

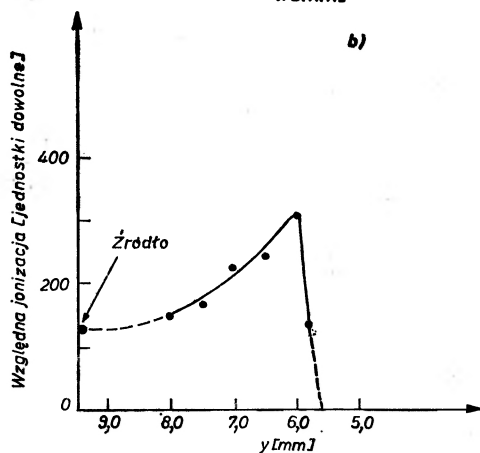
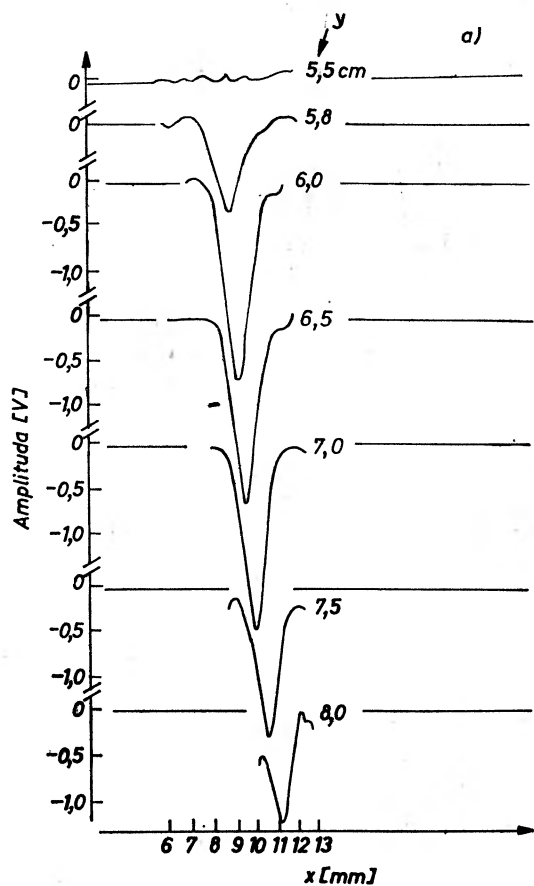


Rys. 5. Rozkład ładunku na folii w kierunku w przybliżeniu prostopadłym do śladów torów dla dwóch położeń y wzdłuż wiązki [2]

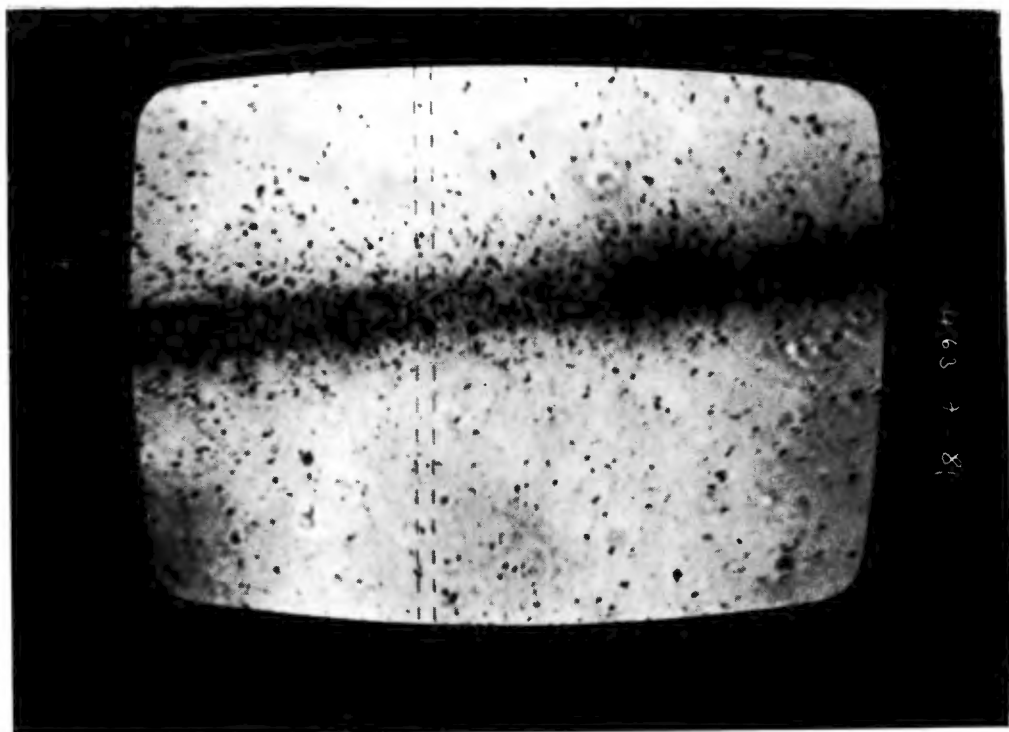


Rys. 6. Rekonstrukcja torów, uzyskana dzięki przeglądaniu folii linia po linii (w płaszczyźnie xy) [2]

Na rysunku 7a przedstawiono zmiany rozkładu ładunku wzdłuż wybranego śladu i na tej podstawie na rys. 7b przedstawiono zmianę jonizacji wzdłuż toru cząstki α . Widać charakterystyczne zachowanie typu Bragga: początkowy wzrost jonizacji (przy zmniejsza-



Rys. 7. a). Zmiana rozkładu ładunku wzdłuż wybranego śladu [2], b) zmiana jonizacji wzdłuż toru cząstki α [2]



Rys. 10. Fotografia śladu cząstki α uzyskanego za pomocą metody kserograficznej [5]

niu się energii cząstki) do pewnego maksimum i gwałtowny spadek dla niewielkich energii.

Obserwowana szerokość rozkładu ładunku zależy od kilku czynników, m. in:

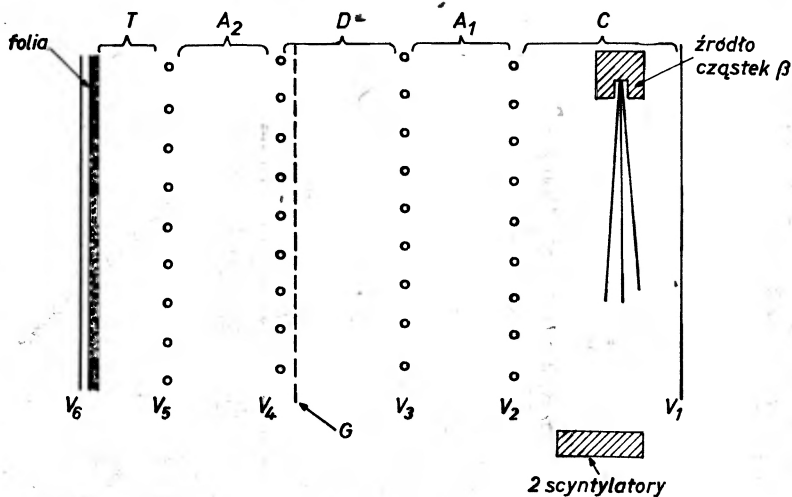
— od rzeczywistej szerokości lawiny, która wzrasta przy zmniejszaniu ilości acetonu [4] i zwiększaniu rozmiarów obszaru przejścia T (szerokość lawiny można znacznie zmniejszyć stosując wysokie ciśnienie i ewentualnie dołączając pole magnetyczne równoległe do pola elektrycznego);

— od wielkości ładunku przestrzennego wzmocnionej chmury elektronowej, który wytwarza pole przewyższające pole dryfu i może spowodować „wybuch” chmury elektronowej, zanim jeszcze dotrze ona do powierzchni folii.

Dane przedstawione na rysunkach 5, 6 i 7 otrzymano przy wzmocnieniu w obszarze A rzędu 10^4 , co spowodowało przejście około 30% elektronów do obszaru T .

5. Drugi układ eksperymentalny

W celu detekcji i dokładnej lokalizacji cząstki o minimalnej jonizacji można używać dwustopniowego (o równoległych płaszczyznach) obszaru wzmocniającego z pośrednim bramkowaniem [4], co daje ostatecznie większe wzmocnienie (10^6), niż w pojedynczym stopniu (10^4). W celu detekcji elektronów (ze źródła ^{106}Ru) zmontowano układ doświadczalny przedstawiony na rys. 8 [5]. Szybkie cząstki β ze źródła ^{106}Ru uwalniały elektrony w gazie w obszarze C , przechodziły przez obszar C i rejestrowane były w scyntylatorze. Jeżeli cząstka β została zarejestrowana w obydwu scyntylatorach, co ma miejsce dla cząstek o wysokiej energii, wówczas za pośrednictwem układu elektronicznego wyzwalany był układ bramkujący G , rozdzielający dwa obszary wzmocnienia A_1 , A_2 z opóźnieniem uwzględniającym czas dryfu w obszarach C , D , A_1 . Elektroda bramkująca pozwalała na przechodzenie elektronów jonizacji tylko wtedy, gdy zaszło „interesujące zdarzenie”. Za-



Rys. 8. Układ eksperymentalny, za pomocą którego otrzymano obrazy torów elektronów [5]; C — obszar konwersji, A_1 , A_2 — obszary wzmocniające, D — obszar dryfu, T — obszar przejścia, G — bramka. Stosowane napięcia: $V_1 = -5400$ V, $V_2 = -4400$ V, $V_3 = -1800$ V, $V_4 = 0$, $V_5 = +2600$ V, $V_6 = +3100$ V

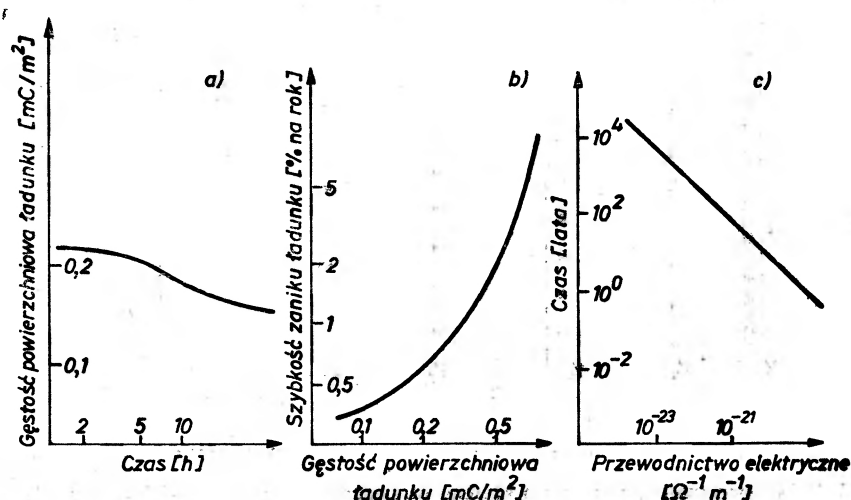
raz po wejściu elektronów do obszaru wzmocnienia bramka była zamykana (dzięki czemu jony dodatnie, powstające w wyniku jonizacji, z uwagi na małą prędkość nie mogły wrócić do obszaru dryfu i nie powodowały dystorsji pola elektrycznego dryfu, co ma miejsce w klasycznych komorach wielodrutowych, bez bramkowania). Elektrony były zbierane na folii mylarowej o grubości 125 μm , pokrytej z tyłu przewodzącą warstwą trójtlenku cyny. Pomiary wykonano dla dwóch mieszanek gazów: argonu (97,5%) z propanem (2,5%) oraz helu (93%) z metanem (4%) i tetrylamina (3%). Znacznie lepszą, z punktu widzenia niskiej jonizacji pierwotnej (6 jonów na cm) i możliwości wysokiego wzmocnienia, okazała się druga mieszanka gazowa. Wzmocnienie uzyskane w obszarach A_1 , A_2 było wystarczające do detekcji cząstek o minimalnej jonizacji (nawet pojedynczych elektronów!).

6. Czulość metody kserograficznej

Głównymi źródłami zakłóceń w prezentowanej metodzie są ładunki pierwotne (i dipole) istniejące w izolatorach oraz szumy w systemie odczytu.

Ładunki pierwotne mogą wywołać bardzo wysokie pola lokalne, o natężeniu znacznie powyżej 10 kV/cm. Ładunki te można wyeliminować np. przez podgrzewanie. Używane folie ogrzewano do temperatury 180°C przez około 30 minut. Dzięki takiej procedurze poziom szumów obniżył się do sygnałów poniżej 5 mV. Poziom szumu elektronicznego wynosił, według producenta, 3 mV, co odpowiadać by mogło ładunkowi około 2000 elektronów na powierzchni folii $0,6 \times 0,6 \text{ mm}^2$ „widzianej” przez sondę. Cząstka o minimalnej jonizacji np. w argonie pod ciśnieniem 500 atmosfer mogłaby wytworzyć taki ładunek na odcinku 0,6 mm, nie zachodzi zatem potrzeba dodatkowego wzmocnienia.

Ponieważ odczyt jest nie niszczący, można powtarzać pomiary dowolną liczbę razy. Ładunek utrzymuje się na powierzchni folii dość długo. Tzw. czas życia elektretu, czyli czas, po którym powierzchniowa gęstość ładunku zmniejszy się e razy, zależy od czynników



Rys. 9. Niektóre własności elektretów foliowych [3]: a) spadek gęstości powierzchniowej ładunku w funkcji czasu; b) wzrost szybkości zaniku ładunku ze wzrostem jego gęstości powierzchniowej; c) zależność czasu życia elektretów od przewodnictwa elektrycznego materiału

zewnątrznych, takich jak wilgotność powietrza, promieniowanie kosmiczne, temperatura przechowywania elektretu itp., a także od przewodzenia ładunku wewnątrz elektretu.

Obserwowane długie czasy życia elektretów foliowych nie są do tej pory jednoznacznie wyjaśnione. W używanych foliach zaobserwowano stratę około 25% ładunku w ciągu 48 godzin, prawdopodobnie na skutek przewodnictwa powietrza wynikającego z promieniowania tła, kompensacji ładunku i transportu na samej folii. Jeżeli chce się utrzymać rozkład ładunku na folii przez dłuższy czas, lepiej do tego celu nadają się folie polipropylenowe, teflonowe i lepiej jest przechowywać je w próżni.

7. Optyczne wywoływanie obrazu utajonego

Jest rzeczą ciekawą porównanie jakości optycznego i elektrycznego sposobu odczytu obrazu utajonego na folii elektretowej. Metodą optyczną utajony obraz „wywołuje” się np. za pomocą drobnego, ciemnego, naelektryzowanego proszku, który w wyniku elektrostatycznego przyciągania lokalizuje się na naładowanych obszarach folii (problem trwałości obrazu), albo za pomocą zawiesiny proszku wywołującego w cieczy o dużej oporności elektrycznej (np. w czterochlorku węgla). Oczywiście obydwie metody są niszczące. Wywołanie tą metodą ładunku na folii ładowanej w komorze do tej pory się nie udało, prawdopodobnie ze względu na zbyt mały ładunek zebrany na folii (substancje wywołujące mają pewien próg). Próg na otrzymanie widzialnej linii rozkładu ładunku na folii za pomocą wywoływacza ciekłego (Kodak MX 112) został oszacowany metodą bezpośredniego ładowania folii ze skolimowanego — do 0,3 mm — źródła cząstek α . Przeglądając folię przed wywołaniem optycznym na elektrometrze otrzymano sygnał o wysokości 15 V, co odpowiada $2 \times 10^7 e^-/mm^2$. Po wywołaniu widoczna była wąska linia o szerokości zaledwie 0,04 mm (rys. 10). Przy amplitudach poniżej 10 V śladów nie zaobserwowano. Widać, że na tym etapie „wywoływanie” obrazów utajonych metodą optyczną jest lepsze, niż metodą elektryczną.

Jedną z głównych zalet przedstawionej metody jest fakt, że w przeciwieństwie do zwykłych detektorów gazowych, w których elektrony są absorbowane przez elektrody po pomiarze, tutaj elektrony są trzymane jak gdyby „w pamięci”, co pozwala na zupełnie inny sposób odczytu. Ponadto, powstałe w wyniku jonizacji gazu elektrony mogą być monitorowane i ewentualnie bramkowane za pomocą pola elektrycznego, a zatem możliwy jest wybór rejestrowanych oddziaływań. Wydaje się również, że za pomocą tej metody będzie można uzyskać znacznie lepszą rozdzielczość przestrzenną, niż za pomocą dotychczas stosowanych technik.

Literatura

- [1] G. Charpak, *Postępy Fizyki* 30, 579 (1979).
- [2] G. Charpak, R. Bouclier, A. Breskin, R. Chechik, J. Lewiner „Electrostatic Imaging of Particle Trajectories”, Raport CERN-EP 81-89 (1981).
- [3] B. Hilczer, J. Małecki, *Elektrety*, PWN 1980.
- [4] A. Breskin, G. Charpak, S. Majewski, G. Melchart, A. Peisert, F. Sauli, F. Marthy, G. Petersen, *Nucl. Instrum and Methods* 178, 11 (1980).
- [5] G. Charpak, H. Czyrkowski, A. Farilla, S. Majewski, „Electrostatic Imaging of Minimum Ionizing Particles”, Raport CERN-EP 81-132 (1981).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Międzynarodowa Szkoła „Grand Unified Theories and Related Topics” w Kioto

W dniach 29 czerwca — 3 lipca 1981 r. odbyła się międzynarodowa szkoła „4th Kyoto Summer Institute on Grand Unified Theories and Related Topics”. Została ona zorganizowana przez Institute for Fundamental Physics of Kyoto University. Szkoła była poświęcona unifikacji oddziaływań podstawowych, tj. grawitacyjnych, słabych, elektromagnetycznych i silnych. Jest to już czwarta szkoła zorganizowana przez ten Instytut i warto przypomnieć, że poprzednie były poświęcone: pierwsza — przyszłości akceleratorów (1978), druga i trzecia zaś amorficznym półprzewodnikom. Ogólną zasadą przyświecającą organizowaniu tych imprez jest dyskusja wiodących problemów w fizyce w formie kilku podstawowych wykładów i ograniczonej liczby krótkich referatów. W tegorocznej szkole brało udział około 150 uczestników głównie z Japonii, USA, Szwajcarii, RFN, Korei, Chin. Jedynym przedstawicielem Polski był autor niniejszej notki; był on równocześnie jedynym przedstawicielem krajów socjalistycznych. Organizatorzy zapewnili sobie udział wybitnych specjalistów pracujących czynnie w tej szybko rozwijającej się dziedzinie.

Zanim przejdę do szczegółowego programu szkoły, chciałbym przedstawić pokrótce stan badań nad próbami unifikacji oddziaływań podstawowych. Obecnie teorią (klasyczną) grawitacji jest einsteinowska ogólna teoria względności. Oddziaływania elektromagnetyczne i słabe są połączone w modelu Weinberga-Salama, dla oddziaływań silnych zaś mamy chromodynamikę kwantową. Model Weinberga-Salama i chromodynamika kwantowa są teoriami renormalizowalnymi, zaś ogólna teoria względności nie jest. Model Weinberga-Salama i chromodynamika kwantowa są teoriami z cechowaniem, pierwsza używa grupy $SU(2)_L \times U(1)$ (L oznacza, że reprezentacja tej grupy odnosi się tylko do fermionów lewoskrętnych), zaś druga — $SU(3)_c$ (gdzie c oznacza kolor). W ten sposób oddziaływania elektroslabe i silne są związane z polami Yanga-Millsa. Idea unifikacji oddziaływań silnych, elektromagnetycznych i słabych polega na rozszerzeniu grupy cechowania $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_c$ do pewnej szerszej grupy tak, aby wyjściowa była jej podgrupą. W ten sposób mamy jedną grupę cechowania i jedno pole Yanga-Millsa odpowiedzialne za wszystkie oddziaływania (oprócz grawitacji). W wyniku spontanicznego łamania symetrii ta szersza grupa (nazwijmy ją G) jest łamana do podgrupy $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_c$. Dokonywane jest to przy pomocy odpowiedniego układu pól Higgsa. Dzięki mechanizmowi Higgsa część bozonów pośredniczących (tzw. leptokwarki) uzyskuje masy. W podobny sposób bozony pośredniczące w modelu Weinberga-Salama uzyskują swoje masy spoczynkowe. Inna jest tylko skala tych mas. Wiąże się to z pewnymi trudnościami, które nie będą tutaj omawiane. Różni autorzy przyjmują różne grupy G . Do najczęściej spotykanych należą: $SU(5)$, $SO(8)$, $SO(10)$, E_6 , E_7 , E_8 , $SU(6)$, $SU(7)$, $SU(8)$. Najprostszym rozwiązaniem jest przyjęcie grupy $SU(5)$. Wiele z tych modeli potrafi wytłumaczyć ułamekowy ładunek kwarków. Przewidują one również niezachowanie liczby barionowej, prowadzące do rozpadu protonu na leptony. Oczywiście, każdy model daje inne kanały tego rozpadu i inne czasy życia.

Drugi schemat unifikacji, to teoria Kaluzy-Kleina (być może Kaluży-Kleina, ponieważ M. Gell-Mann ma podobno niezbite dowody na to, że pierwszy z uczonych był Polakiem i nazywał się Kalużą). W teorii tej, w jej klasycznej postaci łączy się oddziaływania elektromagnetyczne i grawitacyjne. W tym celu używa się 5-wymiarowej rozmaitości riemannowskiej z wektorem Killinga związanym z piątym wymiarem (wymiar ten nie jest bezpośrednio obserwowany). Dalej konstruuje się 5-wymiarowy analog ogólnej teorii względności. Okazuje się, że skalar krzywizny zbudowany dla riemannowskiej koneksji tej 5-wymiarowej rozmaitości jest sumą 4-wymiarowego skalara krzywizny (lagranżjanu grawitacyjnego) i lagranżjanu pola elektromagnetycznego. Czerpotencjał pola elektromagnetycznego uzyskuje interpretację części tensora metrycznego ($A_\mu \sim g_{5\mu}$). Równocześnie zmiany układu współrzędnych na 5-wymiarowej rozmaitości (w ramach struktury związanej z istnieniem wektora Killinga) rozkładają się na zmianę układu współrzed-

nych w czasoprzestrzeni i transformację cechowania dla pola elektromagnetycznego. W ten sposób dwie podstawowe zasady niezmienniczości w fizyce są sprowadzone do jednej. Są to mianowicie einsteinowska zasada ogólnej niezmienniczości i zasada niezmienniczości względem transformacji cechowania (H. Weyl). Dwie te zasady sprowadzają się do jednej, ale w więcej niż 4-wymiarowym świecie. Zasada niezmienniczości względem cechowania wydaje się obecnie podstawowa nie tylko dla oddziaływań elektromagnetycznych, ale również dla słabych i silnych (model Weinberga-Salama i chromodynamika kwantowa). Dlatego też podejmowane są próby unifikacji ogólnej teorii względności z innymi polami cechowania (Yanga-Millsa), niż pole elektromagnetyczne. Szczególnie interesujący jest przypadek z nieabelowymi grupami cechowania. Pojawiają się wtedy pewne kłopoty, które muszą być rozwiązywane poprzez wprowadzenie niერიemannowskich koneksji liniowych na wielorozmaitościach. Wtedy wymiar takiej rozmaitości wynosi $n + 4$ (n jest wymiarem grupy cechowania). Podstawową trudnością jest pojawienie się w tradycyjnym podejściu (koneksja riemannowska) ogromnej stałej kosmologicznej, sprzecznej z obserwacjami. Wprowadzenie pewnych niერიemannowskich koneksji usuwa tę stałą kosmologiczną, a równocześnie nie zmienia klasycznych rezultatów w 5-wymiarowym przypadku.

Inną jeszcze drogą unifikacji oddziaływań jest supersymetria i supergravitacja. Nie będziemy jej jednak dyskutować, ponieważ nie była właściwie omawiana w Kioto (poza wykładem H. Georgi).

Teraz przystąpimy do omówienia wykładów i seminariów przedstawionych podczas konferencji. H. Georgi (USA) mówił o nowych kierunkach w wielkich unifikacjach, jak nowe grupy cechowania, tzw. wieże fermionowe, problemy unifikacji pól fermionowych.

D. V. Nanopoulos (CERN) przedstawił problem dipolowego momentu elektrycznego neutronu w ramach wielkiej unifikacji. Otóż, jak wiadomo, istnienie dipolowego momentu elektrycznego fermionu wiąże się z łamaniem symetrii PC . W fizyce cząstek elementarnych znamy tego typu łamanie. Jest ono związane z istnieniem długożyciowego mezonu K_L w rozpadach neutralnych mezonów K . Z drugiej strony możemy wyjaśnić to łamanie PC na gruncie modelu Kobayashi-Maskawy (istnienie fazy δ) w co najmniej sześciokwarkowym modelu. Wtedy efektywny hamiltonian rozpadu mezonów K jest zespolony. Jak wiemy, za rozpad mezonów K są odpowiedzialne oddziaływania słabe. Zatem naturalnym wydaje się wprowadzenie modelu Weinberga-Salama do opisu tego zjawiska (poprawki związane z wymianą bozonów W^\pm , Z^0 i higgsonów). Okazuje się wtedy, że obserwowane łamanie PC indukuje dipolowy moment elektryczny dla barionów (np. neutronu) proporcjonalny do $\sin \delta$. Najistotniejszym wkładem są tu grafy związane z wymianą higgsonów. Numeryczne wyniki dają $10^{-34} \bar{q} \cdot \text{cm}$, $10^{-32} q \text{ cm}$, $10^{-31} q \text{ cm}$ (q — ładunek elementarny). Mogą być one powiększone poprzez wprowadzenie dodatkowych dubletów pól Higgsa. Okazuje się, że w teorii wielkiej unifikacji wartość dipolowego momentu elektrycznego neutronu nie powiększa się. Nie jest to dobrze, ponieważ z pewnych obserwacji astronomicznych wynika, że powinien on być dużo większy.

Bezpośrednio z wykładem Nanopoulosa były związane trzy inne: R. Peccei (RFN), M. Yoshimura (Japonia) i K. Sato (Japonia). R. Peccei mówił o tzw. twardym łamaniu PC i problemie aksjonu. Twarde łamanie PC polega na dodaniu do lagranżjanu chromodynamiki kwantowej członu jawnie łamiącego symetrię PC . Ma on postać

$$\theta \frac{g^2}{32\pi^2} \text{Tr}(F_{\mu\nu}^* F^{\mu\nu}),$$

gdzie $F_{\mu\nu}^*$ jest dualne w stosunku do $F_{\mu\nu}$, a θ jest parametrem fenomenologicznym. W normalnych warunkach (pola szybko maleją z odległością) człon ten można wyeliminować. Jednak gdy nie jest spełniony warunek szybkiego znikania pól w nieskończoności (np. gdy postulujemy istnienie instantonów), człon ten pozostanie. Łamanie PC możemy uczynić dowolnym przez wybór parametru θ . W pewnym sensie człon ten określa wkład instantonów do całki działania. Oczywiście parametr θ będzie miał swój wkład do dipolowego momentu elektrycznego neutronu i może go znacznie powiększyć. Okazuje się jednak, że wielkość parametru θ możemy dowolnie zmniejszyć poprzez wprowadzenie dodatkowej chiralnej symetrii globalnej $U(1)_A$, (której generatorem jest ładunek aksjalny) łamanej spontanicznie. Łamanie to zachodzi dzięki wprowadzeniu dodatkowych pól Higgsa. Pojawia się wtedy możliwość istnienia nowej cząstki, tzw. aksjonu. Jest on bozonem Goldstone'a dla $U(1)_A$ i ma masę związaną z łamaniem tej symetrii chiralnej (proporcjonalną do dywergencji prądu chiralnego dla $U(1)_A$). Nowa cząstka podobno została nawet zaobserwowana. Można by zapytać, po co komu łamanie PC w silnych oddziaływaniach. Otóż jest to związane z obserwowaną asymetrią barion-antybarion w obserwowanym Wszechświecie. Mianowicie obserwujemy dużo więcej barionów niż antybarionów i wymaga to wyjaśnienia.

Mówili o tym M. Yoshimura i K. Sato. K. Sato przedstawił pewien model kosmologiczny prowadzący do

tego typu asymetrii w ramach ogólnej teorii względności z uwzględnieniem wielkiej unifikacji. Mianowicie zakładał on spontaniczne łamanie PC we wczesnych stadiach rozwoju Wszechświata. Potem, zgodnie z tym modelem, nastąpiło przejście fazowe pierwszego rodzaju prowadzące do rozpadu Wszechświata na „klastry” z różną wartością parametru łamiącego PC . W ten sposób można wyjaśnić asymetrię barion-antybarion w naszym najbliższym otoczeniu. Badanie ewolucji rozmiarów klastrow prowadzi do wniosków zgodnych z obserwacjami dla naszej epoki. K. Sato przedstawił również hipotetyczny model ewolucji oddziaływań podstawowych w teorii wielkiej unifikacji, tj. kolejno oddzielanie się oddziaływań grawitacyjnych, początek etapu chromodynamiki kwantowej, wyodrębnienie się oddziaływań słabych, elektromagnetycznych itd.

P. Ramond (USA) przedstawił cykl wykładów na temat wielkich unifikacji. Y. Tomozawa (USA) mówił o kanałach rozpadu protonu i jego czasie życia w ramach różnych modeli wielkiej unifikacji. A. Zee (USA) wygłosił wykłady o teorii Kaluzy-Kleina. Mówił on o klasycznej teorii Kaluzy-Kleina i o uogólnieniach nieabelowych tej teorii. Szczególną uwagę zwrócił on na teorię (11 wymiarów) E. Wittena (typu Kaluzy-Kleina) mającą unifikować oddziaływania grawitacyjne, silne, elektromagnetyczne i słabe. Wymiar 11 przypadkowo (?) wiąże się z teorią supergrawitacji. A. Zee poświęcił również dużo czasu problemowi unifikacji fermionów. Rozpatrywał on wielowymiarowe pola fermionowe należące do reprezentacji podstawowych grup ortogonalnych $SO(N)$ wraz z wielowymiarowymi równaniami Diraca na rozmaitościach typu Kaluzy-Kleina. Taki wielowymiarowy spinor był traktowany jako wieża fermionów i służył rozwiązaniu problemu rodzin fermionowych. Niestety, otrzymane masy fermionów były rzędu masy Plancka (około $1 \mu g$). W wykładzie Zee powrócił również stary problem elementarności czy złożoności oddziaływań grawitacyjnych. Mianowicie chodzi tutaj o tzw. dynamicznie indukowaną grawitację. Zgodnie z ideami S. Adlera, ogólna teoria względności mogłaby być traktowana jako swojego rodzaju zjawisko „pairing” w ramach elektrodynamiki kwantowej. Grawitony byłyby sparowanymi fotonami, zaś zakrzywienie czasoprzestrzeni byłoby efektem korelacji (kwantowych) między układami o dużej liczbie fotonów. Ideę tę można rozciągnąć na inne pola cechowania niż elektromagnetyczne (np. parowanie gluonów, lub innych bozonów pośredniczących). Tego typu podejście, jak dotąd, boryka się z wieloma podstawowymi trudnościami. C. Itzykson (Francja) mówił o teoriach z cechowaniem na siatce, zaś S. Pakvasa (Japonia) o masach fermionów i mieszanii fermionów.

W części poświęconej referatom uczestników szkoły przedstawiono wiele interesujących wyników dotyczących: unifikacji opartych na grupie $SU(8)$ — tzw. hybrydowe kwarki i leptony (H. Song), symetrii złożonych i modelu preonów (G.C. Yang), unifikacji z grupą $SU(7)$ (K. Yamamoto), tzw. subkoloru w unifikacji z grupą E_6 (S. Takeshita i inni). Y. D. Kim, K. V. Kim i I. G. Koh przedstawili interesujące wyniki dotyczące tablic teoriogrupowych dla wielkich unifikacji. Tablice te wykonane przez powyższych autorów są niesłychanie użyteczne z praktycznego punktu widzenia dla każdego fizyka pracującego w zakresie teorii wielkich unifikacji. Autor niniejszej notki mówił o dipolowym momencie elektrycznym fermionu i o usunięciu masy Plancka fermionów w teorii Kaluzy-Kleina.

Organizatorzy szkoły zapewnili uczestnikom moc wrażeń związanych ze zwiedzaniem egzotycznego miasta Kioto. Przypomnijmy, że Kioto jest świętym miastem Japonii, siedzibą cesarza, pełnym buddyjskich, konfucjańskich i sintoańskich świątyń i innych wspaniałych pomników japońskiej kultury. Uczestnicy szkoły mieli możliwość zwiedzać najświętszy przybytek Japonii — pałac cesarski. Nadmienię, że aby wejść do tego pałacu, należy złożyć podanie na trzy miesiące naprzód.

Podsumowując, szkoła była bardzo interesująca. Materiały jej zostaną wydane w Singapurze pod redakcją T. Maskawy i M. Konumy (World Scientific Publishing, Singapur).

Marek W. Kalinowski

Instytut Filozofii i Socjologii PAN
Warszawa

V Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu Dolnym

W dniach 24—28 maja 1982 r. odbyło się w Domu Pracy Twórczej Architekta w Kazimierzu Dolnym V Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych, zorganizowane przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego i Instytut Badań Jądrowych przy współpracy Instytutu Fizyki Doś-

wiadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. W Sympozjum wzięło udział 25 fizyków zagranicznych (z Belgii, CERN-u, NRD, RFN, USA, Węgier i Wielkiej Brytanii) i 39 fizyków polskich (z Białegostoku, Krakowa, Łodzi i Warszawy). Łącznie przedstawiono 34 referaty przeglądowe i komunikaty z prac własnych, w tym 10 przedstawili uczestnicy polscy. Materiały z Sympozjum zostaną opublikowane przez Oddział Poligrafii Wydawnictw Uniwersytetu Warszawskiego.

Pierwszy dzień Sympozjum poświęcony był omówieniu pierwszych wyników uzyskanych na nowym akceleratorze w CERN-ie, w którym protony i antyprotony zderzają się przy energii 540 GeV w układzie środka masy. Przedstawiono także plan badań na najbliższą przyszłość. Jeśli bozon W istnieje (z masą zbliżoną do oczekiwanej w oparciu o parametry niskoenergetyczne oddziaływań słabych i model Salama-Weinberga), to należy spodziewać się jego odkrycia w CERN-ie jeszcze w roku 1982. W planowanych eksperymentach powinno się zaobserwować około 20 przypadków rozpadu bozonu W na leptony. Odkrycie bozonu Z będzie trudniejsze. Uzyskane dotąd pierwsze wyniki przy energii $\sqrt{s} = 540$ GeV dotyczą głównie zderzeń z produkcją cząstek o małych pędach poprzecznych. Ogólnie mówiąc, nie zaobserwowano tutaj wielkich niespodzianek w porównaniu z efektami znanymi z obszaru energii osiąganego w urządzeniu ISR (pierścienie akumulujące), tzn. przy 60 GeV w układzie środka masy. Prawdopodobnie najciekawsze są pewne wskazówki co do wyraźnego wzrostu z energią średniego pędu poprzecznego cząstek produkowanych w zderzeniu. Może to oznaczać, że w zderzeniach z małym przekazem pędu produkowane są protony z masą wirtualną m^2 rzędu $1 \text{ GeV}/c^2 \cdot \sqrt{s}$, a nie m^2 rzędu $1 (\text{GeV}/c^2)^2$, jak sądzono dotychczas.

W drugim dniu konferencji dokonano przeglądu nowych rezultatów teoretycznych i doświadczalnych dotyczących testów perturbacyjnych chromodynamiki kwantowej. Kompletowane są systematycznie nowe wyniki dotyczące właściwości gluonów, które potwierdzają teorię (na razie wciąż na poziomie jakościowym). Inny ważny wynik to ustabilizowanie się (w funkcji czasu) wartości parametru Λ : $\Lambda = 150 - 200$ MeV. W związku z tym, między innymi, przewidywany (w ramach wielkiej unifikacji) czas życia protonu jest stosunkowo krótki i bliski obecnej granicy doświadczalnej.

Ostatni dzień Sympozjum poświęcony był spekulacjom na temat możliwych odstępstw od modelu standardowego $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Podkreślono niezadowalającą teoretycznie realizację spontanicznego łamania symetrii cechowania w modelu Salama — Weinberga, szczególnie w porównaniu ze spontanicznym łamaniem globalnej symetrii chiralnej w chromodynamice kwantowej. Przedyskutowane zostały również szczegółowo ostatnie testy modelu Salama-Weinberga ze wskazaniem na możliwe odstępstwa doświadczenia od teorii. Są to bardzo niewielkie efekty, które na razie mieszczą się w granicach błędów doświadczalnych. Niemniej nie jest wykluczone, że bardziej precyzyjne doświadczenia zmuszą do poważniejszego potraktowania innych modeli niż model Salama-Weinberga. Modele takie, odtwarzające wszystkie sukcesy fenomenologiczne modelu Salama-Weinberga, były omówione w końcowym referacie Sympozjum.

Zygmunt Ajduk, Stefan Pokorski

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

R E C E N Z J E

Aldert van der Ziel: *Podstawy fizyczne elektroniki ciała stałego*. Tłumaczyła z języka angielskiego Eugenia Kaczmarek-Morawiec, WNT, Warszawa 1980, str. 538, cena zł 160,—

Książka ma charakter obszernego wykładu dotyczącego podstaw teorii działania wybranych przyrządów elektronicznych. Przeznaczona jest dla studentów elektroniki i fizyki, a także pracowników specjalizujących się w elektronice ciała stałego. Niniejsze tłumaczenie ukazało się po czterech latach od chwili opublikowania, trzeciego już wydania amerykańskiego. Omawiana książka składa się z 20 rozdziałów, 2 dodatków oraz skorowidza. Całość podzielić można na 3 części.

Pierwsza część, składająca się z pierwszych sześciu rozdziałów, poświęcona jest zwięzłemu opisowi struktur krystalograficznych i rodzajów wiązań w ciałach stałych oraz omówieniu podstaw mechaniki kwantowej, fizyki statystycznej i teorii pasmowej ciał stałych. Rozdziały 5 i 6 zawierają omówienie podstawowych właściwości fizycznych półprzewodników oraz zagadnień dotyczących przepływu prądu, rekombinacji i zjawisk relaksacji nośników prądu. Zasygnalizowane są także problemy związane z otrzymywaniem czystych materiałów półprzewodnikowych.

Część drugą stanowią rozdziały od 7 do 13. Omówiono tutaj zjawiska emisji termoelektronowej, polewej, fotoelektrycznej, wtórnej emisji elektronów oraz zjawiska fotoprzewodnictwa i luminescencji. Autor opisuje także podstawowe przykłady zastosowań wymienionych zjawisk w urządzeniach badawczych (mikroskop elektronowy i jonowy, licznik scyntylacyjny, spektrometr Augera), a także w urządzeniach mających charakter powszechnego zastosowania (diody próżniowe, fotoprzewodniki, lampy fluorescencyjne, fotopowielacze, telewizyjne lampy analizujące, wzmacniacze światła).

Część trzecia, którą tworzą pozostałe rozdziały, poświęcona jest opisowi działania oraz niektórych zastosowań przyrządów półprzewodnikowych. Przedstawiono tutaj podstawy fizyczne działania złącz typu metal-półprzewodnik, $p-n$, $p-i-n$, tranzystorów, laserów złączowych $p-n$, oscylatorów lawinowych, oscylatorów Gunna. W rozdziale 20 Autor omawia wybrane zjawiska galwanomagnetyczne i termomagnetyczne w półprzewodnikach. W oparciu o równanie Boltzmana dokonuje uproszczonych obliczeń stałej Halla oraz współczynnika magnetooporu poprzecznego. Ponadto, przedstawione są tutaj podstawowe pojęcia związane z półprzewodnikami amorficznymi oraz przykłady zastosowań tych materiałów w technice.

Obszerny materiał zawarty w omawianej książce, wyłożony w sposób przystępny i zrozumiały, jest niewątpliwie czynnikiem decydującym o jej dużej wartości poznawczej. Ze względu na szeroki zamierzony krąg ewentualnych odbiorców, wiele zagadnień przedstawionych zostało jednak pobieżnie i w sposób uproszczony. W takich przypadkach Czytelnik odsyłany jest do obszernie cytowanej literatury (można tutaj dodatkowo polecić bardziej docieklivym, nie zacytowaną przez Autora książkę F. J. Blatta *Fizyka zjawisk elektronowych w metalach i półprzewodnikach*, która obejmuje większość zagadnień omawianych w rozdz. 1—6 oraz 20). Umieszczenie na końcu każdego rozdziału odpowiednio dobranych zestawów zadań do rozwiązania podnosi wartość dydaktyczną książki. Ponadto, starannie opracowany skorowidz znacznie ułatwia korzystanie z niej. Niekonsekwentne natomiast, moim zdaniem, jest umieszczenie rozdziału „Różnorodne zagadnienia półprzewodnikowe” na końcu książki. Zyskałaby ona na przejrzystości gdyby wspomniany rozdział połączony został z rozdz. 6, zatytułowanym „Elektronika półprzewodników”, z jednoczesnym usunięciem powtarzających się fragmentów dotyczących wyrażań na gęstości prądów.

Od czasu kiedy powstało pierwsze wydanie omawianej monografii nastąpił znaczny postęp w zakresie wytwarzania oraz zrozumienia specyficznych właściwości fizycznych nowych materiałów półprzewodniko-

wych. Dotyczy to przede wszystkim półprzewodników z wąską przerwą wzbronioną, do których zaliczają się między innymi $Pb_{1-x}Sn_xTe$ i $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Materiały te znalazły zastosowanie do produkcji strojonych laserów i detektorów pracujących w zakresie podczerwieni. Aktualne wydanie nie uwzględnia wspomnianego postępu, a cytowana w tym przypadku literatura stała się już nieco przestarzała. Można tutaj odesłać Czytelnika do artykułów przeglądowych w *Postępy Fizyki* 26, z. 1 (1975) oraz do pracy R. Dornhaus i G. Nimtz, *Springer Tracts Mod. Phys.* 78, 1 (1976) (spodziewane jest nowe wydanie).

Czy tytuł książki jest adekwatny do jej treści? Zagadnieniom fizycznym o charakterze podstawowym poświęcone jest ok. 30% objętości książki. Z drugiej strony, nie wszystkie z nich są w dostatecznym stopniu wykorzystywane w pozostałych częściach książki, a niektóre podane zostały jako osobne zagadnienia, bez podkreślenia ich związku z omawianymi przykładami. Na przykład w rozdz. 4 Autor wprowadza pojęcie fononów akustycznych i optycznych, natomiast w rozdz. 6, omawiając rozpraszanie elektronów w półprzewodnikach, nie rozdziela tych pojęć i mówi o rozpraszaniu na drganiach sieci jako o jednym procesie. Na str. 501 znalazło się zdanie: „... dla półprzewodników wzory... należy w tym celu pomnożyć przez czynnik $\frac{3II}{8}$ w przypadku, gdy dominuje rozpraszanie sieciowe...”, które w ogólności nie jest prawdziwe.

W Dodatku A opisane zostało obliczanie współczynnika przenikania przez barierę potencjalną metodą WKB, ale w rozdz. 15, przy obliczaniu charakterystyki prądowonapięciowej diody tunelowej zabrakło wzmianki o tej metodzie. Pomimo tych niedociągnięć, odpowiedź na postawione pytanie może być pozytywna, jeśli przyjąć, że zamiarem Autora było wprowadzenie Czytelników w możliwie nieskomplikowany sposób w zagadnienia elektroniki ciała stałego, a bardziej dociekliwych zachęcić do sięgnięcia po opracowania źródłowe.

Tłumaczenie jest poprawne, a tylko nieliczne zwroty budzą zastrzeżenia. Na przykład zamiast sformułowania „... w czasie krótkiego czasu $dt...$ ” (str. 85 wiersz 12 od góry) lepszy byłby zwrot „... w krótkim czasie $dt...$ ”. Na stronie 288 znalazło się zdanie: „Wykres zależności sygnału od natężenia światła jest liniowy dla małych natężeń światła, a dla dużych natężeń spłaszcza się”, które chyba lepiej brzmiałoby następująco: „Zależność sygnału od natężenia światła jest liniowa dla małych natężeń światła, a dla dużych natężeń sygnał jest stały”.

Na zakończenie podaję zauważone błędy drukarskie, których nie zawiera załączona errata:

63₈: powinno być: ... Z drugiej...,

str. 67: zbytnio oddalone symbole wzoru 3.37,

139₁₀: wykreślić fragment „... i energię wiązania elektronów w pasmie walencyjnym...”,

str. 173, wzór 7.5: powinno być: E_b ,

207₁₉: powinno być... (w woltach),

249₄: jest: ... $Hg_{1-x}Sn_xTe$. Powinno być: ... $Hg_{1-x}Cd_xTe$.

Podsumowując, należy stwierdzić, że omawiana książka, pomimo wyżej wymienionych niedociągnięć (być może kolejne wydanie będzie ich pozbawione), dobrze spełnia rolę podręcznika wprowadzającego w zagadnienia elektroniki ciała stałego i może być polecana jako lektura podstawowa w nauczaniu tego przedmiotu.

Jan J. Dubowski

Instytut Fizyki
Politechnika Wrocławska
Wrocław

W. Brunner, W. Radloff, K. Junge: **Elektronika kwantowa. Wprowadzenie do fizyki laserów.** Tłumaczyli z języka niemieckiego Zbigniew Kaliński i Janusz Kamiński, WNT 1980, str. 312, cena zł 57,—

Książka ma charakter podręcznika, przeznaczonego nie tyle dla inżynierów-elektroników, ile dla fizyków. Wynika to z jej dość ogólnego układu treści, w którym sprawom laserowym *sensu stricto* poświęcono niewiele miejsca, natomiast wyeksponowano takie zagadnienia jak: teoria oddziaływania atom—pole promieniowania, właściwości promieniowania lasera, teoria lasera oraz teoria nieliniowych zjawisk opty-

cznych. W tym właśnie sensie książka mogłaby stanowić dobre uzupełnienie kilku książek polskich na temat laserów. Piszę mogłaby, gdyż spełniłaby tę rolę gdyby nie kiepskie jej tłumaczenie, które omówię w dalszej części tej recenzji. Spis treści książki obejmuje, oprócz wymienionych już wyżej zagadnień, zasadę działania masera (amoniakalny, wodorowy, na ciele stałym) i lasera; tutaj podano bardzo fragmentaryczne opisy wielu laserów, metody kształtowania ich emisji, metody detekcji promieniowania oraz przykłady zastosowania laserów. W tym rozdziale przedstawiono m. in. optyczną komunikację, systemy modulacji i detekcji, holografie, obróbkę cieplną materiałów oraz przykłady zastosowania laserów stabilizowanych. Książka napisana jest w sposób zbyt analityczny, sztucznie rozgraniczający doświadczenie od teorii. Typowym tego przykładem jest rozdział traktujący o optycznych zjawiskach nieliniowych. Nie ukazuje ona w sposób właściwy bogactwa zjawisk fizycznych powstałych w wyniku rozwoju laserów. Czytelnik najpierw zmuszony zostaje do przestudiowania mniej lub bardziej złożonej teorii, by w końcu dowiedzieć się o jakie zjawisko fizyczne chodzi. Jest to, moim zdaniem, pewien mankament książki, który nie przesądza jednak o jej wartości. Uważam bowiem, że książka Brunnera, Radloffa i Junggo jest książką dobrą, a niektóre jej fragmenty, jak np. szkic teorii oddziaływań atom—pole promieniowania, czy teoria lasera — zasługują na wyróżnienie.

Ze szczegółowych mankamentów książki wymienię następujące. Autorzy, na str. 127 piszą o mocy pompującej do 20 MW. Jest to błąd. Wzbudzenie progowe określa się gęstością energii (w warunkach impulsowych) lub gęstością mocy (w przypadku działania ciągłego). Na str. 164 podano, że w laserze He-Ne udało się osiągnąć emisję o szerokości spektralnej poniżej 100 Hz. W rzeczywistości szerokość ta może wynosić poniżej 1 Hz. Wyraźnie niezręczne jest też sformułowanie Autorów we wstępie, że Franken i inni zakomunikowali o pierwszych badaniach z zakresu efektów optycznie nieliniowych. Tekst ten nic nie mówi czytelnikowi, a powinno się, po prostu powiedzieć, że Franken i inni zaobserwowali po raz pierwszy niezwykle zjawisko, jakim jest wytwarzanie drugiej harmonicznej światła. Na str. 164 moc oznaczono przez P , a stronę dalej — przez N .

Odnosnie do polskiego tłumaczenia książki, to zawiera ono niestety tyle błędów, że jego przydatność jest nader problematyczna. Oto omówienie niektórych uchybień.

Spis treści: § 1.2 „Einsteinowskie prawdopodobieństwo przejść”, powinno być: prawdopodobieństwo przejść według Einsteina. § 2 „Zasada masera i lasera”, powinno być: zasady działania maserów i laserów. § 4.2.2. „drżania własne rezonatora laserowego przy uwzględnieniu ugięcia”. Jest to wyjątkowo nieudane sformułowanie. Czytelnik może zrozumieć to jako ugięcie samego rezonatora, a przecież chodzi o zjawisko ugięcia światła. § 4.2.3. „kształty rezonatora” — raczej mówi się o rozmaitych rodzajach rezonatorów. § 4.3.1.1 znowu „zasady lasera...” I dalej (podaję numer strony i ewentualnie wiersza): 15^{pr}: „stała siła zwracająca”, a powinno być: siła kierująca albo quasisprężysta. 32^a: dla „kompleksowych współczynników...” powinno być: ... zespolonych.... 38^a: „na skutek cieplnych ruchów atomów występuje przesunięcie linii Dopplera”, nie wiadomo o co tutaj chodzi.

74₁: po co tzw. „liczba Fresnela”? , powinno być bez tzw.

87₆ i dalsze: „Gdy rozpatrujemy jedno drżanie własne rezonatora, to efektywne oddziaływanie fali stojącej z aktywnymi atomami będzie występowało tylko w miejscach o maksymalnym natężeniu pola, a więc na grzbietach fal” !! Zdanie powinno zakończyć się po słowie „pola”. Dodanie żargonu o grzbietach fal jest nie do przyjęcia.

88^a i dalsze: „wraz z rozpoczęciem pompowania dochodzi do obsadzenia górnego poziomu, z którego wychodzi (!! — F. K.) promieniowanie fluorescencyjne”. A więc według tłumaczy (którzy często mówią, że atom znajduje się na poziomie) „atom znajduje się na poziomie, z którego wychodzi promieniowanie!” 103^a: „superpromiennik” powinno być: wzmocniona emisja promieniowania. Jest to poprawna nazwa omawianego efektu. Autorzy książki nazywają ten efekt niewłaściwie, a tłumacze dodatkowo zamieniają jeszcze superpromienistość na superpromiennik. Nazwy superpromiennik nie używa się w ogóle.

109: w podpisie pod rys. „drżania wybozeniowe”, powinno być: zginające.

127^{aa}: „Oprócz tego przy odpowiednio silnym pompowaniu, dolne poziomy oscylacyjne są przez S_0 tak silnie opróżniane, że również na tych poziomach zachodzi akcja laserowa”, i dalej: „poziomy oscylacyjne wzbudzone za pomocą promieniowania pompującego przechodzą przez procesy relaksacyjne do najniższych stanów S_1 , stąd dokonuje się przejście fluorescencyjne, a tym samym laserowe”. Te i inne jeszcze sformułowania na tej stronie są wyjątkowo niecisłe.

129₁₆: „w przeciwieństwie do tego wydaje się możliwe zastosowanie do fizyki laserów za pomocą laserów barwnikowych zakresu fioletowego i nadfioletowego widma”! Zdanie bardzo nieudane.

130₁₆: „Od czasu skonstruowania pierwszych laserów ze względu na określone zastosowania...”!

130₁₁: „Wykonano próby, w wyniku których można natychmiast uzyskać natężenie promieniowania do 10^{16} W/cm² lub przy odpowiednim,...”. Co to znaczy natychmiast?

130₁₃: „W tym kierunku, tzn. rozszerzania akcji laserowej dla fal coraz krótszych postępuje przyszłościowy rozwój tej metody”. Zdanie bardzo niezręczne. Inne zdania na tej stronie są równie nieudane.

131₄: „Na początku pompowania rośnie liczba atomów znajdujących się na górnym poziomie laserowym, gdy liczba atomów, które w jednostce czasu przechodzą przez emisję spontaniczną lub relaksację na inne, energetycznie niżej leżące poziomy, jest mniejsza niż liczba atomów wzbudzonych promieniowaniem pompującym”. Konia z rzędem temu, kto zrozumie tę sentencję.

164₃: „Jak już przedstawiono, widmo częstotliwości lasera jest ograniczone przez szerokość linii aktywnych atomów lasera...” Aktywny atom lasera ma szerokość linii! Jest rzeczą dobrze znaną, że szerokość widmowa emisji lasera może być znacznie mniejsza od szerokości naturalnej linii, uwarunkowanej skończonym czasem emisji w procesie spontanicznym.

270₁₆: „Laser YAG szczególnie nadaje się do quasistacjonarnego wytwarzania impulsów z powodu swojej bardzo dużej szerokości linii możliwości przekazywania informacji przez kodowanie...” (! — F. K.)

271: „Światło lasera pracującego na fali ciągłej...”, powinno być: lasera o działaniu ciągłym.

271₆ i dalsze: „Z możliwości synchronizacji modów wyniknął szczególnie korzystny sposób modulacji impulsowej w zakresie optycznym, który ułatwia starania (!-F. K.) o dużą moc impulsową...”. Opadają ręce, gdy czyta się takie zdania.

A oto przykłady złej pisowni nazwisk i nazw. Wielokrotnie zniekształcone jest nazwisko fizyka A. L. Schawlowa. Już we wstępie napisano „Szawłow”, na str. 67 „Schawłow”, a na str. 309 „Schwałow”. I dalej:

57₉: „Fefera”, powinno być: „Fehera”

94₁: „granat aluminiowo-itrowy”, powinno być „granat glinowo-itrowy”

131₃: ang. Q-Switch-Laser”, powinno być „Q-switching” lub „Q-switched Laser”

167₁₂: jest „interferens”, powinno być „interferes”.

167₁₉: jest „Radlogg”, powinno być „Radloff”.

176₉: jest „Hanburg, Brown i Twiss”, powinno być „Hanbury Brown i Twiss”.

241₁₅: jest „Krindatsch”, powinno być „Krindacz”.

254₉: jest „Suschtsoinski”, powinno być „Szuszczeński”

258₁: „nitrobenzol”, powinno być „nitrobenzen”

270₁: jest „pirometrycznych”, powinno być „piroelektrycznych”

286₁₅: jest „invers”, powinno być „inverse”

286₁₅: jest „dołku Lamby”, powinno być „włębienie (dip) Lamby”

A oto przykłady złej korekty:

27₈: „korekcji”, powinno być „kreacji”.

Wzór (5.14) na str. 164 zamiast

$$\Delta\nu = \frac{\pi h\nu}{p} \Delta\nu c^2 \quad \text{powinien być: } \Delta\nu = \frac{\pi h\nu}{p} (\Delta\nu c)^2.$$

Nie sposób przytoczyć w krótkiej recenzji dalszych poważnych błędów tłumaczy. Jest ich wiele. W ten sposób książka, która na pewno nie należy do wyróżniających się, ale mogłaby spełniać pozytywną rolę, tej roli nie spełni.

Franciszek Kaczmarek

Instytut Fizyki
Uniwersytet A. Mickiewicza
Poznań

J. B. A. England: *Metody doświadczalne fizyki jądrowej*. Z języka angielskiego tłumaczyli: M. Kiścińska-Habior, B. Sikora, M. Świecki, M. Dąbrowska i J. Siemińska, PWN, Warszawa 1980, s. 648, cena zł 150.—

Od wielu lat odczuwano w polskiej literaturze naukowej brak obszerniejszego podręcznika poświęconego technice stosowanej w eksperymentalnej fizyce jądrowej. Dość wspomnieć, że ostatni wydany przez PWN podręcznik J. Massalskiego *Detekcja promieniowania jądrowego* pochodzi z roku 1959. Krótkie opisy zasad niektórych metod eksperymentalnych zawarte w książce *Wstęp do fizyki jądra atomowego* A. Strzałkowskiego czy w książeczce *Eksperyment w fizyce jądrowej* W. Kuscha nie mogły, rzecz jasna, sprostać zaopatrzeniu szerokiego kręgu specjalistów pracujących w Polsce w dziedzinie fizyki jądrowej i nauk pokrewnych. Tak więc z uznaniem powitać należy inicjatywę PWN przetłumaczenia na język polski znakomitej monografii znanego fizyka brytyjskiego J. B. A. Englanda *Techniques in Nuclear Structure Physics*.

Z uwagi na szybki postęp w technice eksperymentów jądrowych wszelkie monograficzne opracowania z tej dziedziny podlegają szybkiemu procesowi starzenia się. Dlatego też tego typu monografie obejmują zwykle stan wiedzy do określonej daty. Książka Englanda ukazała się w Anglii w roku 1974, uwzględnia więc poziom techniki eksperymentalnej osiągnięty do roku 1973. Główną zaletą tej książki jest ogromna liczba odnośników do literatury oryginalnej (łącznie 1881 pozycji). Umożliwia to czytelnikowi sprawdzenie poprawności cytowanych wzorów i szczegółowe zrozumienie opisywanej metody w przypadku niejasności opisu. Widać również wyraźnie, że książka jest pisana przez fachowca, który sam jest autorem wielu oryginalnych i praktycznych rozwiązań instrumentalnych, szczególnie w dziedzinie reakcji jądrowych.

W rozdziale pierwszym Autor omawia detektory promieniowania jądrowego. Na szczególne wyróżnienie zasługuje tutaj rozdział o detektorach półprzewodnikowych. Brak informacji o metodach detekcji wykorzystujących kanałowe wzmacniacze elektronów (channeltrony). Zbyt skromnie przedstawiono rozdział o komorach proporcjonalnych, brak informacji o komorach dryfowych. Rozdział drugi pt. „Aparatura podstawowa” poświęcono takim problemom, jak pomiar prądu, ładunku i emitancji wiązki jonów, prowadzenie i kolimacja wiązki, tarcz oraz elektronicznej obróbce sygnałów z detektorów i usuwaniu zakłóceń. Zbyt skąpo potraktowano tutaj problem przyrządzania tarcz, praktycznie brak informacji o bezkierunkowych tarczach gazowych typu strumieniowego *jet*, brak informacji o podstawowym sposobie usuwania błędów geometrycznego polarymetru przez obrót oraz o optymalizacji geometrii analizatora polaryzacji. Rozdział trzeci zawiera zwięzłe omówienie zasad działania podstawowych typów akceleratorów stosowanych w fizyce jądrowej. Autor celowo pomija akceleratory wysokich energii na korzyść opisu mniej znanych odmian generatorów kaskadowych typu dynamitronu lub opartych o zasadę izolowanego rdzenia. Ustęp o źródłach jonów jest już mocno przestarzały, nie uwzględniający źródeł ciężkich jonów opartych o zjawisko rozpylania katodowego, elektronowy rezonans cyklotronowy (ECR) lub jonizację silnym strumieniem elektronów (EBIS). Rozdział czwarty pt. „Spektrometry i spektrografy magnetyczne” stanowi znakomity wstęp do projektowania systemów prowadzenia i analizy wiązki cząstek naładowanych za pomocą pól magnetycznych. Metody identyfikacji cząstek przedstawione są w rozdziale piątym. Szczególną wartością dla eksperymentatora stanowi tutaj część poświęcona metodzie teleskopowej z przelotowymi detektorami. Autor podaje tu wiele szczegółów doświadczalnych pochodzących z własnej praktyki.

Mniej udany wydaje mi się rozdział szósty traktujący o pomiarach koincydencyjnych, pomiarach korelacji kątowych i czasów życia. Zbyt wiele miejsca poświęcono tutaj teorii korelacji kątowych. Autor ograniczył się do przepisania w sposób mniej lub więcej skrócony wyprowadzeń ogólnych wzorów korelacyjnych z kilku znanych, ogólnie dostępnych podręczników opracowań np. Fraunfeldera i Steffena, Rosego, Brinka i Satchlera, Edmonsa oraz Biedenharna i Rosego. Stanowczo zbyt mało miejsca poświęcił stronie eksperymentalnej. W szczególności, brak analizy uwzględniającej skończoną geometrię detektorów. Pominięto problemy pomiarów krotności emitowanych kwantów gamma i cząstek jądrowych w obszarach widma ciągłego. Opuszczono również trudny problem wydajności układu detekcyjnego w pomiarach przekrojów czynnych dla procesów związanych z emisją wielu cząstek. Ostatni, siódmy rozdział poświęcił Autor zagadnieniom związanym z wiązkami cząstek spolaryzowanych i spolaryzowanych tarcz. Wyczerpująco omówione są tutaj źródła spolaryzowanych jonów o spinie 1/2 oraz metody wytwarzania spolaryzowanych tarcz.

Przechodząc do oceny książki trzeba stwierdzić, że stanowi ona obszerne kompendium eksperymentalnej fizyki jądrowej napisane przez wybitnego fachowca w tej dziedzinie. Książka może z dużym pożytkiem służyć fizykom jądrowym prowadzącym prace doświadczalne, wykładowcom fizyki jak również studentom jako literatura uzupełniająca. Tłumaczenie książki jest bardzo staranne i praktycznie bezbłędne. Z obowiązku recenzenta wymienić muszę drobne zauważone usterki. Na str. 19 w wierszu 22 od góry powinno być „*D* jest znane jako *stała strzałka*”, bo jest to przesunięcie śladu (analogia ze strzałką ugięcia). Metoda natomiast jest metodą stałej strzałki. Na str. 114 w wierszu 9 od góry zamiast strumienia powinien być termin strimer (ang. *streamer*). Jest to specyficzny kanał zjonizowanego gazu, a nie strumień elektronów. To samo dotyczy innych zdań w tym rozdziale, w których użyto słowa strumień w podobnym znaczeniu. Na str. 115 w wierszu 5 od góry powinno być „na czele lawiny” zamiast „na czele lawiny”.

Andrzej Budzanowski

Institut Fizyki Jądrowej
Kraków

KRONIKA

IUPAP

Podajemy skład w kadencji 1981—84 Komitetu Wykonawczego Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) oraz nazwiska przewodniczących, sekretarzy i polskich członków poszczególnych Komisji.

Komitet Wykonawczy: prezes — Kai Siegbahn (Uppsala), poprzedni prezes — Leonard Sosnowski (Warszawa), pierwszy wiceprezes — D. A. Bromley (New Haven, Conn.), sekretarz generalny — Larkin Kerwin (Québec), zastępca sekretarza generalnego — Jan S. Nilsson (Göteborg), wiceprezesa — P. Aigrain (Paryż), I. Imai (Tokio), O. Madelung (Marburg), M. Matyas (Praga), P. Mazur (Lejda), M. G. K. Menon (New Delhi), J. A. Ossipjan (Czernogółwka), D. Sette (Rzym).

Komisje:

C-2, Symboli, Jednostek, Terminologii, Mas Atomowych i Stałych Fizycznych, przew. V. I. Goldansky (Moskwa), sekr. R. C. Barber (Winnipeg).
C-3, Termodynamiki i Mechaniki Statystycznej, przew. C. Domb (Londyn), sekr. J. L. Lebowitz (New Brunswick, N. J.), I. Białyński-Birula (Warszawa).

C-4, Promieniowania Kosmicznego, przew. A. W. Wolfendale (Durham), sekr. A. E. Czudakow (Moskwa), J. Wdowczyk (Łódź).

C-5, Bardzo Niskich Temperatur, przew. R. C. Richardson (Ithaca, N. Y.), sekr. F. D. M. Pobell (Jülich).

C-6, Publikacji, przew. F. Stenman (Helsinki), sekr. H. Lotsch (Nussloch), W. Czyż (Kraków).

C-7, Akustyki, przew. R. T. Beyer (Providence, R. I.), sekr. H. Kuttruff (Akwisgran), A. Śliwiński (Gdańsk).

C-8, Półprzewodników, przew. C. Hilsum (Malvern) sekr. R. Enderlein (Berlin, NRD).

C-9, Magnetyzmu, przew. Mary B. Stearns (Dearbor,

Mich.), sekr. Y. Ishikawa (Sendai), J. A. Morkowski (Poznań).

C-10, Struktury i Dynamiki Materii Skondensowanej, przew. A. A. Maradudin (Irvine, Calif.), sekr. M. Tosi (Triest).

C-11, Cząstek i Pól, przew. L. D. Solowiow (Sierpuchow), sekr. Y. Yamaguchi (Tokio).

C-12, Fizyki Jądrowej, przew. J. Yoccoz (Paryż), sekr. G. A. Bartholemew (Chalk River).

C-13, Rozwoju, przew. H. B. G. Casimir (Heeze), sekr. J. W. McGowan (Londyn).

C-14, Kształcenia w Fizyce, przew. R. Sexl (Wiedeń), sekr. P. J. Kennedy (Edynburg).

C-15, Fizyki Atomowej i Molekularnej oraz Spektroskopii, przew. C. Nordling (Uppsala), sekr. H. Walther (Garching).

C-16, Fizyki Plazmy, przew. H. Wilhelmsson (Göteborg), sekr. I. Iova (Bukareszt).

C-17, Elektroniki Kwantowej, przew. D. J. Bradley (Dublin), sekr. K. Junge (Berlin, NRD).

C-18, Fizyki Matematycznej, przew. A. S. Wightman (Princeton, N. J.), sekr. G. Gallavotti (Rzym), R. Rączka (Warszawa).

Mieczysław Sowiński prezesem PAA

Prezes Rady Ministrów powołał dr Mieczysława Sowińskiego na stanowisko prezesa Państwowej Agencji Atomistyki.

Sowiński studiował fizykę na Uniwersytecie w Kazaniu (ZSRR). W latach 1955—59 był asystentem w Katedrze Fizyki Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego, a w latach 1959—73 pracował w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku. Stopień doktora nauk fizycznych uzyskał w Uniwersytecie Warszawskim w 1967 r. Głównym przedmiotem jego badań jest rozszczepienie jądrowe.



Mieczysław Sowiński w czasie promocji doktorskiej

Borna — nagrodę otrzymał fizyk niemiecki Wolfgang Kaiser, profesor Politechniki Monachijskiej, za fundamentalne prace z dziedziny optyki nieliniowej i spektroskopii pikosekundowej. Nagroda została wręczona w Londynie.

Wolfgang Kaiser studiował fizykę na Uniwersytecie w Erlangen. Kilka lat pracował w amerykańskich laboratoriach w Uniwersytecie Purdue i w Bell Laboratories. Zajmował się optyką półprzewodników. Od 1960 r. prowadzi badania w dziedzinie fizyki laserów i optyki nieliniowej. Badał m. in. zjawisko stymulowanego rozpraszania Ramana, Brillouina i Rayleigha. W wymuszonym rozproszeniu ramanowskim odkrył silne impulsy świetlne rozpraszane ku tyłowi. Stosując spektroskopię opartą na ewolucji w czasie można było wyznaczyć metodą optyczną czas życia fononów. Kaiser przyczynił się też znacznie do zrozumienia wpływu rozpraszania Ramana i rozpraszania Brillouina na powstawanie i czas trwania samogniskowania światła laserowego. W ostatnich latach opracowano w laboratorium Kaisera technikę wzbudzania i precyzyjną metodę badania pikosekundowych impulsów laserowych i zastosowano ją do pomiarów bardzo szybkich procesów relaksacji.

Phys. Blätt. 38, No 4 (1982)

B. W.

Medal Łomonosowa dla Sawicza

Paweł Sawicz, znany jugosłowiański fizyk jądrowy, członek Serbskiej Akademii Nauk i Sztuk, dyrektor Instytutu Badań Jądrowych im. Borysa Kidricza, otrzymał od prezydium Akademii Nauk ZSRR złoty Medal Łomonosowa.

Sawicz ukończył uniwersytet w Belgradzie. Wiele lat pracował w Paryżu. W 1938 r. wspólnie z Ireną Joliot-Curie badał produkty oddziaływania neutronów z uranem. Stwierdził występowanie pierwiastka wykazującego własności chemiczne uderzająco podobne do lantanu. Wynik ten stanowił ważny krok na drodze do odkrycia rozszczepienia jądrowego. Fizyka jądrowa nie jest jedyną dziedziną zainteresowań Sawicza. W ostatnich latach zajmował się zjawiskami fizycznymi w warunkach ekstremalnych — w bardzo niskich temperaturach i pod bardzo wysokimi ciśnieniami.

Vest. Akad. Nauk SSSR, No 6 (1982)

B. W.

Nagroda Maxa Borna

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki przyznają wspólnie co roku (raz fizykowi niemieckiemu, raz fizykowi brytyjskiemu) Nagrodę Maxa Borna dla upamiętnienia jego działalności naukowej w Niemczech i w Wielkiej Brytanii. W 1982 r. — roku setnej rocznicy urodzin

Nagroda Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego dla Tauca

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne przyznało Nagrodę Franka Isaksona za 1982 r. Janowi Taucowi w uznaniu „jego pionierskich prac nad własnościami optycznymi i strukturą elektronową półprzewodników amorficznych”. Jan Tauc, wybitny specjalista w dziedzinie optyki półprzewodników pracował wiele lat w Instytucie Fizyki Technicznej Czechosłowackiej Akademii Nauk, obecnie prowadzi badania w Brown University w Providence. Polskim fizykiem dobrze znana jest jego książka *Zjawiska fotoelektryczne i termoelektryczne w półprzewodnikach*, którą w polskim tłumaczeniu wydało PWN w 1966 r.

Bull. Am. Phys. Soc. 27, No 3 (1982)

B. W.

Papież w CERN-ie

W połowie czerwca 1982 papież Jan Paweł II był w Genewie, gdzie odwiedził Międzynarodowe Biuro Pracy, centralę Międzynarodowego Czerwonego Krzyża oraz CERN.

W CERN-ie powitał go Dyrektor Generalny H. Schopper, po czym Papież oglądał Przecinające się Pierścienie Magazynujące (ISR) i kilka innych instalacji. Następnie Jan Paweł II wygłosił po francusku przemówienie do zgromadzonych pracowników CERN-u i ich rodzin. Przemówienie to było transmitowane „na żywo” przez TV szwajcarską. Poniżej podajemy kilka wyjątków (cytujemy za *CERN Courier*).

„Pragnę wam podziękować za życzliwe przyjęcie. Dziwy, które pokazaliście i wyjaśnialiście mi, na ile mogłem je zrozumieć, dały mi lepsze pojęcie tego, co było głównym zadaniem CERN-u od prawie trzydziestu lat. Ponad dwa tysiące uczonych ze stu czterdziestu uniwersytetów i laboratoriów narodowych przybywa tu, aby prowadzić badania w fizyce cząstek korzystając z urządzeń, które nigdy nie mogłyby powstać ze środków poszczególnych państw członkowskich. CERN jest więc głównym europejskim ośrodkiem poświęconym badaniom podstawowym w dziedzinie budowy materii i jednym z największych na świecie laboratoriów w tym zakresie nauki.

Jesteście przede wszystkim badaczami. Jako uczeni i technicy pracujecie wspólnie dla sprawy

ponad jakikolwiek samolubny interes, dla sprawy czystego badania, którego jedynym celem jest postęp wiedzy naukowej. Wasza działalność wymaga narzędzi pozwalających na osiągnięcie bardzo wysokich energii, mianowicie akceleratorów i przecinających się pierścieni magazynujących. Ale waszą gwiazdą przewodnią jest pasja dokonywania odkryć.

... Krótko mówiąc usiłujecie rozszyfrować tajemnicę materii, jej budowę, jej fundamentalną energię. Dlatego nie tylko wszyscy uczeni, ale wszyscy ludzie myślący, którzy zastanawiają się nad tymi problemami i, można powiedzieć cała ludzkość, są zainteresowani nimi, a przynajmniej dotyczą ich one — ostatecznie odkrywa się tu część ich własnej tajemnicy.

Mówię „część”, bo wobec bezmiaru i złożoności tego, co pozostaje jeszcze do odkrycia, jesteście, jako rzetelni uczeni, pełni pokory. Czy materia jest zbudowana z fundamentalnych niepodzielnych



Papież Jan Paweł II rozmawia (po polsku) z prof. J. Prentkim, byłym kierownikiem Oddziału Teorii CERN-u. Między nimi stoi Dyrektor Generalny CERN-u — prof. H. Schopper. Fot. CERN

składników? Jakie siły rządzą ich oddziaływaniami? Odpowiedzi na te pytania wydają się odsuwać w miarę waszych postępów. ... W konkluzji niech mi wolno będzie poruszyć kwestię możliwych

zastosowań wyników waszych badań, nawet jeśli nie są bezpośrednio związane z waszą pracą, waszą odpowiedzialnością i celami tego laboratorium. Historia pokazała, że odkrycia nowych zjawisk prowadzą po pewnym czasie do zadziwiających zastosowań, często zupełnie nieoczekiwanych. Wasze państwa członkowskie, ich rządy i technicy niewątpliwie już śledzą wasze badania z uwagą tym większą, że przewidują ich intensywną eksploatację prędzej lub później. Jakie zastosowania mogą wyniknąć z wiedzy o budowie atomu i możliwości jego rozłożenia?

Ludzie mogą użyć wiedzy w celach dobrych lub złych. Najlepszy użytek to służba ludzkości i jej rozwojowi na polu ochrony zdrowia, produkcji żywności, ochrony środowiska. Najgorszym byłoby zniszczenie równowagi ekologicznej, wytworzenie niebezpiecznego poziomu promieniotwórczości, a najgorsze ze wszystkiego — produkcja narzędzi zniszczenia, których potęga i których ilość są już obecnie ogromnie niebezpieczne.

Stoimy wobec wielkiego moralnego wyzwania — musimy zestroić siły techniki zrodzonej z nauki z siłami sumienia. „Sumienie musi być zmobilizowane!” Nauka i sumienie idąc ramię w ramię będą służyć ludzkości. Inaczej mówiąc, trzeba zwrócić baczność uwagę na kwestię, jak człowiek posługuje się tymi odkryciami i jakie motywy kierują jego wyborem.”...

CERN Courier 22, No 7 (1982)

B. W.

Letnia szkoła fizyki dla uczniów licealnej klasy uniwersyteckiej

W dniach od 5 do 9 czerwca 1982 odbyła się w Zakopanem III Letnia Szkoła Fizyki dla uczniów klasy uniwersyteckiej o profilu fizycznym — klasy IIIB z I Liceum Ogólnokształcącego w Krakowie. Szkoła była zorganizowana przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego i przez I LO w Krakowie i była praktycznie sfinansowana przez Uniwersytet Jagielloński.

Klasa IIIB liczy 24 uczniów. Fizyka prowadzona jest dla nich od pierwszego roku liceum przez pracowników Instytutu Fizyki UJ — teoretyka i doświadczalnika (dr Z. Gołąb-Meyer i mgra M. Gołąba). Po udanych poprzednich szkołach fizyki dla uczniów tej klasy, a także innej klasy uniwersyteckiej, postanowiono zorganizować w tym roku uczniom szkołę fizyki w czasie trwania XXII

Letniej Szkoły Fizyki Teoretycznej w Zakopanem. W tym samym czasie odbywał się w Zakopanem Zjazd Naukowych Kół Studentów Fizyki. Wycho-dzono z założenia, że duża koncentracja fizyków i ułatwione kontakty z nimi mogą działać zachęcająco do dalszych studiów fizyki i nauki języków obcych.

Tematyka czerwcowej szkoły skupiała się głównie na dwóch zagadnieniach: fizyka cząstek elementarnych oraz problemy związane z II zasadą termodynamiki. Wykłady odbywały się zarówno w języku polskim, jak niemieckim i angielskim. Ze względu na krótki czas trwania szkoły (5 dni) zrezygnowano z jednego z głównych punktów programu poprzednich szkół — z rozwiązywania zadań.

Korzystając z obecności w Zakopanem wielu fizyków zaproszono do współpracy prof. K. Zalewskiego z Krakowa („II zasada termodynamiki”) dra H. Cvitanovica, Nordita („The way to chaos”), prof. T. Ruijgroka z Utrechtu („Der Weg zur Zustandsgleichung”, „Variationsprinzipien”), dra Charling Tao z CERN-u („The biggest experiment in the world”), dra Kolanoskiego, DESY (Über DESY”), mgra W. Dulińskiego z Krakowa („O licznikach cząstek elementarnych”). Niektóre z wygłoszonych przez gości wykładów były wspólne dla uczniów i studentów. Niektóre były, oczywiście, zbyt trudne dla licealistów bądź z powodów merytorycznych, bądź z powodów językowych. Nie powodowało to jednak zniechęcenia, wręcz przeciwnie, uczniowie w późniejszych dyskusjach i pytaniach starali się wyjaśniać swoje wątpliwości.

Ponadto uczniowie przygotowali seminaria: przepływ wstęgowy, fale uderzeniowe (na podstawie podręcznika Feynmana), klasyfikacja cząstek elementarnych (na podstawie artykułów z *Scientific American*) *Energietransport durch eine Welle; Allgemeine Überlegungen zur Entropieprinzip* (z podręczników W. Kuhna), programowanie w języku BASIC (klasa ma programowalny w tym języku kalkulator kieszonkowy).

Uczniowie mieli dziennie cztery do pięciu godzin zajęć. Mimo pięknej pogody frekwencja na zajęciach była 100%. W wolnych chwilach przygotowywali seminaria oraz zajmowali się programowaniem i wykonywaniem obliczeń na programowalnym kalkulatorze, który otrzymali od swoich holenderskich kolegów, uczniów liceum w Zeist.

Kontakty z prowadzącymi wykłady nie ograniczały się tylko do sali wykładowej, a miłym wyrazem tych kontaktów był rozegrany pod Krokwią mecz piłki nożnej: uczniowie I LO kontra uczestni-

cy XXII Letniej Szkoły Fizyki Teoretycznej. Wynik: 5:1 dla uczniów.

W sumie można stwierdzić, że szkoła była bardzo udana i, jeśli nic nie stanie na przeszkodzie, następna odbędzie się w czerwcu 1983. Wielu uczestników XXII Letniej Szkoły Fizyki Teoretycznej wyraziło chęć współpracy ze szkołą uczniowską.

Zofia Gołąb-Meyer

Stulecie urodzin Wacława Dziewulskiego

W ubiegłym roku minęła setna rocznica urodzin Wacława Dziewulskiego.

Wacław, syn Eugeniusza również fizyka, urodził się 29 września 1882 r. w Warszawie. Studia rozpoczął w 1901 r. na Wydziale Mechanicznym Politechniki Warszawskiej; przerwać je musiał po strajku szkolnym w 1905. Po roku przerwy wyjechał na studia fizyki do Getyngi, która w owym czasie była jednym z najsilniejszych ośrodków fizyki. Pod kierunkiem Voigta rozpoczął badania magnetoptycznego zjawiska Kerra. Opracował nową precyzyjną metodę pomiaru małych kątów obrotu płaszczyzny polaryzacji i wspólnie z Voigtem skonstruował odpowiednią aparaturę. Badał związki zjawiska Kerra ze zjawiskiem Faradaya. Opanował także do perfekcji nową wówczas technikę wytwarzania cienkich warstw metalicznych. W roku akad. 1911/12 był u Rutherforda w Manchesterze, gdzie badał zjawisko Zeemana w wodorze. Po powrocie do Getyngi doktoryzował się w 1913 r. na podstawie pracy na temat dyspersji magnetoptycznego zjawiska Kerra. Praca ta zwróciła uwagę Smoluchowskiego, który zaprosił Dziewulskiego na asystenturę do Uniwersytetu Jagiellońskiego. Krótko tam pracował — wybuch I wojny światowej zastał go w Warszawie. Nie mógł się już przedostać do zaboru austriackiego. Rozpoczął wtedy badania promieniotwórczości w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego. W 1915 r. wstąpił do Legionów — służył w artylerii. Po rozwiązaniu Legionów w 1916 r. powrócił do Warszawy, gdzie został asystentem prof. Wierusza-Kowalskiego w Uniwersytecie Warszawskim. Prowadził tam także wykłady zleczone z fizyki teoretycznej. W 1919 r. został powołany na zastępcę profesora fizyki doświadczalnej w Uniwersytecie Stefana Batorego, dwa lata później został mianowany profesorem nadzwyczajnym.

Brał udział w wojnie 1920 r. znowu jako artylerzysta.

Kilka pierwszych lat w Wilnie Dziewulski musiał poświęcić na stworzenie pracowni studenckich i laboratorium. Dokonawszy tego rozpoczął kompleksowe badania cienkich warstw metalicznych. W ciągu sześciu lat zebrał wraz ze swymi uczniami (m. in. z Henrykiem Niewodniczańskim) duży materiał doświadczalny. Nie publikował kolejnych etapów pracy, niektóre z nich tylko referował na Zjazdach Fizyków Polskich. Pragnął stworzyć obszerne dzieło, przedstawiające w możliwie pełny sposób własności warstw metalicznych. Uważał, że wszystkie wyniki doświadczalne i rozważania teoretyczne muszą być wielokrotnie sprawdzone. Zmarł 10 sierpnia 1938 r. zanim ukończył swoje dzieło.

Dziewulski poświęcił wiele czasu sprawom związanym z planowaniem Instytutu Fizyki Technicznej. Projekt założenia takiego instytutu był zainicjowany przez Polskie Towarzystwo Fizyczne i uzyskał akceptację władz państwowych. Wojna przerwała działania w tym kierunku. Dziewulski był także członkiem komitetów redakcyjnych *Acta Physica Polonica* i czasopisma *Fizyka i Chemia w Szkole*. Był członkiem założycielem Towarzystwa Fizycznego w Warszawie (1919 r.) i Polskiego Towarzystwa Fizycznego (1921 r.).

B. W.

Stulecie urodzin Jamesa Francka

James Franck urodził się 26 sierpnia 1882 r. w Hamburgu. Studiował fizykę na Uniwersytecie Berlińskim, który ukończył w 1906 r. Zajmował się badaniami zjawisk zachodzących przy wyładowaniach w gazach. W 1913 r. badając zderzenia atom-elektron wykonał z Gustawem Hertzem doświadczenie potwierdzające teorię atomu Bohra i dające możliwość wyznaczania energii stanów kwantowych atomu. Obaj otrzymali za to wspólnie w 1925 r. Nagrodę Nobla.

W 1920 r. Franck został profesorem Uniwersytetu w Getyndze. Zajmował się tam badaniami energii dysocjacji atomów i cząsteczek. Ustalił empiryczną zasadę, którą Condon ujął potem w precyzyjną formę matematyczną (tzw. zasada Francka-Condon). Ustala ona reguły wyboru odnoszące się do występujących w widmach molekularnych pasm oscylacyjnych.

Ze względu na swoje żydowskie pochodzenie wyemigrował w 1935 r. z Niemiec. Był profesorem Uniwersytetu w Chicago. Prowadził badania fotosyntezy.

Franck był przeciwny użyciu broni jądrowej. W 1945 r. wspólnie z paroma innymi fizykami wystąpił do prezydenta Stanów Zjednoczonych z projektem (tzw. raport Francka), aby nie rzucać bomby jądrowej na Japonię, lecz zaprosić przedstawicieli Japonii do obejrzenia takiej eksplozji na terenie niezamieszkałym.

Po wojnie Franck, wstrząśnięty tragedią Żydów, nie chciał już wrócić do Niemiec. Ulegając jednak namowom przyjaciół kilkakrotnie odwiedził swoją ojczyznę. Zmarł w czasie jednej z tych wizyt, 21 maja 1964 r. w Getyndze.

Phys. Blätt. 38, No 8 (1982)

B. W.

Oddziaływania psychiczne?

Czasopismo amerykańskiego Instytutu Inżynierów Elektryków i Elektroników — *Proceedings of the IEEE* — w numerze z lutego 1982 zamieszcza obszerny artykuł Roberta G. Jahna na temat oddziaływań psychicznych: „The persistent paradox of psychic phenomena: an engineering perspective”. Artykuł został napisany na zamówienie Redakcji *Proc. IEEE* i celem jego jest przedstawienie stanu obecnego i prognoz badań naukowych nad tzw. zjawiskami psychicznymi. Autor jest z wykształcenia fizykiem i inżynierem, obecnie dziekanem Wydziału Inżynierii i Nauk Stosowanych Uniwersytetu Princeton. Jego główną dziedziną badań jest dynamika gazów w wysokich temperaturach, kinetyka gazów zjonizowanych, dynamika plazmy. Zjawiskami psychicznymi zainteresował się przed kilku laty, gdy zgodził się objąć opiekę nad pracą dyplomową poświęconą tym zjawiskom.

W ostatnich latach wiele poważnych laboratoriów zbiera dane, które sugerują, że czasami zdarza się, że świadomość ludzka może uzyskać informacje nieosiągalne poprzez żaden znany mechanizm fizyczny, oraz że może wpływać na zachowanie się systemów i przebieg procesów fizycznych. W artykule, po wstępnym szkicu historycznym i omówieniu stosowanej terminologii, Jahn daje przegląd współczesnych badań, głównie w dziale psychokinezy (tj. wpływu świadomości na układ fizyczny lub biologiczny, przy czym przekaz energii może wahać się od mikroskopowych za-

burzeń na poziomie atomowym do makroskopowych odkształceń) i w dziale pozazmysłowej percepcji (telepatia, jasnowidzenie, przeczucia itp.). Omówione są wyniki eksperymentów „widzenia na odległość”, prowadzone przez różne laboratoria. Sam autor prowadzi badania w dziale psychokinezy. Szczegółowo omawia jedną z metod badawczych, stosowanych w Uniwersytecie Princeton, wykorzystującą elektroniczny generator zdarzeń przypadkowych. Dotychczasowe pomiary wskazują wprawdzie, że obserwator może oddziaływaniem psychicznym wpływać czasem na rozkłady zdarzeń, wyniki jednak nie są konsystentne i powtarzalne. Autor omawia także możliwe modele teoretyczne oddziaływań psychicznych, aczkolwiek wyraźnie stwierdza, że nie osiągnięto jeszcze żadnych zadowalających rezultatów.

Oddziaływania psychiczne wzbudzają zainteresowanie poważnych ośrodków naukowych w wielu krajach, a przede wszystkim w USA i w ZSRR. W USA, np. prowadzi się, wprawdzie w małej skali, takie badania w ok. dwudziestu uniwersytetach.

Proc. IEEE 70, No 2 (1982)

B. W.

Powierzności, fizyka, chemia, mechanika

Akademia Nauk ZSRR rozpoczęła wydawanie nowego czasopisma *Powierzności, fizyka, chemia, mechanika*. Redaktorem Naczelnym jest E. P. Wielichow. Miesięcznik zamieszcza prace oryginalne i przeglądowe z dziedziny fizyki, chemii i mechaniki zjawisk powierzchniowych, metod wytwarzania powierzchni i międzypowierzni i zastosowań do wytwarzania nowych materiałów. Zawiera także sprawozdania z konferencji, seminariów i szkół odbywających się zarówno w ZSRR, jak i w innych krajach.

Vestn. Akad. Nauk SSSR No 7 (1982)

B. W.

O. Wołczek
(1922—1982)

Dnia 24 sierpnia 1982 zmarł dr Olgierd Wołczek. Był z wykształcenia chemikiem. Pracował w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu War-

szawskiego, a następnie w Instytucie Badań Jądrowych. Stopień doktora nauk fizycznych uzyskał w IBJ. W IFD UW skonstruował urządzenie do wydzielania deuteru, przeznaczone do badań reakcji jądrowych przy pomocy akceleratora. W toku tej pracy uległ poważnemu wypadkowi skutkiem wybuchu wodoru i utracił zdolność widzenia w jednym oku.

Z IBJ Wołczek przeszedł do pracy w Urzędzie Pełnomocnika Rządu ds. Wykorzystania Energii Jądrowej, a następnie do Wojskowego Instytutu Medycyny Lotniczej.

Olgierd Wołczek był żywo zainteresowany astronautyką. Był członkiem Międzynarodowej Akademii Astronautycznej, założycielem i wiceprezesem Polskiego Towarzystwa Astronautycznego.

Informacje dla autorów

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postępy Fizyki* **24**, 701 (1973); **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, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przechowywanie 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 doręczycieli.

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

B. Muchotrzeb — Kosmologia	3
G. 't Hooft — Teorie z cechowaniem sił między cząstkami elementarnymi (tłum. J. Kalinowski)	19
RÓŻNE	
I. S. Szapiro — Historia odkrycia równań Maxwella (tłum. W. Kruczek)	53
WSPOMNIENIA-ROZCZNIKI	
B. Średniawa — Stulecie odkrycia ruchów Browna w gazach przez Łukasza Bodaszewskiego	71
NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE	
J. Glazer — Otrzymywanie obrazów torów cząstek metodą kserograficzną	75
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	85
RECENZJE	89
KRONIKA	95

CONTENTS

B. Muchotrzeb — Cosmology	3
G. 't Hooft — Gauge Theories of the Forces Between Elementary Particles	19
MISCELLANEA	
I. S. Szapiro — On the History of Inventing the Maxwell's Equations	53
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
B. Średniawa — Centenary of the Discovery of the Brownian Motion in Gases by Łukasz Bodaszewski	71
NEW DEVICES AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES	
J. Glazer — The Application of Xerography Method for Imaging of Particle Trajectories	75
MEETINGS AND CONFERENCES	85
REVIEWS	89
CHRONICLE	95