
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 28
ZESZYT 6
1977

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr ADAM KUJAWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI — „Postępy Fizyki”

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — „Acta Physica Polonica”

Doc. dr TOMASZ HOFMOKL — „Delta”

Prof. dr ROMAN INGARDEN — „Reports on Mathematical Physics”

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

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

Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Głiwice*)

Dr MAREK ZRALEK (*Katowice*)

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

Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)

Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (*Lublin*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)

Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)

Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)

Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

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

Doc. dr ANIELA WOLSKA (*Warszawa*)

Prof. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*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 28, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1977

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. rzecz. PAN,
Członkowie — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Zygmunt Ajduk

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

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
Doc. dr hab. *Witold Waclawek* (Częstochowa)
Dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
Doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
Dr *Elżbieta Zipper* (Katowice)
Dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
Mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
Doc. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)
Doc. dr *Mieczysław Piróg* (Opole)
Dr *Andrzej Gaj* (Poznań)
Mgr *Alina Lakner-Małowicz* (Szczecin)
Dr *Hanna Męczysłowska* (Toruń)
Doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
Dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2907+93 egz. Ark. wyd. 7,0. Ark. druk. 5²²/₁₆. Papier druk.
sat. kl. III. 70 × 110, 70 g. Oddano do składania we wrześniu 1977.
Podpisano do druku w grudniu 1977. Druk ukończono w grudniu 1977.
Zam. 847/77 C-24. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Łipcowego 13

W 25 rocznicę śmierci Tadeusza Malarskiego

W dniu 8. 3. 1977 upłynęło 25 lat od śmierci profesora Politechniki Lwowskiej i Śląskiej, dra Tadeusza Malarskiego, człowieka o wielkiej prawości charakteru, niezwyklej pracowitości i sumienności i o dużych zasługach naukowych i organizacyjnych.

W dwu wspomnieniach [1,2] omówiono szczegółowo prace naukowe Profesora. Dlatego artykuł ogranicza się do przypomnienia najważniejszych faktów z życia i działalności Profesora.

Urodził się dnia 23. 8. 1883 w Dalowicach, pow. Miechów. W roku 1907 ukończył studia na Wydziale Mechanicznym Politechniki Lwowskiej, po czym do roku 1910 studiował na Uniwersytecie Lwowskim pod kierownictwem Mariana Smoluchowskiego i Józefa Puzyny.

W roku 1920 odbyła się obrona pracy doktorskiej: *O wpływie filtrowania na hydrosol*, a w roku 1925/6 odbyło się na Wydziale Mechanicznym Politechniki Lwowskiej kolokwium habilitacyjne na podstawie pracy *Ze studiów nad filtrowaniem hydrosoli* oraz wykładu habilitacyjnego: *O zasadzie nieosiągalności zera absolutnego*. Nad fizyką koloidów pracował całe życie i wychował szereg uczniów, którzy te prace kontynuowali, jak prof. dr Kazimierz Gostkowski, prof. dr Zdzisław Sokalski, doc. dr hab. Walery Miśniakiewicz.

Od roku 1907 pracuje jako asystent prof. dra Tadeusza Godlewskiego w Katedrze Fizyki Politechniki Lwowskiej, po którym obejmuje katedrę fizyki na Wydziale Rolniczo-Lasowym i Komunikacyjnym. W roku 1927 zostaje mianowany profesorem nadzwyczajnym, w roku 1936 profesorem zwyczajnym. W latach 1939—1945 kieruje katedrą zbiorczą fizyki na Politechnice Lwowskiej.

Od roku 1945 organizuje Katedrę Fizyki w Politechnice Śląskiej. Prowadzi równocześnie wykłady na Wydziale Elektrycznym i Mechanicznym. Od roku 1951 kieruje zespołem katedr fizyki.

Stworzenie katedr fizyki wiązało się z dużym wysiłkiem organizacyjnym, ponieważ Gliwice dotąd nie posiadały wyższej uczelni. W tym celu został również utworzony w roku 1946 Zakład Optyki i Mechaniki Precyzyjnej.

Z inicjatywy Profesora powstał w roku 1948 Gliwicki Oddział Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Drugą dziedziną działalności Profesora była radiotechnika, której był pionierem, popularyzatorem, wykładowcą i wychowawcą szeregu uczniów,

którzy następnie zajęli wysokie stanowiska w dziedzinie naukowej i w przemyśle. W roku 1923 uruchomił Laboratorium Radiotechniczne, prowadzone następnie przez prof. dra Janusza Groszkowskiego. W roku 1937/8 powstała w Politechnice Lwowskiej Grupa Tele- i Radiotechniczna.

W Gliwicach przy współudziale swego ucznia, prof. dra Tadeusza Zagajewskiego, stworzył na Wydziale Elektrycznym Grupę Tele-radiotechniczną, na której prowadził wykłady. Grupa ta istniała do reorganizacji wydziału w roku 1953.

Z zagadnień, nad którymi Profesor pracował z pasją, należy wymienić zagadnienie jednostek fizykalnych.

Z równym pedantyzmem i drobiazgowością, jak do wykonywania prac naukowych, egzekwowania wiadomości studentów, recenzowania prac doktorskich, podchodził Profesor również do pisania artykułów, w szczególności biograficznych, poświęconych ukochanym autorom, jak J. C. Maxwell, M. Smoluchowski.

Za zasługi został odznaczony Krzyżem Komandorskim Orderu Odrodzenia Polski oraz medalem brązowym i srebrnym za długoletnią służbę.

Zasługi Profesora uczciła Politechnia Śląska na uroczystej akademii, połączonej z posiedzeniem Senatu dnia 7. 6. 1952 i wmurowaniem tablicy pamiątkowej obok audytorium, nazwanego również nazwiskiem profesora.

Literatura

- [1] K. Gostkowski, *Pamięci prof. dra inż. Tadeusza Malarskiego*, Postępy Fizyki III, Nr 4, 401—405.
- [2] J. Szpilecki, *Znaczenie prac prof. dra inż. Tadeusza Malarskiego dla powstania i rozwoju szkoły fizyki i chemii koloidów*, Zesz. Nauk. Polit. Śląskiej, Matematyka-Fizyka Nr 23, (165—173), 1973.

Józef Szpilecki

Yoichiro Nambu

Instytut Enrica Fermiego
Uniwersytet Chicago
Chicago, USA

Uwięzienie kwarków *

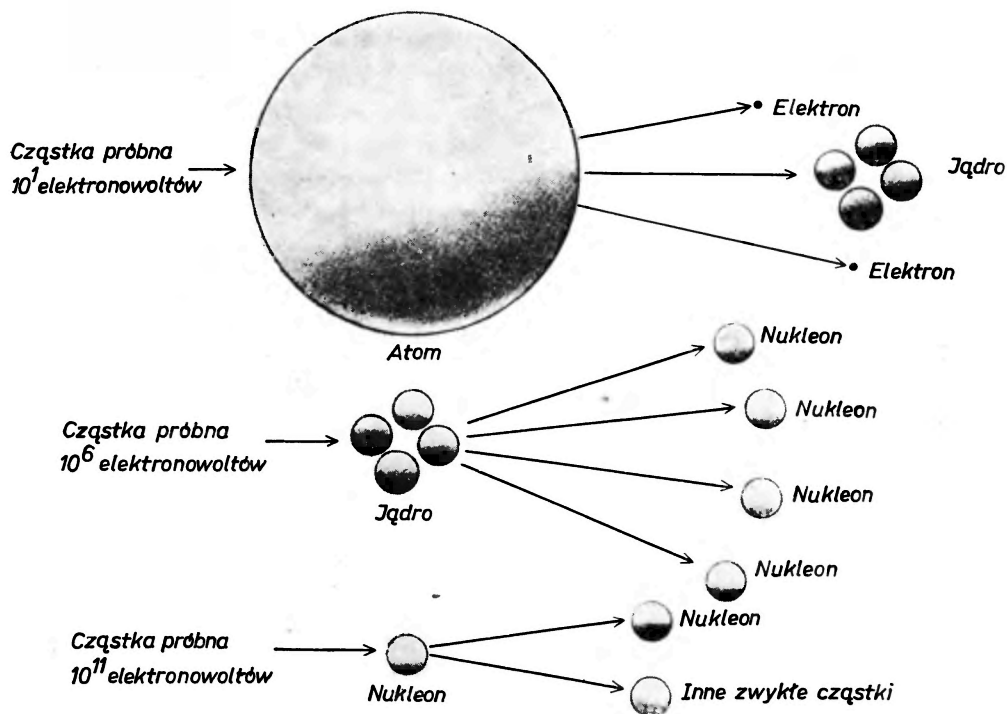
The Confinement of Quarks

Abstract: How is that these elementary particles of matter that explain so much about other particles are not seen? It may be that they are held inside other particles by forces inherent in their nature.

Elementarna cząstka materii, mówiąc ściśle, jest obiektem pozbawionym wewnętrznej struktury, czymś co nie może być rozbite na mniejsze cząstki składowe. W ciągu mniej więcej ostatniego dziesięciolecia stało się oczywiste, że wiele cząstek uważanych długo za elementarne, włączając tak znane jak proton i neutron, wcale takimi nie są. Okazało się natomiast, że stanowią one złożone układy, zbudowane z jednostek bardziej podstawowych, zwanych kwarkami, z grubsza w taki sam sposób, jak atom zbudowany jest z jądra i elektronów.

Model kwarków oznacza ogromne uproszczenie obrazu przyrody. W początkowym sformułowaniu teorii zakładano istnienie jedynie trzech typów kwarków. Te trzy typy w zupełności zdawały sprawę z własności całego zespołu cząstek liczącego kilkadziesiąt składników. Każdą cząstkę z tego zespołu można było przedstawić jako pewną kombinację kwarków; co więcej, każda dozwolona kombinacja kwarków prowadziła do jakiejś znanej cząstki. Odpowiedniość pomiędzy teorią i doświadczeniem wydawała się zbyt dobra na to, aby być przypadkową, przedsięwzięto zatem doświadczenia mające na celu wykrycie samych kwarków.

* Artykuł, opublikowany w „Scientific American” 235 (5), 48-60 (1976), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1976 by Scientific American, Inc. All rights reserved]. (Przyp. Red.).



Ryc. 1. Struktura materii była poznawana coraz to dokładniej przy wykorzystaniu procesów rozbicia. Atom daje się rozłożyć na swe części składowe przy zderzeniu z pociskiem niosącym względnie mało energii — kilka elektronowoltów. Jest to proces zwany jonizacją a wynikiem jest, w przypadku krańcowym, odizolowanie elektronów od jądra. Jądro może być również rozczłonkowane, chociaż wymaga to wyższej energii. Rozszczepia się ono na swobodne protony i neutrony, które nazywa się wspólnie nukleonami. Z kolei wydaje się, że nukleony składają się z punktowych obiektów zwanych kwarkami. Można by oczekiwać, iż kwarki mogą być uwalniane przez zderzenie z nukleonem wystarczająco energetycznej cząstki próbnej. Jeśli jednak wykona się odpowiednie doświadczenie, to nawet przy najwyższych osiągalnych obecnie energiach (kilkaset miliardów elektronowoltów) nie obserwuje się swobodnych kwarków. Zamiast nich wytwarzają się inne zwykłe cząstki, w tym wiele tych, które uważamy za zbudowane z kwarków. Efekt ten można by tłumaczyć stałym uwięzieniem kwarków wewnątrz nukleonu

Gdyby kwarki były cząstkami rzeczywistymi, rozsądnym wydaje się, że powinniśmy móc je zobaczyć. Wiemy, że atom składa się z jądra i otaczającej go chmury elektronów, możemy go bowiem rozbić i zbadać oddzielnie poszczególne jego składniki. O jądrze wiemy z kolei, że składa się z protonów i neutronów, możemy go więc rozszczepić na fragmenty i zidentyfikować cząstki składowe. Łatwo wyobrazić sobie podobne doświadczenie z rozbijaniem cząstek takich jak protony, które, jak przypuszczamy, zbudowane są z kwarków. Jednakże, jeśli się pokusimy przeprowadzić takie doświadczenie, okazuje się, że produkty reakcji zawierają więcej protonów i innych znanych cząstek. Nie widać natomiast żadnych obiektów o własnościach przypisywanych kwarkom. Fizycy szukali kwarków wszędzie, gdzie tylko można, ale swobodnych kwarków nie znaleźli.

Oczywiście, możliwe jest, że we wszystkich dotychczasowych doświadczeniach nie szukano we właściwym miejscu lub też nie używano odpowiedniej aparatury, obecnie wydaje się to jednak nieprawdopodobne. Możliwe jest również, że kwarki po prostu nie istnieją, fizycy jednak nie kwapią się do odrzucania teorii, która tak dużo wyjaśnia. Jej sukcesy stanowią nieodparte świadectwo, że w cząstkach takich jak proton kwarki istnieją; z drugiej strony powtarzające się niepowodzenia poszukiwań doświadczalnych, mających na celu wykrycie swobodnego kwarku, stanowią argument, że nie istnieją one niezależnie. Ten paradoks można rozwiązać, konieczne jest jednak wprowadzenie dalszych teoretycznych założeń dotyczących kwarków i sił wiążących je ze sobą. Trzeba pokazać, że kwarki istnieją, lecz z pewnych względów nie pojawiają się otwarcie. Obowiązek wyjaśnienia tego uwięzienia kwarków wewnątrz zbudowanych z nich cząstek spoczywa teraz na teoretykach, którzy pierwsi je wymyślili.

Cząstki, o których przypuszczamy, że zbudowane są z kwarków, nazywamy hadronami; wyróżniają się one tym, iż oddziałują ze sobą potężnymi siłami, tymi samymi jakie wiążą ze sobą cząstki w jądrze atomowym („hadron“ pochodzi z greckiego *hadros* oznaczającego mocny, silny). Żadne inne cząstki nie reagują na silne oddziaływanie.

Hadrony dzielimy na dwie duże podgrupy: bariony i mezony. Oba te rodzaje cząstek różnią się wieloma swymi własnościami i odgrywają rzeczywiście różną rolę w budowie materii, najwyraźniej jednak można je rozróżnić w oparciu o model kwarków. Wszystkie bariony składają się z trzech kwarków i istnieją również antybariony składające się z trzech antykwarków. Najlżejszymi, i najbardziej znanymi, z barionów są proton i neutron. Mezony są zbudowane inaczej, składają się one z kwarku związanego z antykwarkiem. Najlżejszym z nich jest mezon π czyli pion.

Własności hadronów można, być może, uwidocznić najlepiej, jeśli porównać je z pozostałą główną grupą cząstek czyli z leptonami. Leptony są nieczułe na oddziaływanie silne (w przeciwnym razie byłyby hadronami). Jest ich tylko cztery: elektron, mion, neutrino elektronowe i neutrino mionowe (oraz cztery odpowiadające im antycząstki). Wydaje się, że leptony są prawdziwie elementarne, czyli nie mają żadnej wewnętrznej struktury. Najwyraźniej nie mają one bowiem żadnych rozmiarów. Można przedstawiać je jako bezwymiarowe punkty, a więc nie wydaje się możliwym, aby miały jakąkolwiek wewnętrzną strukturę.

Hadrony różnią się od leptonów pod wieloma względami i dostarczają nam wiele wskazówek świadczących o ich złożonej naturze. Mają one skończone, choć niezmiernie małe rozmiary, około 10^{-13} cm. Doświadczenia, w których protony lub neutrony zderzają się przy wysokich energiach z innymi cząstkami, dostarczają w miarę bezpośredniego świadectwa pewnej wewnętrznej struktury: zarówno pola elektryczne i magnetyczne jak również pole związane z oddziaływaniem silnym wydają się pochodzić z rozłożonych wewnątrz tych cząstek punktowych źródeł. Istnieje także ogromnie dużo hadronów. Znamy ich sporo ponad 100, większość jest bardzo krótkożyciowych i wszystko wskazuje na to,

że istnieje ich znacznie więcej a nie zostały zaobserwowane dlatego jedynie, ponieważ obecnie dostępne akceleratory cząstek nie są w stanie dostarczyć wystarczającej energii do ich wytworzenia. Nie ma narzucającego się ograniczenia na liczbę hadronów możliwych do znalezienia, skoro tylko powstaną większe akceleratory.

Do sformułowania modelu kwarków doprowadziła wielka krotność hadronów. Tak olbrzymi zbiór cząstek wydawał się nieprzydatny bez jakiegoś porządkującego go schematu, a możliwość, że wszystkie one mogą być elementarne, raziła tych, którzy hołdowali przekonaniu lub przynajmniej słodkiej nadziei, że przyroda powinna być nieskomplikowana. Hipoteza kwarkowa zastąpiła olbrzymią różnorodność hadronów jedynie trzema podstawowymi cegiełkami, z których można je wszystkie zbudować. Zaproponowali ją w roku 1963 niezależnie Murray Gell-Mann i George Zweig, obaj z Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego. To właśnie Gell-Mann wprowadził nazwę kwark (ang. quark), biorąc ją z jednego zdania w książce Jamesa Joyce'a *Finnegans Wake*: „Three quarks for Master Mark!”.

Bezpośrednim bodźcem prowadzącym do hipotezy kwarków było odkrycie Gell-Manna i Yuvala Ne'emana z Uniwersytetu w Tel-Awiwie, że wszystkie hadrony można logicznie pogrupować w rodziny, z których każda złożona jest z kilku członków. Mezony tworzą rodziny złożone z jednej lub ośmiu cząstek; rodziny barionowe składają się z jednej, ośmiu lub dziesięciu cząstek.

Klasyfikacja cząstek staje się bardziej przejrzysta, gdy podamy ich własności przy pomocy liczb. Każda z nich odnosi się do jakiejś jednej własności i może przyjmować jedynie pewne wartości dyskretne. Ponieważ przypisywane są one cząstkom w sposób nieciągły, czyli skwantowany, nazywamy je liczbami kwantowymi. Pełny zestaw liczb kwantowych jakiejś cząstki jednoznacznie ją wyznacza, jak również określa jej zachowanie.

Typową liczbą kwantową jest ładunek elektryczny. Podstawową jednostką miary jest ładunek elektryczny protonu bądź elektronu i w tych jednostkach ładunki wszystkich obserwowanych cząstek można wyrazić przez proste liczby całkowite (takie jak 0, +1 i -1). Inną liczbą kwantową jest liczba barionowa. Barionom przypisuje się w sposób umowny jej wartość równą +1, a antybarionom wartość -1. Mezony mają liczbę barionową równą 0. Również dziwność (ang. strangeness), wprowadzona w latach pięćdziesiątych własność hadronów, mająca na celu wyjaśnienie dziwnie długich czasów życia pewnych ciężkich cząstek, opisuje się liczbą kwantową przyjmującą jedynie całkowite wartości.

Jedną z najważniejszych liczb kwantowych jest spinowy moment pędu. Zgodnie z prawami mechaniki kwantowej stan rotacyjny cząstek jest jedną z jej istotnych własności, dlatego też musi ona mieć zawsze określony i niezmienny moment pędu (moment pędu mierzy się w jednostkach równych stałej Plancka podzielonej przez 2π , stała Plancka wynosi $6,6 \cdot 10^{-27}$ erg. s). Istnieje istotna różnica pomiędzy cząstkami, których spiny przyjmują wartości połówkowe (to jest wartości połówek nieparzystych liczb całkowitych, jak $\frac{1}{2}$ lub $\frac{3}{2}$)

oraz cząstkami o spinie całkowitym (takim jak 0,1 lub 2). Jak zobaczymy, różnica ta określa zachowanie się cząstek, jeśli umieścimy je razem w układzie związanym, na razie wystarczy pamiętać, że wszystkie bariony mają spiny połówkowe a wszystkie mezony całkowite.

Zdefiniowane przez Gell-Menna i Ne'emana rodziny hadronów powiązane są przez spinowy moment pędu. Wszyscy członkowie danej rodziny mają tę samą wartość spinu. W obrębie rodziny cząstki różnią się między sobą dwoma innymi liczbami kwantowymi: spinem izotopowym i hiperładunkiem. Wbrew swej nazwie spin izotopowy nie ma nic wspólnego z momentem pędu; określony jest on przez liczbę zawartych w danej grupie cząstek. Hiperładunek wyznaczony jest przez ich ładunki elektryczne, wiąże się on również z liczbą barionową oraz dziwnością. Dla każdej rodziny cząstek można ułożyć pewną macierz złożoną z różnych możliwych kombinacji obu tych liczb kwantowych. Macierze tego typu, składające się zawsze z jednej, ośmiu lub dziesięciu pozycji, przewidują istnienie wszystkich znanych i żadnych innych hadronów. W dziale matematyki, zwanym teorią grup, można opisać formalnie tworzenie tych macierzy. Mówi się, że stanowią one reprezentację grupy symetrii $SU(3)$, która to nazwa oznacza specjalną unitarną grupę macierzy o wymiarze 3×3 .

Kwarki opisane są również przez pewną grupę symetrii $SU(3)$. Gell-Mann przypisał im pewne dowolne wskaźniki u , d i s wywodząc je od angielskich wyrazów „up”, „down” i „sideways”, czyli „górnny”, „dolny” i „boczny”. Wszystkie one mają ten sam spinowy moment pędu równy $\frac{1}{2}$ jednostki, a w grupie $SU(3)$ tworzą własną rodzinę, oczywiście jest ona trójelementowa. Członkowie rodziny kwarkowej różnią się wartościami spinu izotopowego i hiperładunku oraz również innymi liczbami kwantowymi. Ładunki elektryczne im przypisywane są szczególnie niezwykle. Kwark u ma ładunek $+\frac{2}{3}$, a każdy z kwarków d i s ma ładunek $-\frac{1}{3}$. Również liczby barionowe kwarków są ułamkowe, wszystkie kwarki mają liczbę barionową równą $+\frac{1}{3}$. Dziwność natomiast pozostaje liczbą całkowitą, kwarki u i d mają dziwność zero, a kwark s ma dziwność -1 . Takie same co do wielkości, ale z przeciwnymi znakami, są liczby kwantowe odpowiednich antykwarków, oznaczanych symbolami \bar{u} , \bar{d} i \bar{s} .

Podstawowa zasada budowy hadronów z kwarków jest nadzwyczaj prosta, stwierdza ona, że wszystkie liczby kwantowe hadronów można otrzymać dodając do siebie liczby kwantowe składających się nań kwarków. Dla przykładu: proton składa się z dwóch kwarków u i jednego kwarku d czyli z konfiguracji zapisywanej jako uud . Mamy więc ładunki elektryczne $\frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3}$, co daje całkowity ładunek równy $+1$, liczba barionowa równa jest $\frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3}$ czyli $+1$, zaś dziwność każdego z tych kwarków jest zero więc i całkowita dziwność również jest zero. Wszystkie te sumy są zgodne z mierzonymi cechami protonu.

Naładowany dodatnio mezon π utworzony jest z kwarku u i antykwarku \bar{d} . Ładunki elektryczne kwarków są $+\frac{2}{3}$ i $+\frac{1}{3}$ dając w sumie $+1$, a liczby barionowe wynoszą $+\frac{1}{3}$ i $-\frac{1}{3}$ dając w sumie wymaganą dla mezonu wartość liczby barionowej zero. Dziwność jest także równa zero. Nieco bardziej skomplikowanych obliczeń wymaga liczba kwantowa spinowego momentu pędu. Chodzi o to, że

Tabela 1

Własności kwarków uwzględnia się przypisując im liczby kwantowe, które mogą przyjmować jedynie pewne wartości dyskretne. W pierwotnym modelu kwarków istniały trzy typy kwarków, oznaczane przez u i d (od angielskiego *up* — górny i *down* — dolny) oraz s (od angielskiego *sideways* lub *strange* — boczny lub dziwny). Obecne dane przemawiają za istnieniem czwartego typu kwarków oznaczanego przez c (od angielskiego *charm* — powab). Kwarki mają ułamkowy ładunek elektryczny oraz ułamkową liczbę barionową — liczbę kwantową rozróżniającą dwie grupy cząstek. Spinowa liczba kwantowa opisuje wewnętrzny moment pędu kwarków; liczby kwantowe dziwności i powabu oddają specjalne własności odpowiednio kwarków s i c . Każdemu kwarkowi odpowiada antykwark o przeciwnych liczbach kwantowych

		Spin (J)	Ładunek elektryczny (Q)	Liczba barionowa (B)	Dziwność (S)	Powab (C)
Kwarki	u (górny)	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0
	d (dolny)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0
	s (dziwny)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	-1	0
	c (powabny)	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	+1
Antykwarki	\bar{u} (górny)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	0
	\bar{d} (dolny)	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	0
	\bar{s} (dziwny)	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	+1	0
	\bar{c} (powabny)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	-1

spiny kwarków można złożyć na dwa sposoby, a ich ustawienie określa znaki, jakimi muszą być obdarzone spinowe liczby kwantowe, gdy je sumujemy. We wszystkich jednak możliwych przypadkach kombinacje trzech kwarków lub trzech antykwarków (bariony i antybariony) muszą posiadać spin połówkowy, podczas gdy kombinacje kwarku i antykwarku (mezony) muszą mieć spin całkowity.

Wielka siła modelu kwarkowego tkwi w tym, że przy użyciu tej prostej addytywnej procedury przewiduje on prawidłowo wszystkie liczby kwantowe znanych hadronów. Należy w szczególności podkreślić to, że wszystkie dozwolone kombinacje kwarków dają w wyniku całkowite wartości ładunku elektrycznego oraz liczby barionowej oraz że żadne inne kombinacje nie mają tej własności (wyłączywszy trywialny przypadek wielokrotnego składania kombinacji dozwolonych). Co więcej, wszystkie znane hadrony mogą być zbudowane bądź z trzech kwarków, bądź też z kwarku i antykwarku.

W ciągu ostatnich kilku lat okazało się, że może istnieć czwarty rodzaj kwarku obdarzony nową liczbą kwantową, zbliżoną nieco do dziwności i umownie nazwaną powabem (ang. *charm*). Nowy kwark (oznaczony literą c) dodaje nowy wymiar do opisującej hadrony grupy symetrii i przewiduje istnienie mnóstwa nowych cząstek, z których pewne być może zostały już znalezione. Dodanie powabu do modelu kwarków, co wydaje się być coraz mocniej uzasadnione przez dane doświadczalne, ma wiele dobrych stron i można je uznać za wzmocnienie modelu; jednakże ma ono mały wpływ na problem uwięzienia kwarków.

Kwarki pod wieloma względami przypominają leptony. Wydaje się, że oba te rodzaje cząstek można przedstawiać w postaci bezwymiarowych punktów a jeśli nie mają one rozmiarów, najprawdopodobniej nie mają również wewnętrznej struktury. Wszystkie kwarki i wszystkie leptony mają tę wspólną własność, że są cząstkami o spinie równym $\frac{1}{2}$ jednostki. Także, jeśli słuszna jest hipoteza powabu, każda z tych grup ma cztery składniki; w istocie to urok takiej symetrii był jednym z podstawowych motywów wprowadzenia pojęcia powabu (z drugiej strony cztery nie musi być ostateczną liczbą kwarków i leptonów. Obie grupy mogłyby zawierać dodatkowe nieodkryte składniki).

Podobieństwo pomiędzy kwarkami i leptonami nie jest powierzchowne, ale istnieją też pomiędzy tymi dwoma rodzajami podstawowych cząstek poważne różnice. Przede wszystkim kwarki w odróżnieniu od leptonów biorą udział w oddziaływaniach silnych. Tworzą one również związane układy cząstek (hadrony), podczas gdy nie ma analogicznych złożonych tworów zbudowanych z leptonów. Dlaczego jednak kwarki tworzą jedynie pewne dobrze określone układy związane, zbudowane bądź z trzech kwarków, bądź z kwarku i antykwarku? Istnieje wiele innych kombinacji — cztery kwarki, kwark i dwa antykwarki, nawet stany złożone z setek czy tysięcy kwarków — brak jednak jakiegokolwiek potwierdzenia, że któraś z tych kombinacji istnieje. Szczególnie interesującym stanem jest stan reprezentowany przez pojedynczy kwark. Izolowane leptony są czymś powszednim; co za znamienna własność kwarków zabrania im pojawiać się osobno?

Pomysł, który dostarczył pierwszych spekulacyjnych odpowiedzi na to pytanie, powstał, aby naprawić pewną ukrytą wadę teorii kwarkowej. Chodzi o wyraźną sprzeczność pomiędzy zachowaniem się kwarków a jedną z ich liczb kwantowych, spinowym momentem pędu. Aby prawidłowo przewidzieć spiny hadronów, niezbędne jest przyporządkowanie każdemu z kwarków spinu $\frac{1}{2}$. Jednakże mechanika kwantowa precyzuje pewne prawa rządzące zachowaniem się cząstek o spinach połówkowych i wydaje się, że kwarki tych praw nie spełniają.

Prawa mechaniki kwantowej postulują istnienie pomiędzy spinem danej cząstki, a jej „statystyką” pewnego związku; ustalają one, ile identycznych cząstek może znajdować się w danym stanie. O cząstkach ze spinem całkowitym mówimy, że podlegają statystyce Bosego-Einsteina dopuszczającej do wystąpienia w jednym stanie nieograniczonej liczby cząstek. Cząstki ze spinem połówkowym podlegają statystyce Fermiego-Diraca zabraniającej dwóm identycznym cząstkom zajmować ten sam stan. Jest to reguła zakresu sformułowana przez Wolfganga Pauliego, kwantowy odpowiednik intuicyjnego wyobrażenia, iż dwie rzeczy nie mogą w tym samym czasie znajdować się w tym samym miejscu.

Najbardziej znane jest zastosowanie statystyki Fermiego-Diraca i związanej z nią reguły zakazu w fizyce atomowej. Decyduje ona o tym, w jaki sposób elektrony (które będąc leptonami mają spin $\frac{1}{2}$) wypełniają orbitale lub poziomy energetyczne, otaczające jądro. Jeśli jakiś orbital zawiera jeden elektron, można

dodać jeszcze jeden tylko pod warunkiem, aby jego spin skierowany był przeciwnie do spinu pierwszego elektronu. Elektrony o przeciwnie skierowanych spinach nie mają identycznych liczb kwantowych, a zatem mogą zajmować ten sam stan, w danym wypadku pewien orbital atomowy. Ponieważ jednak istnieją tylko dwa możliwe kierunki ustawienia spinów, z orbitalu tego wyłączone będą na stałe wszystkie inne elektrony.

Związek pomiędzy spinem i statystyką nie jest zrozumiany w pełni na poziomie teoretycznym, ale też nikt weń nie wątpi. W zasadzie przedstawione zostały formalne dowody wykazujące, że wszystkie cząstki o połówkowym spinie muszą, bez wyjątku, spełniać regułę zakazu. Kwarkom, podobnie jak elektronom, odpowiadają pewne orbitale, jednakże ich ruch określa się nie względem jądra, a względem innych kwarków bądź też względem ich wspólnego środka masy. W przypadku rodzin najbliższych hadronów wszystkie kwarki winny znajdować się w tym samym orbitalu, w tym wypadku najniższym. Wynika z tego, że żadne dwa kwarki nie mogą mieć w hadronie tych samych liczb kwantowych.

Wymagania statystyki Fermiego-Diraca dają się łatwo uwzględnić w kwarkowym modelu mezonu. Dwoma cząstkami budującymi mezon są kwark i antykwark a zatem ich liczby kwantowe są różne (nieraz dokładnie przeciwne). Jednakże w przypadku barionów spin i statystyka prowadzą do rażącej sprzeczności. Przynajmniej w trzech barionach (*uuu*, *ddd* i *sss*) wszystkie trzy kwarki mają identyczne liczby kwantowe. Ponieważ mamy tu trzy cząstki w barionie, przynajmniej dwie z nich muszą mieć takie same ustawienie spinu a w wielu wypadkach wszystkie trzy spiny muszą być skierowane w tę samą stronę. Reguła zakazu wydaje się być łamana.

O. W. Greenberg z Uniwersytetu Maryland pierwszy zaproponował sposób uniknięcia tego przykrego wniosku. Według jego sugestii kwarki mogłyby nie podlegać statystyce Fermiego-Diraca, będąc w zamian rządzone przez pewien niekonwencjonalny zespół reguł nazwany przezeń parastatystyką Fermiego rzędu 3. W statystyce Fermiego-Diraca dowolny stan może być obsadzony przez tylko jedną cząstkę, w parastatystyce Fermiego mogą go zajmować trzy cząstki, lecz nie więcej.

Inne podejście do tego problemu zaproponowane zostało później przez M.-Y. Hana z Uniwersytetu Duke i przeze mnie oraz niezależnie przez A. Tawcheliidze ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w ZSRR i Y. Miyamoto z Tokijskiego Uniwersytetu Edukacyjnego. Zamiast zmieniać reguły, zmieniliśmy kwarki. Przypisując każdemu kwarkowi pewną dodatkową liczbę kwantową o trzech możliwych wartościach, możliwe jest, by wszystkie kwarki w barionie były różne a zatem odpowiadały różnym stanom kwantowym. Należy jedynie zapewnić jakiś mechanizm powodujący, że w każdym wypadku każdy kwark ma inną wartość nowej liczby kwantowej. Ta dodatkowa liczba kwantowa stała się znana jako kolor. Wygodne jest przyjąć dla oznaczenia trzech wartości tej liczby kwantowej trzy podstawowe kolory: czerwony, zielony i niebieski, antykwarki będą mieć antykolory, które możemy wybrać w postaci barw dopełnia-

jących, czyli odpowiednio niebieskozielony, purpurowy i pomarańczowy. (Oczywiście, że żadne z tych określeń nie ma najmniejszego związku ze swym normalnym znaczeniem, każde jest tylko umownym wskaźnikiem).

Tabela 2

Dodatkowa liczba kwantowa kwarków nazywana jest kolorem i może przyjmować trzy możliwe wartości, które przedstawiliśmy tutaj jako trzy kolory podstawowe: czerwony, zielony i niebieski (ang. *red, green, blue* i stąd R, G, B). W przeciwieństwie do koloru, o typach kwarków oznaczanych przez *u, d, s i c* mówi się czasem jako o zapachach (zarówno kolor, jak i zapach są pewnymi dowolnymi nazwami, nie mają one tutaj swego potocznego znaczenia). Zakłada się, że każdy typ kwarku istnieje w każdym z trzech kolorów. W jednym z modeli (białe prostokąty) czerwone, zielone i niebieskie kwarki danego typu są nieodróżnialne, mają one te same wartości ładunku elektrycznego (Q) i liczby barionowej (B) jak również wszystkich pozostałych liczb kwantowych. W alternatywnej teorii (szare prostokąty), zaproponowanej przez autora wspólnie z M.-Y. Hanem, kwarki różniące się kolorami różnią się też ładunkiem elektrycznym oraz liczbą barionową i obie te liczby kwantowe mogą przyjmować wartości całkowite. Nie można wykluczyć z całą pewnością modelu Hana-Nambu, w tym jednak artykule przyjęto ułamkowe ładunki kwarków

Typy kwarków	Kolory kwarków		
	czerwony (R)	zielony (G)	niebieski (B)
<i>u</i> (górnny)	$Q = +2/3$ $B = +1/3$	$Q = +2/3$ $B = +1/3$	$Q = -2/3$ $B = +1/3$
	$Q = 0$ $B = 0$	$Q = +1$ $B = 0$	$Q = +1$ $B = +1$
<i>d</i> (dolny)	$Q = -1/3$ $B = +1/3$	$Q = -1/3$ $B = +1/3$	$Q = -1/3$ $B = +1/3$
	$Q = -1$ $B = 0$	$Q = 0$ $B = 0$	$Q = 0$ $B = +1$
<i>s</i> (dziwny)	$Q = -1/3$ $B = +1/3$	$Q = -1/3$ $B = +1/3$	$Q = -1/3$ $B = +1/3$
	$Q = -1$ $B = 0$	$Q = 0$ $B = 0$	$Q = 0$ $B = +1$
<i>c</i> (powabny)	$Q = +2/3$ $B = +1/3$	$Q = +2/3$ $B = +1/3$	$Q = +2/3$ $B = +1/3$
	$Q = 0$ $B = 0$	$Q = +1$ $B = 0$	$Q = +1$ $B = +1$

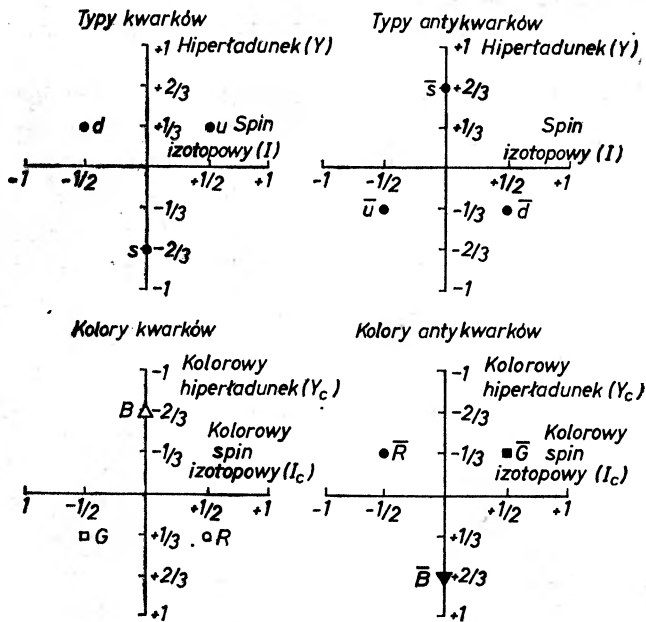
Parastatystykę Fermiego można uważać za specjalny przypadek hipotezy koloru. Obie teorie są równoważne, jeśli uczynimy założenie, że kolor jest absolutnie nieobserwowalny. Wówczas kwarki różniące się kolorem byłyby identyczne, jeśli chodzi o wszystkie ich własności, a ponieważ nie byłoby możliwości odróżnienia ich od siebie, wyglądałoby to tak, jak gdyby identyczne kwarki podlegały niekonwencjonalnej statystyce. Kolor byłby niewidoczny, czyli inaczej mówiąc, przyroda byłaby ślepa na kolory. Okazuje się jednak, że hipoteza koloru dopuszcza możliwość, by kolor mógł być w pewnych wypadkach widoczny.

Tabela 3

Kwarki wiążą się ze sobą tworząc klasy obserwowanych cząstek zwanych hadronami. Możliwe są dwa rodzaje kombinacji kwarkowych. W jednej z nich wiążą się ze sobą trzy kwarki tworząc barion (taki jak proton) lub też wiążą się trzy antykwarki tworząc antybarion (taki jak antyneutron). Drugi sposób polega na wiązaniu kwarku i antykwarku, powstaje wtedy mezon (taki jak pion). Własności tych hadronów określa proste prawo, mówiące, że liczby kwantowe hadronów są sumą liczb kwantowych kwarków. Wszystkie dozwolone kombinacje kwarków dają całkowite wartości ładunku elektrycznego. Liczby barionowe dodają się w taki sposób, że dla wszystkich barionów wynosi ona +1, dla antybarionów -1, a dla mezonów 0. Cząstki dziwne, takie jak barion lambda, mają przynajmniej jeden kwark s ; cząstki powabne mają przynajmniej jeden kwark c . Spinowa liczba kwantowa jest wektorem i wymaga bardziej skomplikowanej arytmetyki, w jej wyniku dostajemy połówkowy spin dla barionów i antybarionów i całkowity spin dla wszystkich mezonów. Jest wielkim sukcesem teorii kwarków, iż wszystkie dozwolone kombinacje, i tylko one, prowadzą do znanych hadronów. Dlaczego powinny występować jedynie te właśnie kombinacje, dlaczego nie obserwujemy pojedynczych kwarków — oto problem uwięzienia kwarków

Własności	Typy kwarków składowych					Hadrony proton (p)
	u	u	d			
Spin (J)	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	+	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	+	$(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$	= $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$
Ładunek elektryczny (Q)	$\frac{2}{3}$	+	$\frac{2}{3}$	-	$\frac{1}{3}$	= +1
Liczba barionowa (B)	$\frac{1}{3}$	+	$\frac{1}{3}$	+	$\frac{1}{3}$	= +1
Dziwność (S)	0	+	0	+	0	= 0
Powab (C)	0	+	0	+	0	= 0
			u		\bar{d}	pion (π^+)
Spin (J)			$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	+	$(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$	= (0, 0)
Ładunek elektryczny (Q)			$\frac{2}{3}$	+	$\frac{1}{3}$	= +1
Liczba barionowa (B)			$\frac{1}{3}$	-	$\frac{1}{3}$	= 0
Dziwność (S)			0	+	0	= 0
Powab (C)			0	+	0	= 0
			\bar{u}		\bar{d}	antyneutron (\bar{n})
Spin (J)	$(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$	+	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	+	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	= $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$
Ładunek elektryczny (Q)	$-\frac{2}{3}$	+	$\frac{1}{3}$	+	$\frac{1}{3}$	= 0
Liczba barionowa (B)	$-\frac{1}{3}$	-	$\frac{1}{3}$	-	$\frac{1}{3}$	= -1
Dziwność (S)	0	+	0	+	0	= 0
Powab (C)	0	+	0	+	0	= 0
			u		d	lambda (Λ^0)
Spin (J)	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	+	$(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$	+	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	= $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$
Ładunek elektryczny (Q)	$\frac{2}{3}$	-	$\frac{1}{3}$	-	$\frac{1}{3}$	= 0
Liczba barionowa (B)	$\frac{1}{3}$	+	$\frac{1}{3}$	+	$\frac{1}{3}$	= +1
Dziwność (S)	0	+	0	-	1	= -1
Powab (C)	0	+	0	+	0	= 0
			c		\bar{u}	mezon powabny (D^0)
Spin (J)			$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	+	$(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$	= (0, 0)
Ładunek elektryczny (Q)			$\frac{2}{3}$	-	$\frac{2}{3}$	= 0
Liczba barionowa (B)			$\frac{1}{3}$	-	$\frac{1}{3}$	= 0
Dziwność (S)			0	+	0	= 0
Powab (C)			1	+	0	= +1

Wprowadzenie koloru mnoży z konieczności liczbę kwarków przez trzy. Wprowadzając tylko początkowe trzy kwarki, mamy ich po uwzględnieniu koloru dziewięć, jeśli dołączymy kwark powabny, musi on również występować w trzech odmianach: czerwonej, zielonej i niebieskiej i całkowita liczba kwarków jest 12. Nie zwiększyła się jednakże liczba hadronów, hipoteza koloru nie przewiduje żadnych nowych cząstek. Liczba hadronów pozostaje niezmienną dzięki specjalnemu sposobowi rozdzielania kolorów pomiędzy kwarki w hadronie. Aby kolory mogły rozwiązać problem statystyki kwarków, jest rzeczą niezbędną, żeby barion zawierał po jednym kwarku z każdego koloru; gdyby można zbudować barion z trzech, na przykład, czerwonych kwarków, wtedy liczby kwantowe wszystkich kwarków mogłyby być identyczne. Jedynie w przypadku, gdy wszystkie trzy kolory są równomiernie reprezentowane, można zapewnić spełnienie reguły zakazu. Ponieważ przypisaliśmy kwarkom kolory podstawowe, możemy nazwać taką ich kombinację białą lub pozbawioną koloru. Jak zobaczymy, z teorii wynika, iż wszystkie hadrony, zarówno bariony jak i mezony,



Ryc. 2. Klasyfikacja kwarków wiąże się z fundamentalną symetrią przyrody. Typy kwarków określa się dwoma liczbami kwantowymi: spinem izotopowym i hiperładunkiem, każdy kwark lub antykwark odpowiada pewnej jednoznacznej ich kombinacji. Dwie inne liczby kwantowe określają kolor, nazywamy je przez analogię kolorowym spinem izotopowym i kolorowym hiperładunkiem. Zarówno kolor jak i typ dają się opisać w języku grupy symetrii. Ponieważ różne typy kwarków odznaczają się różnymi masami i ładunkami elektrycznymi, to typ odpowiada symetrii naruszanej. Kolor stanowi symetrię dokładną: dwa kwarki tego samego typu ale o różnych kolorach różnią się jedynie swymi kolorami a poza tym są nieodróżnialne. Przyjmuje się, iż kolory kwarkowe wytwarzają siły wiążące kwarki ze sobą. Siły te wynikają z dwóch rodzajów pola, lub ładunku kolorowego, odpowiadających liczbom kwantowym kolorowego spinu izotopowego i kolorowego hiperładunku

nie są kolorowe. Bariony zbudowane są z jednakowych ilości czerwieni, zieleni i niebieskiego a mezony stanowią mieszaninę każdego koloru z jego antykolem w jednakowej ilości.

Formalne potraktowanie kolorów kwarków prowadzi do zapostulowania jeszcze jednej grupy symetrii $SU(3)$, dokładnie analogicznej do grupy określającej pozostałe własności kwarków. Dwie liczby kwantowe określające kolory kwarków nazwane zostały, znowu przez analogię do oryginalnej grupy $SU(3)$, kolorowym spinem izotopowym i kolorowym hiperładunkiem. Czasami własności kwarków związane z ich typem, a wyznaczone przez oryginalną symetrię $SU(3)$, określa się mianem zapachu (ang. flavor). W przeciwieństwie do koloru zapach jest rzeczywiście obserwowany w doświadczeniach; można go jak gdyby wy-czuć. Wskaźniki u , d , s i c przedstawiają zapachy kwarków i one to określają wszystkie obserwowalne własności (np. ładunek elektryczny) hadronów zbudowanych z tych kwarków. Symetria pomiędzy zapachami nie jest idealna i kwarki różniące się zapachami mają nieco różne masy. Z drugiej strony kolor jest symetrią ścisłą; w zwykłym sformułowaniu teorii kwark o danym zapachu ma te same własności oraz tę samą masę bez względu na swój kolor.

Kolor został wprowadzony do teorii kwarków, aby rozwiązać problem statystyki kwantowej. Od tego momentu stał się on centralną cechą modelu. W szczególności przypuszcza się, że wyznacza on siły wiążące ze sobą kwarki w hadronie a zatem ma istotny wpływ na uwięzienie kwarków. W tym kontekście zaczyna być zrozumiała jakościowa różnica pomiędzy kwarkami i leptonami. Ważnym elementem w tym rozróżnieniu jest to, że leptony nie tworzą stanów silnie związanych. Jeśli za wzajemne wiązanie się kwarków odpowiedzialna jest właśnie liczba kwantowa koloru, wtedy łatwo staje się zrozumiały brak silnego wiązania w przypadku leptonów, bo one nie posiadają przecież koloru.

Aby zrozumieć siły działające pomiędzy kwarkami, pomocnym jest rozważyć najpierw bardziej znane siły elektromagnetyczne. Opisuje je prawo Coulomba mówiące, że siła oddziaływania pomiędzy dwoma naładowanymi ciałami maleje odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu ich wzajemnej odległości. Prawo to opisuje na przykład siłę działającą pomiędzy protonem z jądra atomowego i jednym z otaczających jądro elektronów. Można uważać, iż tę siłę przenosi pewne pole, czy też, że czynią to cząstki zwane fotonami, będące kwantami pola elektromagnetycznego. Ostatecznie zarówno to pole jak i siłę można wyprowadzić ze znajomości ładunków elektrycznych rozpatrywanych cząstek; siła ta jest przyciągająca, ponieważ są one przeciwnego znaku.

Pod wieloma względami siły działające pomiędzy kwarkami są podobne, lecz są one nieco bardziej skomplikowane. W przypadku pola elektromagnetycznego z jego wytwarzaniem związana była tylko jedna liczba kwantowa (ładunek elektryczny); z wytwarzaniem pola pomiędzy kwarkami związane są dwie liczby kwantowe: kolorowy spin izotopowy i kolorowy hiperładunek. Aby kontynuować analogię do elektromagnetyzmu, można uważać obie te liczby kwantowe za dwie odmiany „ładunku kolorowego”.

Jeśli jakaś kombinacja kwarków ma być stabilna, oczywistym jest, że działające pomiędzy nimi siły muszą być przyciągające. Można to osiągnąć, na przykład zapewniając wszystkim kwarkom w barionie różne kolory, będą się one bowiem wtedy różnić obydwoma rodzajami ładunku kolorowego. Kwark czerwony będzie wiązał się z kwarkiem zielonym, ponieważ liczby kwantowe ich kolorowego izospinu mieć będą przeciwne znaki; kwark niebieski wiązał się będzie z obydwoma poprzednimi z powodu różnicy w znaku liczby kwantowej odpowiadającej kolorowemu hiperładunkowi. Podobny mechanizm wytwarza siłę przyciągającą pomiędzy kwarkiem jednego koloru i antykwarkiem z odpowiednim antykolorom, jak to ma miejsce w mezonie. Siły te faworyzują tylko te kombinacje, które określiliśmy jako białe lub pozbawione koloru.

W rzeczywistości sytuacja jest jeszcze bardziej skomplikowana. Podczas gdy siły elektromagnetyczne przenoszone są przez jeden rodzaj cząstek (fotony), siły związane z kolorowymi kwarkami wymagają ośmiu pól i ośmiu pośredniczących cząstek. Cząstki te nazwano gluonami (od ang. glue-klej), jako że wiążą kwarki ze sobą. Podobnie jak foton są one wszystkie bezmasowe i posiadają spin 1, podobnie jak kwarki nie zostały one dotąd zaobserwowane jako cząstki swobodne.

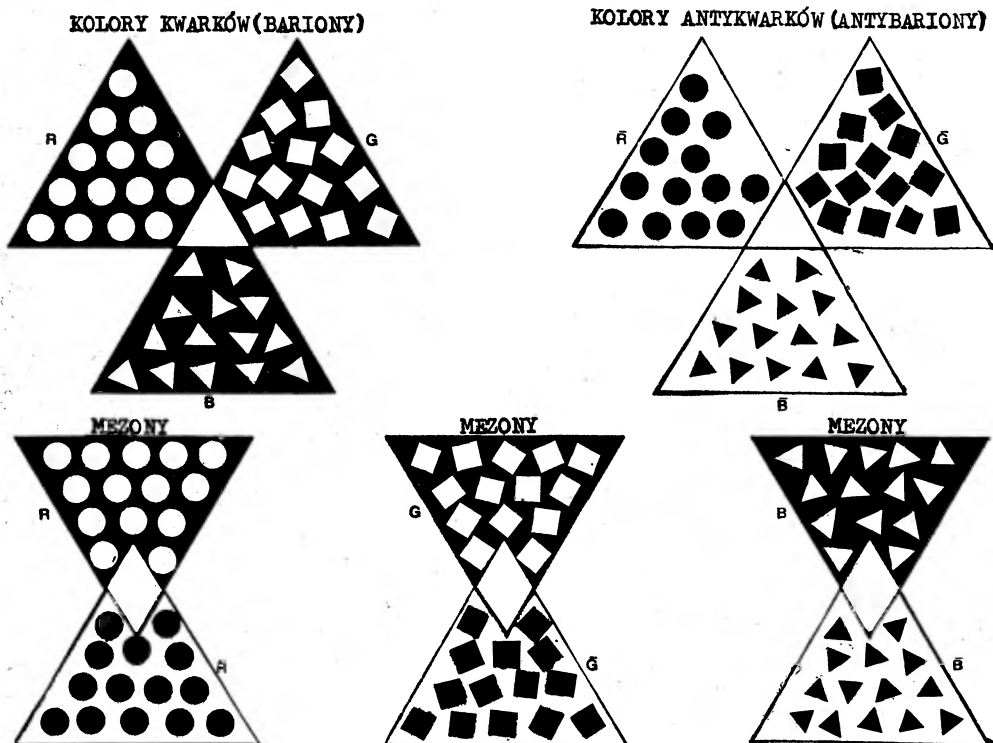
Można uważać, że te osiem gluonów ma kolory złożone, wynikające z różnych kombinacji trzech kolorów i trzech antykolorów. Istnieje w sumie dziewięć

Tabela 4

Kolorowe gluony to cząstki przenoszące siły pomiędzy kolorowymi kwarkami; są one kwantami pól generowanych przez kolorowe liczby kwantowe dokładnie tak jak foton jest kwantem pola elektromagnetycznego. Głony można uważać za kombinacje koloru i antykoloru. W pierwszym podejściu otrzymujemy dziewięć możliwych kombinacji trzech kolorów i trzech antykolorów; sześć z nich (białe kwadraty) otrzymujemy natychmiast, pozostałe trzy wymagają specjalnego potraktowania (szare kwadraty). Trójka ta zawiera kombinacje złożone z pojedynczego koloru i odpowiadającemu mu antykoloru, w każdej z nich skracają się wszystkie liczby kwantowe. Stany o zerowych liczbach kwantowych możemy składać najzupełniej dowolnie, rozpatrzenia wymagają jedynie trzy z możliwych kombinacji. Jedną z nich jest $R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$, w której nadal liczby kwantowe są zerowe, jest to przypadek trywialny i można go wyeliminować. Pozostałe dwie to $R\bar{R} - G\bar{G}$ i $R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}$, które możemy traktować na równi z pozostałymi sześcioma gluonami, należy tylko uwzględnić pewne numeryczne czynniki normujące

	Czerwony (R)	Zielony (G)	Niebieski (B)		
Antyczerwony (\bar{R})	$R\bar{R}$	$G\bar{R}$	$B\bar{R}$	$\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$ (Trywialny)	
Antyzielony (\bar{G})	$R\bar{G}$	$G\bar{G}$	$B\bar{G}$		$\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)R\bar{R} - G\bar{G}$
Antyniebieski (\bar{B})	$R\bar{B}$	$G\bar{B}$	$B\bar{B}$		$\left(\frac{1}{\sqrt{6}}\right)R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}$

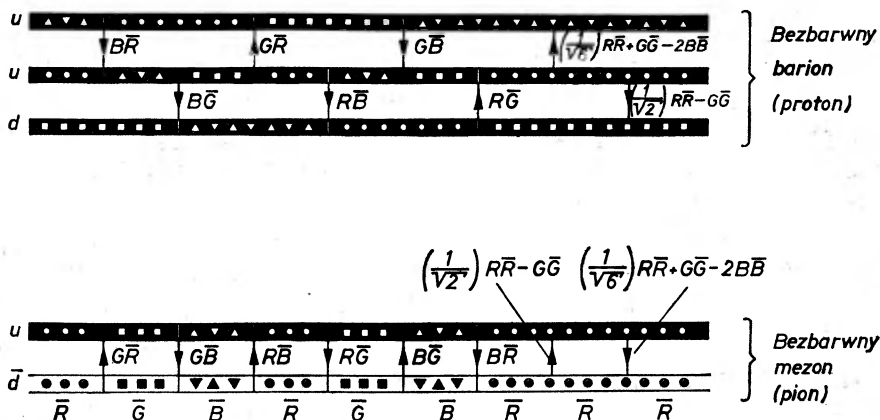
takich kombinacji, ale jedna z nich zawiera równe wkłady od kolorów czerwonego i antyczerwonego, zielonego i antyzielonego oraz niebieskiego i antyniebieskiego. Ponieważ jest to kombinacja bezbarwna, stanowi ona przypadek trywialny i wyklucza się ją, pozostawiając osiem kolorowych gluonów.



Ryc. 3. Bezbarwne hadrony tworzy się przez odpowiednie złożenie kolorowych kwarków. Barion składa się z trzech kwarków, każdy o kolorze czerwonym, zielonym i niebieskim (kwark te mogą być dowolnego typu i typy określają wszystkie obserwowalne własności cząstki). Podobnie antybarion utworzony jest z trzech antykwarków, z których każdy obdarzony jest trzema antykolorami. Antykolory można sobie wyobrazić jako kolory dopełniające do odpowiednich kolorów podstawowych. W mezonach kolory i antykolory są reprezentowane jednakowo. W każdej z tych kombinacji wypadkowe kolorowe liczby kwantowe są zero; mówiąc obrazowo hadrony są białe lub bezbarwne. Nie można tego osiągnąć w żadnej innej kombinacji kolorów. Tak więc postulat, że obserwowalne są jedynie cząstki bezbarwne, umożliwia wyjaśnienie istnienia w przyrodzie pewnych tylko kombinacji kwarków jak również zakazu istnienia pojedynczych kwarków. Problem uwięzienia kwarków redukuje się wtedy do problemu wytłumaczenia tego postulat

Kwarki oddziałują przez wymianę gluonów; w wyniku tego może się zmieniać ich kolor ale nie typ. W każdej chwili barion zawiera kwark czerwony, zielony i niebieski, jednak ciągła wymiana gluonów uniemożliwia w żadnej ustalonej chwili czasu stwierdzenie, jakiego koloru są poszczególne kwarki. Podobnie i mezon zawiera zawsze kwark jednego koloru i antykwark o dopełniającym antykolorze, wszystkie jednak trzy możliwe kombinacje koloru i anty-

koloru reprezentowane są w jednakowym stopniu. W mechanice kwantowej nie możemy wiedzieć nie pewnego o kolorach kwarków, możemy jedynie znać prawdopodobieństwo, iż jakiś kwark obdarzony jest danym kolorem. Jeśli wszystkie hadrony są bezbarwne, prawdopodobieństwa występowania wszystkich trzech kolorów są jednakowe.



Ryc. 4. Wymiana gluonów wiąże kwarki ze sobą w hadronie. Może ona też równocześnie zmieniać ich kolory. Na powyższych diagramach oś pionowa odpowiada przestrzennej odległości kwarków, natomiast oś pozioma czasowi. W każdym wierzchołku, gdzie jest wysyłany lub pochłaniany jakiś gluon, muszą kompensować się kolorowe liczby kwantowe. Tak więc u góry po lewej stronie, gdzie niebieski kwark wysyła niebiesko-antyczerwony gluon, niebieski kolor tego kwarku unoszony jest przez gluon; kwark ten zmienia się na czerwony kompensując antyczerwień wysłanego gluonu. Gdy teraz ten gluon zostanie pochłonięty, jego antyczerwień anihiluje czerwień pochłaniającego go kwarku i kwark ten pozostaje z wypadkowym kolorem niebieskim. Ostatnie gluony z prawej strony mają zerowe liczby kwantowe i nie zmieniają kolorów kwarkowych. Gluony nie mają najmniejszego wpływu na typy kwarków. W każdej chwili dany barion zawiera kwark czerwony, zielony i niebieski; w mezonach kolor kwarku równoważony jest w każdej z pokazanych tu chwil przez antykolor antykwarku. W praktyce nie można określić koloru kwarku, obliczone mogą być jedynie prawdopodobieństwa wystąpienia każdego z kolorów. W bezbarwnych hadronach są one jednakowe

Modelowi hadronów, w którym składają się one z kwarków powiązanych ze sobą przez wymianę gluonów, można nadać elegancką postać matematyczną. Jest to przykład teorii z cechowaniem nieabelowym, odmiana teorii stworzonej przez C. N. Yanga z Uniwersytetu Stanu Nowy Jork w Stony Brook i Roberta L. Millsa z Uniwersytetu Stanu Ohio. Teoria z cechowaniem jest teorią wzorowaną na rozwiniętej przez Jamesa Clerka Maxwella teorii elektromagnetyzmu. Cechą charakterystyczną takich teorii jest to, że każda cząstka obdarzona jakąś liczbą kwantową (ładunkiem) wytwarza długozasięgowe pole o natężeniu proporcjonalnym do tej liczby kwantowej. W teorii Maxwella tą liczbą kwantową jest ładunek elektryczny; w modelu struktury hadronów istnieją dwie takie liczby, wiążące się z kolorami kwarków.

Teoria Maxwella jest teorią z cechowaniem abelowym, teorie z cechowaniem nieabelowym różnią się od niej tym, że wytwarzane pola są same nośnikami

liczb kwantowych. Dlatego odpowiednie pole może działać jako źródło samego siebie. Teorię z cechowaniem nieabelowym jest więc einsteinowska teoria grawitacji, w której pole grawitacyjne samo wytwarza ciężenie. Ostatnio elektromagnetyzm i oddziaływania słabe, które odpowiedzialne są za pewne rozpady promieniotwórcze, połączono razem w pewną teorię z cechowaniem nieabelowym. Dokonali tego Steven Weinberg z Uniwersytetu w Harvardzie i Abdus Salam z Międzynarodowego Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście. Model kolorowych kwarków mógłby stanowić podobną podstawę do zrozumienia oddziaływań silnych. Wymienione tu cztery oddziaływania — silne, słabe, elektromagnetyczne i grawitacyjne — są jedynymi znanymi w przyrodzie. Gdyby wszystkie cztery dały się zrozumieć przy pomocy teorii tego samego typu, dostarczyłoby to ogromnej satysfakcji estetycznej.

Przed opisaniem schematów uwięzienia kwarków dobrze byłoby rozważyć możliwość, że wcale nie są one uwięzione. Być może istnieją one cały czas wokół nas, ale nie jesteśmy w stanie wykryć ich obecności lub być może pomyliliśmy je z jakąś zwyczajną cząstką. Gdyby tylko kwark, obdarzony ładunkiem ułamkowym, mógł się wydostać z hadronu, to prawie na pewno byłby w odosobnieniu trwały. Jeden kwark mógłby rozpaść się dając inny kwark, prawdopodobnie razem z kilkoma zwykłymi cząstkami, lecz przynajmniej jeden typ kwarku — ten z najmniejszą masą — musiałby być trwały. Nie mógłby on rozpaść się, bo wszystkie cząstki, inne niż kwarki, mają ładunki całkowite, które nie mogą wytworzyć się w rozpadzie naładowanego ułamkowo kwarku.

Takie swobodne, trwałe kwarki mogłyby całkiem dobrze istnieć pośród atomów normalnej materii. Gdyby mogły się one uwalniać z hadronów, powinniśmy je również znajdować wśród produktów wysokoenergetycznych zderzeń hadronów i to zarówno w akceleratorach cząstek jak i w zachodzących w atmosferze zderzeniach promieni kosmicznych z atomami. Podstawowym argumentem przeciwko istnieniu takich swobodnych kwarków jest fakt, że nie znaleziono ich, nawet w mikroskopijnych stężeniach, w normalnej materii, nie zaobserwowano ich również w produktach zderzeń hadronowych.

Gdyby kwarki o ułamkowym ładunku występowały, z łatwością można by je zarejestrować i rozpoznać. Cząstki naładowane rejestruje się na podstawie wytwarzanej przez nie jonizacji w otaczających je atomach. Stopień tej jonizacji proporcjonalny jest do kwadratu ładunku elektrycznego cząstki. Kwark o ładunku $\frac{1}{3}$ wytwarzałby więc jedynie jedną dziewiątą jonizacji odpowiadającej cząstce o ładunku 1 i z łatwością można by go odróżnić od zwykłej cząstki.

Być może jednak kwarki nie mają ułamkowych ładunków. Dodając do teorii kwarków kolor, można przyporządkować każdemu kwarkowi całkowite wartości zarówno ładunku elektrycznego jak i liczby barionowej, model taki zaproponowaliśmy z Hanem w 1965 roku. Konsekwencją tego modelu jest możliwość obserwacji kolorów, w tym sensie, że kwarki różniące się kolorem obdarzone są różnymi masami, ładunkami elektrycznymi i liczbami barionowymi, a zatem można je odróżnić od siebie. Dla każdego typu kwarku cały ła-

dunek elektryczny (+1 lub -1) przyporządkowany byłby jednemu kolorowi, a pozostałe dwa kolory posiadałyby ładunek zerowy. Jeśli wszystkie kolory muszą występować w jednakowym stopniu, to całkowity ładunek hadronu byłby prawidłowy. Jeśli kwarki rzeczywiście miałyby ładunki całkowite, wtedy swobodny kwark nie różniłby się zbyt w laboratorium od zwyczajnego baryonu i łatwo można by go nieprawidłowo zidentyfikować. Nie można jeszcze z całą pewnością wykluczyć tej możliwości.

Inna hipoteza sugeruje, że wyodrębnienie kwarków z hadronów choć jest trudne, to nie jest niemożliwe. Być może są one po prostu bardzo ciężkie i działające obecnie akceleratory nie są wystarczająco potężne, by je uwolnić. Hipoteza ta wymaga jednak, aby masa swobodnego kwarku różniła się w sposób istotny od masy kwarku związanego. Mało tego, pojedynczy, odosobniony kwark mógłby być bardziej masywny niż złożony z trzech kwarków barion; jest to sytuacja trudna do zrozumienia, jeśli nie nieprawdopodobna.

Teoria budowy hadronów zawierająca pojęcie koloru w sposób naturalny prowadzi do co najmniej częściowego uwięzienia kwarków. Atom jest najbardziej trwały, gdy jest elektrycznie obojętny, to znaczy gdy przyciągnął wystarczająco wiele elektronów, aby zubożenił dodatni ładunek jądra. Jakaśkolwiek próba dodawania jakiegoś elektronu dodatkowo lub odebrania jednego z już związanych elektronów przebiega z oporami. Podobnie i układ kwarków jest najbardziej trwały, gdy obecne są w nim wszystkie trzy kolory lub też jakiś kolor i antykolor; hadron ten jest wtedy neutralny ze względu na oba rodzaje ładunku kolorowego. Nic w tym dziwnego, jako że wprowadzenie liczb kwantowych koloru miało właśnie na celu uzyskanie w barionie jednakowego udziału wszystkich kolorów. Wynika stąd, że pojedynczy kwark, będąc z konieczności cząstką kolorową, jest konfiguracją niekorzystną energetycznie. Swobodne kwarki będą dążyć do wzajemnego łączenia się celem utworzenia pozbawionych koloru hadronów, dokładnie tak samo jak swobodne elektrony będą dążyć do rekombinacji ze zjonizowanymi atomami. Ten aspekt kolorów kwarkowych nie wyklucza możliwości istnienia swobodnych kwarków, hamuje jednak silnie ich powstawanie. Wymaga on, aby swobodny kwark lub jakikolwiek inny stan kolorowy był mniej trwały lub bardziej masywny niż stany bezbarwne.

Od momentu powstania w 1963 roku model kwarków uległ istotnym zmianom i stał się znacznie bardziej dopracowany. Wszystko pozwala przypuszczać, że będzie on rozwijał się w dalszym ciągu i jest całkowicie możliwe, iż odczuwana obecnie potrzeba wyjaśnienia uwięzienia kwarków ulegnie zmianie pod wpływem przyszłych odkryć — włączając w to, być może, odkrycie swobodnego kwarku. Jest jednak faktem, że doświadczalne poszukiwania kwarków, przeprowadzane przy rozsądnych założeniach dotyczących ich własności, nie powiodły się. Te konsekwentnie negatywne wyniki wymagają wyjaśnienia. Jednym z podejść byłoby zapostulowanie jakiegoś mechanizmu, który na trwałe ograniczałby istnienie kwarków do wnętrza hadronu. Swobodne kwarki nie byłyby wówczas jedynie mniej prawdopodobne lecz absolutnie zabronione. Me-

chanizm taki można uzyskać w wielu teoriach a kilka z nich wykazuje wyjątkową pomysłowość.

Jeden z takich pomysłów wyrósł wprost z teorii cechowania leżącej u podstaw opisu oddziaływań między kolorowymi kwarkami. Samą zasadę można wystarczająco wytłumaczyć rozważając raz jeszcze pewne analogiczne zjawiska obserwowane w oddziaływaniach elektromagnetycznych materii.

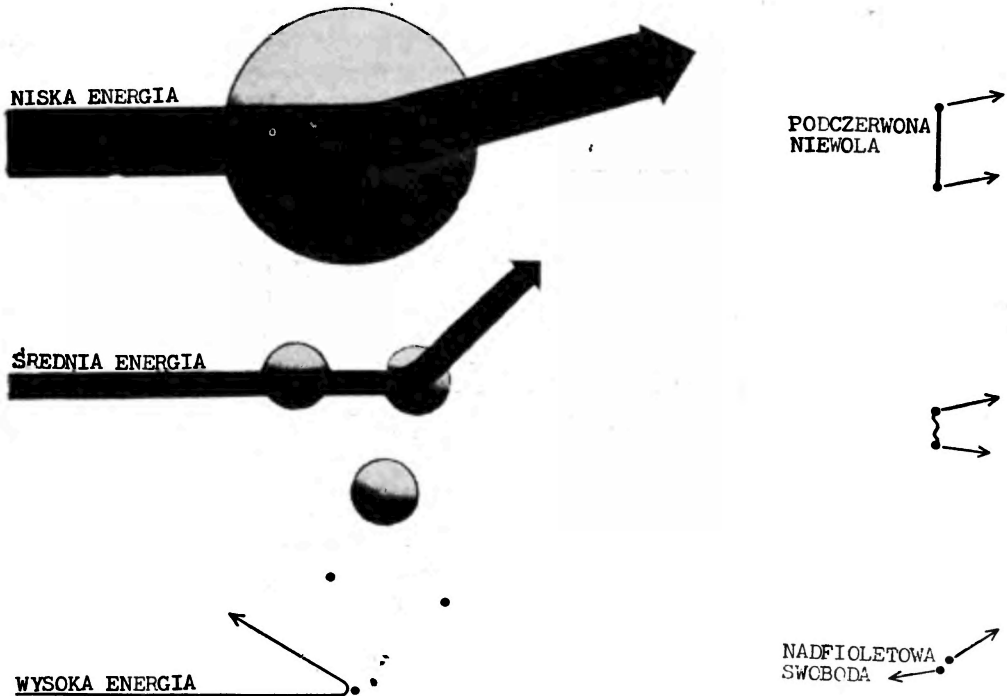
Zależność od odwrotności kwadratu odległości występująca w prawie Coulomba sprawdzona została z bardzo dużą dokładnością na wielkich odległościach, nie jest ona jednak słuszna, gdy siły działające pomiędzy naładowanymi cząstkami, takimi jak elektrony, mierzymy na odległościach niezmiernie małych. Rozbieżności powodowane są przestrzennym rozkładem ładunku elektronu. W środku elektronu istnieje bardzo duży ładunek ujemny, zwany ładunkiem nieubranym; w rzeczywistości może on być nawet nieskończony. Ładunek ten indukuje w otaczającej go próżni otoczkę ładunku dodatniego prawie zupełnie ekranującą ładunek nieubraną. Mierzony z pewnej odległości efektywny ładunek elektronu jest po prostu różnicą tych dwóch ładunków. Cząstka próbna mogąca zbliżyć się do elektronu na małą odległość, przeniknie osłonę utworzoną z ładunku dodatniego i zacznie wyczuwać duży ładunek nieubraną.

Jak pamiętamy, elektromagnetyzm jest pewną teorią z cechowaniem abelowym, zaś teoria oddziaływań silnych oparta na kolorowych kwarkach jest teorią nieabelową. Rozróżnienie to jest w naszym przypadku bardzo istotne, jak pokazali H. David Politzer z Harvardu oraz David Gross i Frank Wilczek z Uniwersytetu w Princeton. W teorii nieabelowej ładunek nieubraną nie indukuje bowiem ładunku osłaniającego lecz ładunek tego samego znaku. Tak więc kwark o ładunku kolorowym indukuje wokół siebie dodatkowy ładunek tego samego znaku. Wynika z tego, że ładunek kolorowy kwarku jest najmniejszy na małych odległościach i gdy cząstka oddala się od kwarku, ładunek ten rośnie. Prawo zachowania się z odległością siły oddziaływania różni się wtedy dramatycznie od prawa Coulomba; wraz ze wzrostem odległości dzielącej dwie cząstki obdarzone kolorem, działająca między nimi siła może pozostawać stała lub nawet wzrastać.

Wysokoenergetyczna cząstka próbna zderzająca się z hadronem bada zachowanie składających się nań kwarków na bardzo małych odległościach i podczas bardzo krótkiego przedziału czasowego. Fakt ten ustala matematycznie zasada nieoznaczoności wiążąca czas przeprowadzania pomiaru i odległość, na jakiej był on wykonany, z energią i pędem cząstki próbnej. Można to zrozumieć intuicyjnie, pamiętając, że wysokoenergetyczna cząstka porusza się prawie z prędkością światła a zatem „widzi” ona kwarki jedynie przez bardzo krótki czas, podczas którego mogą się one przesunąć jedynie na małe odległości. Teoria z cechowaniem nieabelowym przewiduje, że taka wysokoenergetyczna sonda ujawni kwarki jako w istocie cząstki swobodne poruszające się niezależnie jeden od drugiego, gdyż na małych odległościach zanika ładunek kolorowy i kwarki są jedynie słabo ze sobą związane.

Niskoenergetyczne badanie hadronów powinno natomiast ujawnić kwarki

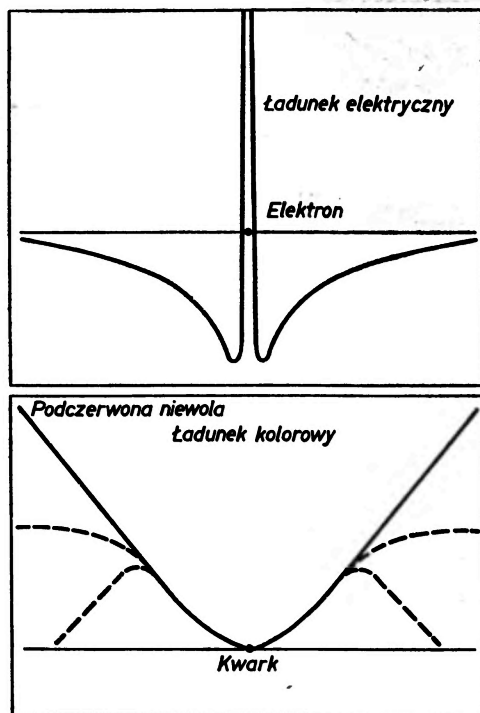
związane ze sobą sztywno i dlatego poruszające się jako pewna całość. W tych względnie niskich energiach kwarki są widziane w ciągu dłuższego okresu czasu, mogą one zatem oddziaływać przy większych odległościach. Dlatego też silne, długozasięgowe efekty kolorowych pól cechowania to wychwytywanie kwarków i wiązanie ich jednego z drugim.



Ryc. 5. Podczerwona niewola jest jednym z zaproponowanych uzasadnień uwięzienia kwarków, pomysł wywodzi się wprost z teorii pola opisującej oddziaływania kolorowych kwarków i gluonów. Teoria ta przewiduje, iż na dużych odległościach (rzędu rozmiaru hadronu czyli 10^{-13} cm) kwarki są ze sobą ściśle związane i poruszają się kolektywnie. Zachowanie się kwarków dla dużych odległości badane jest przez niskoenergetyczne sondowanie hadronu i przy tych energiach hadron rzeczywiście ujawnia się jako zwarty, jednolity obiekt. Z drugiej strony, gdy kwarki są blisko siebie, są one jedynie słabo związane i mogą poruszać się niezależnie. Działające pomiędzy kwarkami na tych odległościach siły badamy wykorzystując rozpraszanie wysokoenergetyczne. Odpowiednie doświadczenia wykazały, iż wewnątrz hadronu istnieją obdarzone masą obiekty, które wydają się poruszać swobodnie. Przez analogię do względnych energii promieniowania podczerwonego i nadfioletowego użyto do opisu tych zjawisk określeń podczerwona niewola i nadfioletowa swoboda

Ponieważ teoria jest nieabelowa, gluony podlegają tym samym ograniczeniom co i kwarki i są równie skutecznie więzione. Gluony, bądź też reprezentowane przez nie pola, wytwarzają swoje własne pola mające ten sam charakter co kolorowe pola kwarków. Wynikające stąd zachowanie się gluonów bardzo się różni od zachowania się fotonów, kwantów pola cechowania w abelowej teorii elektromagnetyzmu. Fotony same nie wytwarzają pola elektromagnetycznego i bez przeszkody uwalniają się od niego.

Te dwa przeciwstawne aspekty teorii z cechowaniem kolorowym nazwane zostały obrazowo podczerwoną niewolą i nadfioletową swobodą. Określenia te nie odnoszą się do tych szczególnych obszarów widma elektromagnetycznego, celem ich jest po prostu nawiązanie do zjawisk odpowiednio nisko- i wysokoenergetycznych. Swoboda nadfioletowa znana jest również pod nazwą swobody asymptotycznej, ponieważ do stanu całkowicie niezależnego ruchu dochodzi się asymptotycznie i w rzeczywistości nigdy się go nie osiąga. Efekt ten można zaobserwować w zderzeniach elektronów z protonami, gdzie okazało się, że przy bardzo wysokich energiach proton zachowuje się jak zbiór swobodnych kwarków.



Ryc. 6. Rozkład ładunku kolorowego mógłby wyjaśnić zjawiska podczerwonej niewoli i nadfioletowej swobody. Wydaje się, iż rozkład ten różni się bardzo od lepiej nam znanego rozkładu ładunku elektrycznego. Rdzeń elektronu posiada ogromny, być może nieskończony, ładunek ujemny, zwany ładunkiem nieubrany. Indukuje on w otaczającej go próżni niemal równy mu co do wielkości ładunek dodatni. Obserwowany z pewnej odległości efektywny ładunek elektronu jest różnicą obu tych ładunków. Jeśli chodzi o nieubrany ładunek kolorowy to uważa się, że wręcz przeciwnie, jest on bardzo mały, być może równy zero, lecz indukuje on w swoim otoczeniu ładunek tego samego znaku. Zatem ładunek efektywny rośnie, być może nieograniczenie, wraz z odległością. Z przytoczonych rozkładów ładunków wynika, że cząstki naładowane elektrycznie podlegają prawu Coulomba: siła działająca między nimi maleje jak kwadrat odległości. Natomiast cząstki obdarzone ładunkiem kolorowym podlegają zupełnie innemu prawu: siła działająca między nimi pozostaje, niezależnie od odległości, stałą a energia ich wzajemnego wiązania (czyli energia, jaką należałoby dostarczyć, by je odsunąć daleko od siebie) rośnie wraz z odległością. Ponieważ nie zmierzono rzeczywistego rozkładu ładunku kolorowego na dużych odległościach, możliwych jest kilka przedłużeń wykresu (linie przerywane)

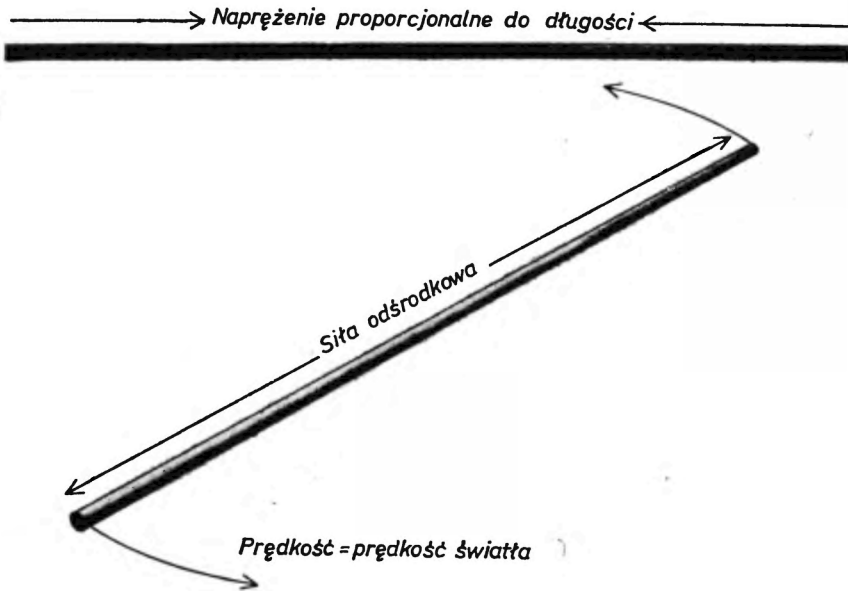
Pojęcie podczerwonej niewoli dostarcza prostego sposobu wyjaśnienia uwięzienia kwarków. Gdyby efektywny ładunek kolorowy wzrastał ciągle nieograniczenie wraz ze zwiększaniem się odległości, to wzrastać musiałaby też energia potrzebna do rozsunięcia dwóch kwarków. Osiągnięcie makroskopowego rozsunienia wiązałoby się więc z kolosalnym wkładem energii i pewnie byłoby praktycznie niemożliwe.

Nie jest nam znany przestrzenny rozkład ładunku kolorowego dla odległości makroskopowych, gdyż nic o nim nie wiemy na odległościach większych niż przybliżony rozmiar hadronu, czyli 10^{-13} cm. To czy podczerwona niewola może odpowiadać za uwięzienie kwarków, zależy od szczegółów rozkładu ładunku. Należy jednak podkreślić, iż doprowadzenie do stałego uwięzienia kwarków nie wymaga, aby ładunek wzrastał nieograniczenie. Powinien on wzrastać jedynie do momentu, kiedy energia konieczna do dalszego rozdzielenia kwarków staje się równa energii potrzebnej do wytworzenia kwarku i antykwarku. Gdy energia ta zostanie osiągnięta, istnieje możliwość zmaterializowania się pary kwark-antykwark. Nowo powstały kwark zastępuje kwark usuwany a antykwark wiąże się z usuwanym tworząc jakiś mezon. W wyniku usunięcia z hadronu kwark, lecz nie stał się on kwarkiem swobodnym, zaobserwujemy tylko powstanie mezonu.

Rosnący z odległością ładunek oraz stała wraz z odległością siła wydają się pozostawać w sprzeczności z intuicyjnym odczuciem, jak powinna zachowywać się materia. Od dawna w sprzeczności z intuicją, nie przepraszając za to, była mechanika kwantowa; w obecnym przypadku możliwym wydaje się jednak pewne wyjaśnienie, a nawet obrazowe przedstawienie, w jaki sposób mogłyby powstać tego rodzaju efekty. Wyjaśnienie to stanowi treść innego modelu uwięzienia kwarków zwanego modelem struny.

Model struny wyrósł ze wzorów matematycznych wprowadzonych przez Gabriela Veneziano z Instytutu Naukowego Weizmanna. W modelu tym hadrony uważane są za elastyczną, rozciągliwą i szybko obracającą się strunę. Jest ona bezmasowa, przynajmniej w tym sensie, że nie ma żadnych materialnych „paciorków” wzdłuż swej długości, chociaż posiada energię potencjalną i kinetyczną. Struna ta ma, jako jedną z istotnych swych własności, pewne ustalone naprężenie, powodujące, że końce jej przyciągane są jeden do drugiego ze stałą siłą. Naprężenie to prowadzi do pewnej energii potencjalnej (podobnie jak w przypadku rozciągniętej sprężyny) a wielkość tej energii jest dokładnie proporcjonalna do długości struny. Gdyby struna była w spoczynku, to wewnętrzne naprężenie spowodowałoby jej skurczenie się, możemy jednak utrzymać ten układ w równowadze nadając strunie szybki ruch obrotowy. Obracając się ulega ona rozciągnięciu, a gdy długość jej jest taka, że jej końce poruszają się z prędkością światła, naprężenie równoważone jest przez siłę odśrodkową (końce mogą się poruszać z prędkością światła a nawet, będąc bezmasowymi, muszą).

Włączone do modelu struny związki pomiędzy długością, energią i ruchem

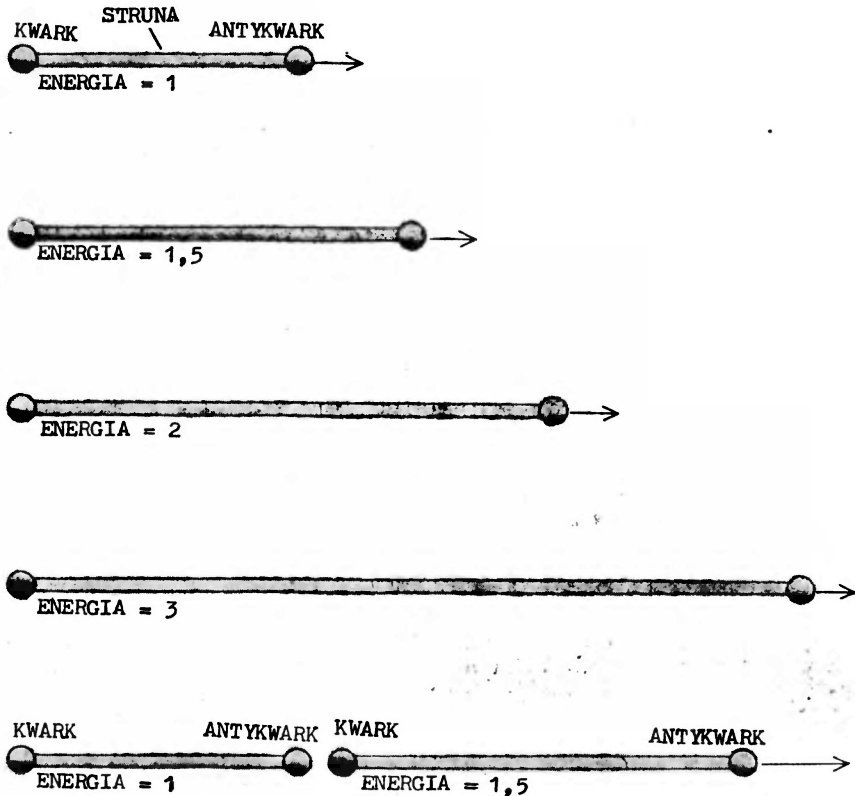


Ryc. 7. Model struny, opisujący strukturę hadronu, prowadzi do innego możliwego wytłu maczenia uwięzienia kwarków. Zakłada się w nim, że hadron zbudowany jest z bezmasowej, jednowymiarowej struny. Jedną z jej istotnych własności jest stałe napężenie na jednostkę długości. Z powodu tego napężenia struna dąży do skurczenia się, może jednak być utrzymana w równowadze przez siłę odśrodkową, jeśli tylko nadamy jej ruch obrotowy tak szybki, że końce jej będą się poruszać z prędkością równą dokładnie prędkości światła. Z tych własności struny wynika, że jej energia jest proporcjonalna do jej długości a moment pędu do kwadratu tej energii. W przypadku hadronów związek ten znalazł potwierdzenie doświadczalne

obrotowym powodują, że moment pędu tego układu jest proporcjonalny do kwadratu całkowitej energii. Pod tym względem model ten odzwierciedla pewną obserwowaną ważną własność hadronów: jeśli odłożymy moment pędu hadronów w funkcji kwadratu ich masy lub energii, w wyniku otrzymamy szereg równoległych linii nazwanych trajektoriami Reggego od nazwiska włoskiego fizyka Tulio Reggego. Zawarty w modelu struny związek między momentem pędu a energią daje możliwość wyjaśnienia obserwowanego faktu, iż wszystkie trajektorie Reggego są liniami prostymi.

Kwarki można włączyć do modelu struny, mocując je po prostu do końców odpowiednich strun. Można przyjąć dalej, iż kwarki są nośnikami liczb kwantowych danego hadronu, zaś struna ma większość jego energii i pędu. Uwięzienie kwarków wynika jako naturalna konsekwencja własności struny. Zakładamy, że kwarków nie można oderwać od struny i jedynym sposobem ich rozsunęcia jest jej rozciągnięcie. Jednakże zwiększenie długości struny wymaga proporcjonalnego wzrostu jej energii i dlatego niemożliwe są znowu duże rozsunięcia. Tym niemniej, nawet jeśli nie możemy rozciągnąć struny bez dostarczenia jej kolosalnej energii, można by ją rozerwać na dwie części. W miejscu rozerwania dołączyłyby się do swobodnych końców nowo utworzone kwark i antykwark,

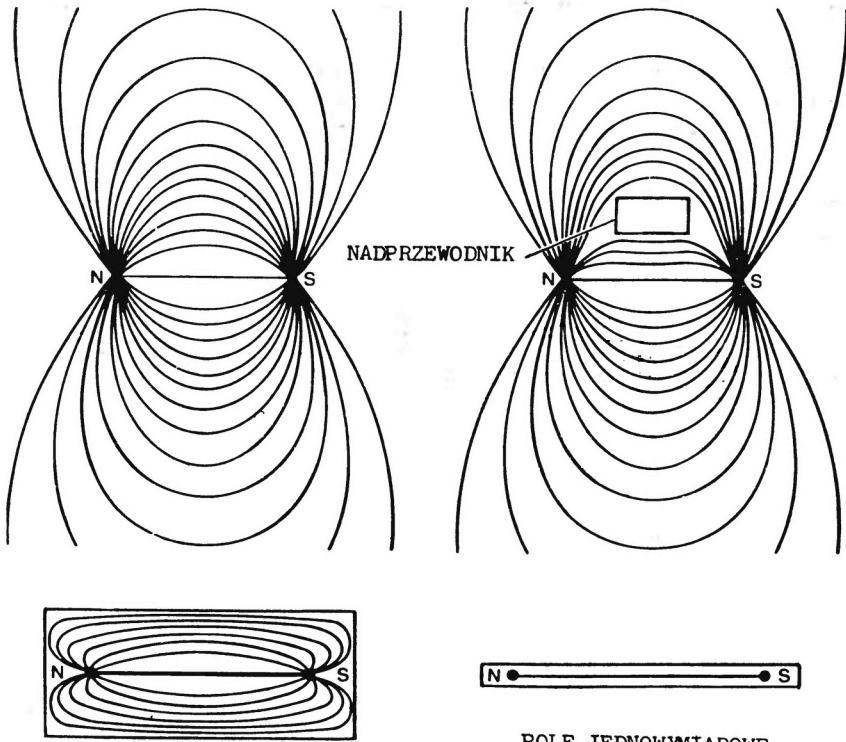
w wyniku czego powstałby mezon. Można sprawdzić, iż we wszystkich takich oddziaływaniach model struny daje wyniki równoważne wynikom otrzymanym z hipotezy podczerwonej niewoli, mimo że stojący u jego podstaw opis hadronu ma zupełnie inną postać.



Ryc. 8. Kwarki przymocowane do strun mogą być skutecznie uwięzione. Aby je rozdzielić, koniecznym jest rozciągnięcie struny; energia struny proporcjonalna jest do jej długości i dlatego energia konieczna do rozsunienia kwarków od siebie rośnie proporcjonalnie do wielkości tego rozsunienia. Zatem makroskopowe rozsunienie moglibyśmy uzyskać jedynie kosztem gigantycznej energii. W rzeczywistości prawdopodobnie nie jest możliwe izolowanie kwarku przy żadnej energii, gdy tylko bowiem dostarczymy strunie energię wystarczającą do utworzenia kwarku i antykwarku, może ona pęknąć i te nowe cząstki pojawią się na jej końcach.

Wynikiem będzie tu nie uwolnienie kwarku lecz powstanie mezonu

Co stanowi tworzywo bezmasowej, szybko obracającej się struny? Ciekawą interpretację zaproponowali Holger B. Nielsen i P. Olesen z Instytutu Nielsa Bohra w Danii. Aby ją wyjaśnić, powrócimy znów do rozważań o elektromagnetyzmie. Prawo Coulomba opisuje pole elektromagnetyczne przestrzeni trójwymiarowej i jeśli zobrazujemy to pole przez ciągłe linie sił, staje się jasne, że natężenie pola maleje z odległością, bowiem linie rozpraszają się w przestrzeni. Gęstość linii maleje jak kwadrat odpowiedniej odległości, dając znane prawo dla siły. Gdyby można było ścieśnić wszystkie te linie sił w jakiejś cienkiej rurce,



POLE JEDNOWYMIAROWE

Ryc. 9. Geometrię struny można wytłumaczyć przez analogię do zachowania się pola magnetycznego w pobliżu nadprzewodnika. Gdy linie sił rozciągają się na całą trójwymiarową przestrzeń, natężenie pola magnetycznego maleje jak kwadrat odległości. Nadprzewodnik wypycha linie sił i dlatego otaczając oba bieguny magnetyczne ośrodkiem nadprzewodzącym, ograniczamy pole do cienkiej rurki. W tych warunkach siła działająca między biegunami jest stała a energia wymagana, aby odsunąć je daleko od siebie, rośnie liniowo z ich rozsunieniem. Struna może być podobnym jednowymiarowym polem ograniczonym nie przez ośrodek nadprzewodzący lecz przez próżnię. Można by wtedy wyjaśnić uwięzienie kwarków, nawet gdyby ładunek kolorowy nie rósł z odległością, lecz zachowywał się jak ładunek elektryczny

nie mogłyby się one rozprzestrzenić i odpowiednia siła pozostałaby stałą bez względu na odległość.

Charakterystyczna geometria struny sugeruje, iż można uważać ją za jednowymiarowe pole cechowania. Własności samej struny — w szczególności nieodłączne naprężenie i zmiana energii z długością — są wtedy takie jak przewidziane przez model. Również dziwaczne własności pola z cechowaniem kolorowym otrzymują proste i pociągające intuicyjnie wyjaśnienie. To nie siła jest jakaś szczególna, jest ona najzupełniej zwyczajna, podlegająca tym samym prawom co elektromagnetyzm. Wszystkie szczególne własności wynikają z nałożonej na pole geometrii.

Pola istotnie jednowymiarowe można obecnie wytwarzać w skali makroskopowej. Jeśli w polu magnetycznym umieścimy nadprzewodnik (czyli przewodnik elektryczny oziębiony do stanu nadprzewodzącego), to linie sił zostaną

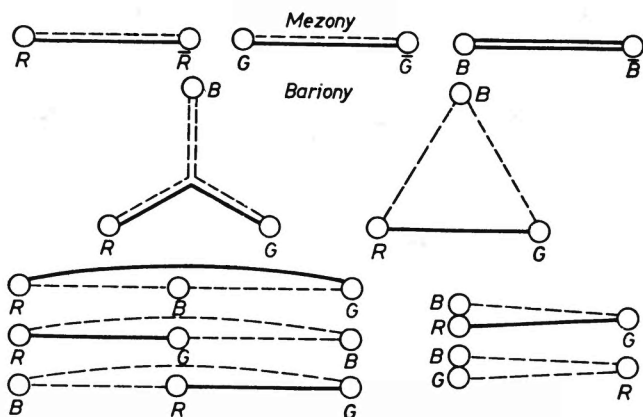
z ośrodka nadprzewodzącego wypchnięte. Jeśli oba bieguny magnesu zanurzyć całkowicie w nadprzewodniku, to linie sił skupią się w cienkiej rurce pomiędzy biegunami, w której zniszczone zostało nadprzewodnictwo. Taka rurka strumienia linii sił ma ustaloną wartość energii magnetycznej na jednostkę swej długości i strumień magnetyczny jest tu skwantowany. Aby analogia była zupełna, konieczne jest jedynie założenie, że wpływ ośrodka nadprzewodzącego na pole magnetyczne jest analogiczny do wpływu próżni na pole z cechowaniem kolorowym. Oparta na tym porównaniu teoria opisana została matematycznie; kwarki są w niej odpowiednikami hipotetycznych nośników ładunku magnetycznego czyli magnetycznych monopoli.

Struna stanowi oryginalny i zabawny model hadronu, jednakże próby opracowania jej pełnej, ilościowej teorii napotkały na trudności. Umiejscowienie kwarków na końcach struny jest dosyć dowolne. Nie stwarza ono żadnego poważnego problemu w przypadku mezonów, które można uważać za pojedynczy odcinek struny z kwarkiem i antykwarkiem na jego końcach ale dla barionów nie jest już jasne, jaka konfiguracja powinna im odpowiadać. Możliwości jest wiele, w tym takie układy jak trójramienna gwiazda lub trójkąt z kwarkiem w każdym wierzchołku. Związek masy lub energii z momentem pędu jest dla barionów i mezonów bardzo podobny (czyli ich trajektorie Reggego są prawie równoległe), co pozwala wnioskować, że również wewnętrzna dynamika obu rodzajów cząstek jest podobna. Spostrzeżenie to faworyzuje jeszcze jedną możliwość budowy barionu: pojedyncza struna z jednym kwarkiem na jednym końcu i dwoma kwarkami na drugim. Jednakże w takim modelu istnieją trzy, nierównoważne między sobą, sposoby przyporządkowania poszczególnych kwarkom kolorów. Być może, iż barion oscyluje pomiędzy tymi konfiguracjami tak jak pierścień benzenowy pomiędzy różnymi swymi możliwymi strukturami.

W modelu struny jest również miejsce na kolorowy spin izotopowy i kolorowy hiperładunek, należy jedynie założyć istnienie dwu rodzajów strun, z których każda przenosi pole związane z jedną z tych liczb kwantowych. Jednakże wszystkich pół cechowania mamy w sumie osiem, reprezentowane są one przez osiem gluonowych kombinacji kolor-antykolor. Czy istnieje również osiem rodzajów strun? Jak mamy opisywać zmiany w kolorach kwarku wynikające z emisji lub absorpcji gluonu? Konieczne jest jeszcze znalezienie zadowalających odpowiedzi na te pytania. Może się przy tym okazać, że prosty, obrazowy charakter struny jest zbyt naiwny dla układu, w którym podstawową rolę odgrywają efekty kwantowe.

Trzecia poważniejsza próba opisu uwięzienia kwarków używa nieco odmiennego podejścia, lecz dochodzi do podobnych wniosków. Odpowiedni model zaproponowany został przez Kenneta A. Johnsona z Instytutu Technologicznego Massachusetts jak również przez innych fizyków. Fakt uwięzienia kwarków przyjmuje się jako jeden z warunków początkowych i stara się wyliczyć na podstawie tego założenia znane własności hadronów.

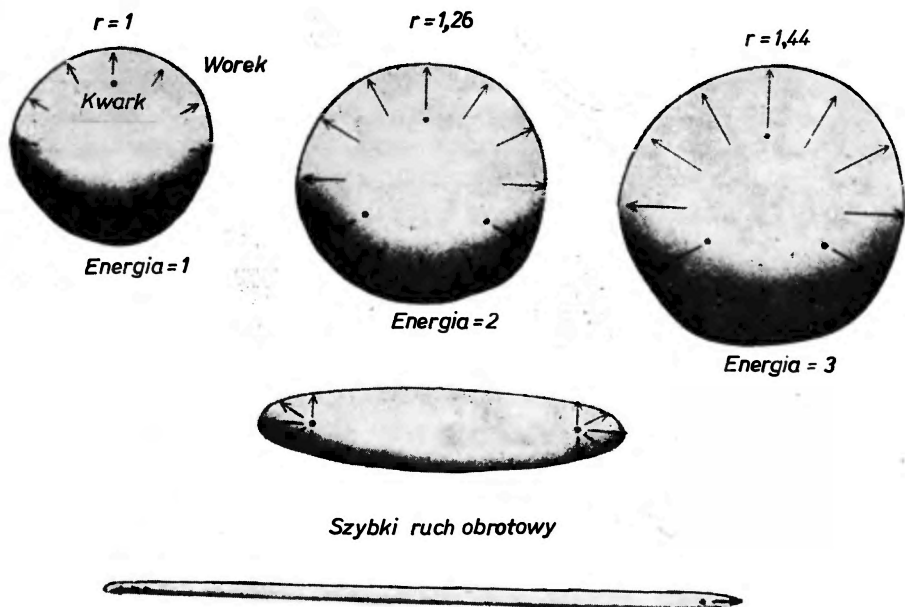
Aby zapewnić uwięzienie, model ten wykorzystuje być może najbardziej oczywisty środek: kwarki są schwymane i utrzymywane wewnątrz pewnego worka czy też pęcherzyka. W modelu tym kwarki nie mogą przenikać materiału tworzącego worek, ale wywierając nań od wewnątrz ciśnienie, mogą go napinać.



Ryc. 10. Układ strun wiążących kwarki nie zawsze jest jednoznaczny, co stanowi poważną przeszkodę na drodze rozwoju modelu struny. Wygodnie jest rozważać dwa rodzaje strun, po jednym dla każdej z dwóch kolorowych liczb kwantowych, kolorowego spinu izotopowego (czarne) i kolorowego hiperładunku (szare). Wiązanie kwarku i antykwarku w mezonie przez te struny jest proste, jednakże bariony wymagają układu bardziej skomplikowanego i mamy tu do wyboru kilka możliwości. Barion może oscylować pomiędzy tymi różnymi możliwymi strukturami ale nie wszystkie one są zadowalające. Musi istnieć bowiem możliwość, aby kwarki wymieniały swe kolory, nie zmieniając przy tym masy lub innych własności hadronu, a warunek ten nie jest zawsze spełniony. Ponadto kolory kwarków prowadzą do ośmiu pól, związanych z ośmiu gluonami, a nie do dwóch i nie ma żadnego prostego sposobu, by włączyć je wszystkie do modelu

Energia worka jest jednak proporcjonalna do jego objętości, dlatego też rozsuniecie kwarków wymaga dużej i potencjalnie nieograniczonej ilości energii. Układ osiąga równowagę, gdy jego zmniejszanie się, odpowiadające dążeniu do minimalnej energii, zrównoważone zostanie przez ciśnienie znajdujących się wewnątrz kwarków, poruszających się swobodnie podobnie jak cząsteczki w gazie. Oddziaływania kwarków wewnątrz worka opisuje się typową teorią z cechowaniem nieabelowym.

Na podstawie modelu worka można obliczyć z rozsądną dokładnością różne własności protonu, neutronu i innych hadronów. Model ten nie różni się w istocie zbyt od modelu struny Nielsena-Olesena. Poprzednio istotny był związek pomiędzy długością a energią, teraz między objętością a energią, lecz wynik jest ten sam. Worek można uważać za strunę równie szeroką jak długą. Odwrotnie, jeśli wprawić kulisty worek w dostatecznie szybki ruch obrotowy, wydłuży się on czyli przekształci w strunę. Być może okaże się, iż worek jest odpowiednim modelem do dyskusji hadronowych stanów podstawowych, a struna będzie stosowana do ich rotacyjnych stanów wzbudzonych.



Ryc. 11. Model worka opisujący strukturę hadronu oferuje trzeci mechanizm uwięzienia kwarków. W modelu tym uwięzienie jest jednym z początkowych założeń: zakładamy, że kwarki schwytane są wewnątrz pewnego worka, którego powierzchni nie mogą przenikać. Worek ten jest napinany przez ciśnienie znajdujących się wewnątrz niego kwarków, podobnie jak gaz napina balon, znajdując się wewnątrz niego. Jedyнным sposobem rozsunięcia kwarków jest zwiększenie tego napięcia. Jednakże energia worka proporcjonalna jest do jego objętości, dlatego też wzrost odległości pomiędzy kwarkami wymaga dodatkowej porcji energii. Model worka wiąże się ściśle z modelem struny, a związek między nimi staje się oczywisty, jeśli wprawimy worek w szybki ruch obrotowy: wydłuża się on wtedy, by utworzyć obiekt w zasadzie nieodróżnialny od struny

Każdy z omówionych tu trzech modeli spełnia postawiony im cel: dostarczyć mechanizmu uwięzienia kwarków we wnętrzu hadronów. Każdy z modeli może również zdać sprawę z paru własności hadronów, ale żaden z nich nie może być uważany za ostateczny. Być może ogólna teoria, która w końcu powstanie, połączy cechy kilku modeli; na przykład, pożytecznym byłoby mieć w modelu struny pojęcie swobody nadfioletowej.

Jedno z podejść do takiej syntezy zostało wypróbowane przez Kennetha G. Wilsona z Uniwersytetu Cornell. W modelu Wilsona ciągła czasoprzestrzeń realnego świata jest przybliżona przez siatkę, której oczka są rozmiarów hadronu. Kwarki mogą zajmować dowolny z węzłów tej siatki a kolorowe pola gluonowe propagują się wzdłuż łączących je linii prostych (strun). Uwięzienie kwarków jest automatyczne.

Kwarki są wynikiem rozważań teoretycznych. Wymyślono je w czasach, kiedy nie było żadnej bezpośredniej oznaki ich istnienia. Hipoteza powabu do-dała jeden dodatkowy kwark, wyjaśniający własności następnej dużej rodziny

cząstek, gdy te cząstki jeszcze nie były odkryte. Kolor, pojęcie o większej jeszcze abstrakcji, postuluje trzy odmiany kwarku, które mogą być różne, ale zupełnie nieodróżnialne. Obecne teorie uwięzienia kwarków sugerują, że wszystkie kwarki mogą być na stałe niewidzialne i niedostępne. Te właśnie sukcesy modelu kwarków doprowadzają nas z powrotem do pytania o realność kwarków. Jeśli jakaś cząstka nie może być wyizolowana lub zaobserwowana, nawet w teorii, to jak kiedykolwiek będziemy w stanie dowiedzieć się, czy ona istnieje?

Tłumaczył Grzegorz Wilk

Władimir B. Berestecki

Instytut Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej (ITEF)
Moskwa

Ładunek zerowy i swoboda asymptotyczna *

Zero Charge and Asymptotic Freedom

Abstract: Some problems of point charges in quantum electrodynamics are discussed. It is argued that quantum chromodynamics of coloured quarks and gluons could provide a promising model of strong interactions.

1

Problemy współczesnej teorii są problemami teorii pola. Jeśli mechanika klasyczna i mechanika kwantowa są logicznie spójnymi schematami, przy czym ograniczenia stosowalności pierwszej wynikły z doświadczenia, a nie znamy faktów dających powód do przebudowy drugiej, to teoria pola od samego początku zawierała w sobie wewnętrzne sprzeczności.

Dlaczego jest potrzebna teoria pola? Potrzebuje jej teoria względności, w której każde oddziaływanie rozchodzi się ze skończoną prędkością i dlatego potrzebne jest pole — pośrednik oddziaływań. Pole jest pewnym układem dynamicznym mającym nieskończoną liczbę stopni swobody. Z drugiej strony, ponieważ w mechanice relatywistycznej nie ma prawa zachowania liczby cząstek i cząstki mogą powstawać i ginąć, to jakikolwiek układ ma faktycznie nieskończoną liczbę stopni swobody, tj. przybiera charakter pola. W takim razie teoria relatywistyczna jest teorią oddziaływających pól.

Jak dobrze wiadomo, już elektrodynamika klasyczna zawiera wewnętrzne sprzeczności. Równania Maxwella-Lorentza pozwalają wyznaczyć pole z zadanych rozkładów ładunków i prądów. Jednak pole określa jednocześnie rozkład ładunków i prądów. Równania ruchu ładunków pozwalają znaleźć ich

* Artykuł, opublikowany w „Uspiechach Fizycznych Nauk” 120, 439 (1976), został przetłumaczony za zgodą Żony Autora i Jego Kolegów oraz Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1976 by Izdatelstvo Nauka, Uspekhi Fizicheskikh Nauk] (Przyp. Red.).

rozkład, ale przy zadanym polu. Rozwiązanie pełnego układu równań dla układu dynamicznego „pole i ładunki” napotyka jednak na nieprzewyciężone trudności.

W elektrodynamice klasycznej wykonano jedynie mały krok naprzód. Można najpierw znaleźć ruch elektronu w zadanym polu, potem znaleźć pole wytwarzane przez dany ruch i następnie uwzględnić wpływ tego pola na ruch elektronu. Tak oblicza się siłę tarcia promienistego. Aby taka metoda kolejnych przybliżeń była uzasadniona, musi być spełniony warunek, aby siła tarcia promienistego była mniejsza od początkowej siły. Warunek ten spełniony jest dla pola o długości fali większej niż klasyczny promień elektronu $r_e = e^2/mc^2$. Dla mniejszych długości fal elektrodynamika klasyczna nie zna odpowiedzi.

Jednak trudności elektrodynamiki klasycznej w tym obszarze są nieistotne. Wiadomo, że długości fal znacznie większe od r_e , rzędu komptonowskiej długości fali elektronu $\lambda_e = \hbar/mc = 137r_e$, wymagają podejścia kwantowego.

Teoria klasyczna pozostaje więc w zasadzie niezadowolająca, ale praktycznie trudności przeniesione zostają na grunt elektrodynamiki kwantowej.

Rozwiązania równań elektrodynamiki kwantowej również otrzymuje się metodą kolejnych przybliżeń (teoria zaburzeń), przy czym rozwiązanie wygląda jak szereg potęgowy w małym parametrze $e^2 = 1/137^*$. Już w pierwszym przybliżeniu elektrodynamika kwantowa dała piękne rezultaty, opisujące szeroką klasę zjawisk: emisję fotonów, rozpraszanie fotonów i elektronów, kreacje i anihilację par elektronowo-pozytonowych. Jednak próby znalezienia poprawek do tych wyników prowadziły do niedorzeczności. Następny wyraz rozwinięcia zawierał rzeczywiście wyższą potęgę małego parametru e^2 , ale przy nim stał czynnik multiplikatywny zawierający całkę po długościach fal typu

$$\int \frac{d\lambda}{\lambda},$$

w której górnym przedziałem całkowania była długość fali charakterystyczna dla danego procesu (np. określona przekazem pędu lub energii), a dolna granica nie była ograniczona, tzn. całka była rozbieżna logarytmicznie w dolnej granicy. Sytuacja ta jest podobna do tej, jaka występuje w elektrodynamice klasycznej przy próbie obliczenia masy elektromagnetycznej elektronu. Rzeczywiście, pole kulombowskie spoczywającego ładunku w odległości r od niego jest proporcjonalne do $1/r^2$, dlatego energia $\sim \int r^{-2} dr$. Zauważmy, że całka ta przyjmuje wartość równą energii elektronu mc^2 , gdy całkujemy po obszarze $r > r_e/2$. tutaj fizyczne ograniczenie stosowności teorii $r > \lambda_e$ zmusza do rozpatrzenia problemu w ramach elektrodynamiki kwantowej.

Taka dziwna sytuacja, w której metoda przybliżona daje odpowiedzi zgodne z doświadczeniem, a poprawności metody nie można udowodnić wewnątrz teorii pokazując, że poprawki są małe, nie mogła nie niepokoić twórców elektrodynamiki kwantowej. Dlatego oczekiwali oni, w szczególności Heisenberg,

* e^2 w tym artykule oznacza wielkość bezwymiarową $e^2/\hbar c$.

takiego rozwiązania problemu jak w elektrodynamice klasycznej, czyli pojawienia się faktów doświadczalnych przeczących wynikom elektrodynamiki kwantowej. Wówczas można by oczekiwać, że potrzebna będzie zupełnie nowa teoria, a stosowalność elektrodynamiki kwantowej byłaby ograniczona (już nie od wewnątrz, a z zewnątrz) do obszaru niezbyt małych odległości lub niezbyt dużych energii. Dlatego każdy nowy fakt doświadczalny badano najpierw z tego punktu widzenia (O poglądach teoretyków w tamtych czasach mówi książka Heitlera, wydana w 1936 r.). Tak było, gdy znaleziono obfitą produkcję cząstek w promieniach kosmicznych. Interpretowano to jako fakt niezgodny z teorią — w elektrodynamice kwantowej prawdopodobieństwo produkcji dużej liczby par e^+e^- i fotonów w jednej reakcji jest niezwykle małe. Potem okazało się, że przypadki te można bardzo dobrze wytłumaczyć modelem kaskadowym bez produkcji wielorodnej, w zgodzie z elektrodynamiką kwantową. Potem pojawiła się sprzeczność między modelem kaskadowym a natężeniem miękkiej składowej promieni kosmicznych w niskich warstwach atmosfery. Sprzeczność tę rozwiązano po odkryciu mionów i pionów przez przeformułowanie modelu przechodzenia promieni kosmicznych przez atmosferę. Znowu okazało się, że teoria kaskadowa, tzn. elektrodynamika, jest poprawna. Następny etap rozwoju teorii rozpoczął się wraz z nowym odkryciem doświadczalnym, w postaci przesunięcia Lamba poziomów energetycznych. Wartość tego przesunięcia była tego rzędu, że mogła być interpretowana jako poprawka drugiego rzędu rachunku zaburzeń, gdyby teoria pozwalała obliczyć tę poprawkę. I wtedy ją obliczono. W jaki sposób? Przecież drugi rząd zawiera nieskończoność, rozbieżną całość! Mówiąc ogólnie pomysł jest następujący. Zapomnijmy o rozbieżności. Aby nie zwracać na nią uwagi, wygodnie jest oznaczyć określoną

(rozbieżną) jej część, np. $\int_0^{\lambda e}$, jakąkolwiek literą a lub δ . Będziemy przy tym pa-

miętać, że a lub δ jest mnożone przez mały parametr e^2 . Okazuje się, że w wyrażeniu dla dowolnej amplitudy rozpraszania obliczonej z dokładnością do określonej potęgi e^2 , wielkości a czy δ wchodzi w postaci $e^2(1 + \delta) = e'^2$, $m + \delta = m'$, gdzie e i m są ładunkiem i masą elektronu. Dokonujemy teraz renormalizacji, tzn. będziemy traktować wielkości e' i m' jako doświadczalnie mierzone wartości ładunku i masy elektronu. Po dokonaniu tej operacji otrzymujemy wzory dla drugiego i wyższych rzędów, w których już nie ma nieskończoności. Ścisła procedura rachunkowa mało różni się od opisanej tutaj metody. Należy jeszcze upewnić się o jednoznaczności tej procedury i o tym, że w dowolnym rzędzie wszystko można sprowadzić do renormalizacji masy i ładunku. To również zostało sprawdzone.

Czy taka teoria jest poprawna? Tak, świadczy o tym doskonała zgodność z doświadczeniem. Obecnie najczulszym sprawdzianem teorii jest pomiar anomalnego momentu magnetycznego elektronu i mionu. Dla elektronu rachunki przeprowadzono do trzeciego rzędu z dokładnością przewyższającą wartość doświadczalną. Dla mionu zgodność doświadczenia z teorią sprawdzono do punktu, od którego należy uwzględniać wkład hadronów. A jak można

zrozumieć takie traktowanie całek rozbieżnych? Najprościej wyobrazić sobie, że od samego początku dolne granice całek są ograniczone. Obcięte są one przez coś z zewnątrz w stosunku do naszej teorii, przy czym nie jest zbyt istotne dla nas w którym miejscu — gdzieś na bardzo małych odległościach.

2

Uczniowie Landaua, wiedząc jak wysoko cenił on konkretne wyniki fizyczne i jak mało lubił dyskusje na ogólne tematy o podstawach teorii, byli nieco zdziwieni względną powściągliwością, z jaką Landau odnosił się do olbrzymich postępów elektrodynamiki kwantowej przy obliczaniu poprawek promienistych. Przejawili oni niedostateczne zrozumienie stosunku swojego nauczyciela do nauki. Landau nie mógł pracować bez uczucia pełnej jasności. Dla niego pojęcie to nie pokrywało się bynajmniej z formalną ścisłością. On rzeczywiście nie lubił dyskusji na tematy dotyczące podstaw nauk, ale tylko tych, których podstawy uważał za zrozumiałe dla siebie, np. mechaniki kwantowej czy fizyki statystycznej. Zupełnie inny był jego stosunek do tych dziedzin, w których nie było jasności. Dobrym tego przykładem są jego wczesne prace z Peierlsem, a także stosunek Landaua do problemu niezachowania parzystości.

Tak było i w epoce poprawek promienistych. Ceniał on oczywiście rezultaty, ale metody, jakimi je otrzymano, uważał za pomysły formalne. Dlatego Landau wraz ze swoimi uczniami zajął się znalezieniem podstaw tych metod.

Rezultatem badań były cztery artykuły Landaua, Abrikosowa i Chałatnikowa [1]. Zadanie, jakie sobie postawiono w tych pracach, było następujące. Ponieważ rozbieżności związane są z małymi odległościami, tzn. z punktowością ładunków, to czy nie można szukać najpierw rozwiązania dla skończonych rozmiarów r_0 , a potem badać, co będzie przy $r_0 \rightarrow 0$. Aby wyjaśnić tę ideę, rozpatrzmy prosty przykład, który, jak się okaże, jest w pełni równoważny ogólnemu problemowi. Załóżmy, że mamy dwa jednakowe ładunki znajdujące się względem siebie w odległości r . Jeśli ładunki znajdują się w próżni, to energia potencjalna ma postać prawa Coulomba $V = e^2/r$ niezależnie od tego czy ładunek jest punktowy, czy ma dowolny sferycznie symetryczny rozkład z promieniem $r_0 < r$. Wyrażenie to jest rozwiązaniem równania elektrostatyki $\text{div } \mathbf{E} = 0$ lub $\Delta V = 0$, $r > r_0$. Jeśli ładunki znajdują się w dielektryku, to równanie elektrostatyki ma postać

$$\text{div } \mathbf{D} = 0,$$

gdzie $\mathbf{D} = (1 + 4\pi\chi)\mathbf{E}$, χ — polaryzowalność (podatność elektryczna) ośrodka. Wielkość χ jest w ogólności operatorem całkowym. Wyrażenie dla V można zapisać w postaci

$$V = \frac{e^2 d}{r}.$$

W celu znalezienia d należy znać polaryzowalność ośrodka. Zauważmy, że postać d zależy od rozmiarów ładunku r_0 i że rozwiązanie równania potrzebne nam jest w obszarze $r > r_0$. Wielkość r_0 można zmieniać dowolnie. Np. jeśli nawet ładunek jest punktowy, to możemy wyciąć dokoła niego kulę o promieniu r_0 i do $e(r_0)$, włączyć oprócz początkowego ładunku również wszystkie ładunki związane, wywołane polaryzacją ośrodka wewnątrz sfery o promieniu r_0 *. Jeśli przyjmiemy $r_0 = r$, to otrzymamy proste prawo Coulomba, tzn. przy $r = r_0$, $d = 1$. Można powiedzieć, że zadanie sprowadza się do znalezienia ładunku jako funkcji promienia $e^2(r)$:

$$e^2(r) = e^2(r_0)d. \quad (1)$$

W elektrodynamice kwantowej ładunki umieszczone w próżni nie oddziałują zgodnie z prawem Coulomba na skutek polaryzacji próżni. Zadanie polega więc na znalezieniu polaryzacji próżni χ i funkcji d . Rozwiązanie tego zadania metodą teorii zaburzeń oznacza, że jako wyjściowe (zerowe) przybliżenie przyjmujemy prawo Coulomba, następne przybliżenie opisuje polaryzację w danym polu itd. W ten sposób otrzymujemy rozwiązanie w postaci szeregu

$$d = 1 + e^2 d_1 + \dots$$

Funkcja d_1 zawiera całkę rozbieżną, o której była już mowa, $\int \lambda^{-1} d\lambda$. Jeśli jednak mamy do czynienia nie z ładunkami punktowymi, lecz o skończonych rozmiarach, to na funkcję d należy nałożyć dodatkowy warunek graniczny: $d = 1$ dla $r = r_0$. Oznacza to, że dolna granica całkowania wynosi nie zero lecz r_0 i $\int_{r_0}^r \lambda^{-1} d\lambda = \ln(r/r_0)$. Zamiast całki rozbieżnej otrzymujemy całkę skończoną, obciążoną przy r_0 . Wynik ten otrzymujemy przyjmując pewne ograniczenia: nie wiemy co zachodzi w obszarze $r < r_0$, więc przez e oznaczyliśmy całkowity ładunek znajdujący się wewnątrz sfery, włączając w to pierwotny („nieubrany”) ładunek i związane ładunki próżni. Okazuje się przy tym, że chociaż posługiwaliśmy się teorią zaburzeń opartą na małej wartości e^2 , to parametrem rozkładu oprócz e^2 okazuje się również $e^2 \ln(r/r_0)$. Dlatego możemy zmieniać r_0 tylko w takim przedziale, żeby spełniony był warunek

$$e^2 \ln(r/r_0) \ll 1.$$

Zauważmy jeszcze, że takie proste wyrażenie na d_1 otrzymujemy dla $r \ll \lambda_e$, natomiast dla r rzędu λ_e lub $r > \lambda_e$ w tym wzorze należy zamienić r na λ_e (oprócz tego dochodzą wyrazy niezależne od r_0 , które nie będą nas interesować; dla prostoty ograniczymy się do odległości $r < \lambda_e$).

* Nie należy wyobrażać sobie obu ładunków jako kulek o promieniach r_0 . Tak można traktować jedynie ładunek „aktywny”, tj. „wywołujący” pole. Oczywiście jest bez różnicy, który z dwu ładunków uważamy za „aktywny” czy „bierny”. Ważne jest to, że mierzymy ich iloczyn. W dalszej części artykułu będziemy traktować e^2 , a nie e , jako funkcję r_0 .

Należy powiedzieć, że interpretacja obciążenia całek rozbieżnych stosowana w tych pracach nie była zupełnie nowa. Zasadniczo nowa była druga część sformułowania problemu, polegająca na szukaniu funkcji d bez stosowania teorii zaburzeń. Rzecz w tym, że formalny układ równań elektrodynamiki kwantowej ma charakter bardziej symboliczny niż realny. Można z niego otrzymać szereg perturbacyjny dla amplitud rozpraszania. Nie można natomiast otrzymać zamkniętego układu równań dla amplitud, czy funkcji Greena — otrzymuje się dla nich nieskończony układ równań (równania Dysona). W pracy Landaua, Abrikosowa i Chałatnikowa pokazano, że przy małych wartościach e^2 można podać zamknięty układ równań. Autorzy rozwiązali go dla asymptotycznego obszaru $r_0 \ll r \ll \lambda_e$ i otrzymali

$$d = \frac{1}{1 + (2/3\pi)e^2 \ln(r/r_0)}, \quad (2)$$

tzn.

$$e^2(r) = \frac{e^2(r_0)}{1 + (2/3\pi)e^2(r_0) \ln(r/r_0)}. \quad (3)$$

Zauważmy, że w przypadku $(2e^2/3\pi)\ln(r/r_0) < 1$ wyrażenie (2) można rozłożyć w szereg

$$d = 1 - \frac{2e^2}{3\pi} \ln \frac{r}{r_0} + \left(\frac{2e^2}{3\pi} \ln \frac{r}{r_0} \right)^2 + \dots,$$

pokrywający się z szeregiem, który można otrzymać w rachunku zaburzeń, jeśli zachować wyrazy zawierające e^2 i $\ln(r/r_0)$ w tych samych potęgach. Wzory (2) i (3) są słuszne przy słabszych ograniczeniach: dla $e^2 \ll 1$ i dowolnej wartości $r/r_0 \gg 1$ (ale oczywiście $r < \lambda_e$; praktycznie są one dobre do $r \sim \lambda_e$).

Tak więc w pracach tych pokazano, że jeśli rozpatrzymy ładunek niepunktowy, mający rozmiary r_0 , to dla $e^2 \ll 1$ istnieje rozwiązanie dla d . Rozwiązanie to pozwala przeprowadzić renormalizację ładunku. To, co zwykle nazywamy ładunkiem fizycznym, jest stałą wchodzącą do prawa Coulomba dla fotonów o dużej długości fali, czyli przy stosowanych terminach jest to $e(\lambda_e)$. Możemy więc przeprowadzić rachunki w teorii zaburzeń, wyniki wyrazić poprzez $e(\lambda_e)$, a początkowy „nieubrany” ładunek $e(r_0)$ nigdy nie wejdzie do naszych wzorów, jeśli interesujemy się obszarem $r > r_0$. Analogicznie można uzasadnić renormalizację masy.

Wzór (3) otrzymano przy uwzględnieniu wkładu do polaryzacji próżni jedynie od elektronów. Oprócz elektronów należy uwzględnić jeszcze wkład od mionów, innych ciężkich leptonów, jeśli one istnieją, i być może innych cząstek (np. kwarków). Dlatego w obszarze małych r współczynnik przy logarytmie we wzorach (2) i (3) należy zwiększyć ν razy, gdzie ν — efektywna liczba fermionów, uczestniczących w polaryzacji próżni na małych odległościach. Wyniki analogiczne do (2) i (3) otrzymali prawie w tym samym czasie Gell-Mann i Low [2]. Opracowali oni metodę, która następnie została rozwinięta

jako metoda grupy renormalizacji [9]. Punktem wyjściowym tej metody jest wyrażenie (1). Ponieważ d jest wielkością bezwymiarową, to dla $r \ll \lambda_e$ jest ona jedynie funkcją e^2 i r/r_0 . Tak więc

$$e^2(r) = e^2(r_0) d\left(e^2(r_0), \frac{r}{r_0}\right). \quad (4)$$

Wzór (4) jest słuszny przy dowolnym wyborze r_0 . Dlatego kładąc $r_0 = \varrho$, $r = \varrho + d\varrho$, $e^2(\varrho) = a$ i uwzględniając $d(e^2, 1) = 1$, otrzymujemy równanie różniczkowe

$$da = \varphi(a) d\varrho / \varrho,$$

gdzie

$$\varphi(a) = a \left. \frac{\partial d(a, x)}{\partial x} \right|_{x=1}, \quad (5)$$

czyli

$$\frac{da}{\varphi(a)} = \frac{d\varrho}{\varrho}. \quad (6)$$

Całkując (6) w przedziale od $\varrho = r_0$ do $\varrho = r$ otrzymujemy

$$\ln \frac{r}{r_0} = \int_{e^2(r_0)}^{e^2(r)} \frac{da}{\varphi(a)}. \quad (7)$$

Aby wyliczyć całkę we wzorze (7), musimy znać $\varphi(a)$, funkcję tylko jednej zmiennej (ładunku). Dlatego uważając ładunek za mały możemy posłużyć się teorią zaburzeń. Wówczas otrzymujemy

$$d(a, x) = -1 - \frac{2a}{3\pi} \ln x, \quad \varphi(a) = -\frac{2a^2}{3\pi} \quad (8)$$

i ze wzoru (7) otrzymujemy wyrażenie (3) dla $e^2(r)$.

Istotę tej metody można wyjaśnić w języku równoważnego problemu elektrostatyki. Równanie na potencjał rozwiązujemy ściśle, a polaryzowalność ośrodka obliczamy przy użyciu rachunku zaburzeń.

Metoda Gell-Manna i Lowa daje w zasadzie możliwość poprawienia przybliżenia przez uwzględnienie w $\varphi(a)$ członów wyższego rzędu w a . W tym celu należy w rachunku zaburzeń obliczyć dla $d(a, x)$ wyrazy rzędu $a^{n+1} \ln x$, nie wchodzące do rozkładu wzoru (2).

3

Przejdziemy teraz do analizy wzoru (3):

$$e^2(r) = \frac{e^2(r_0)}{1 + \beta e^2(r_0) \ln(r/r_0)}, \quad (9)$$

gdzie $\beta = 2/3\pi$.

Prześledźmy, co się dzieje z $e^2(r)$, gdy zmniejszamy r_0 przy ustalonej wartości $e^2(r_0)$. Wyrażenie (9) otrzymane zostało przy założeniu małości $e^2(r_0)$, zaś wartość logarytmu nie była ograniczana. Przy zmniejszaniu promienia r_0 można dojść do takiej jego wartości, że

$$\beta e^2(r_0) \ln(r/r_0) \geq 1.$$

Wówczas w mianowniku wzoru (9) można zaniedbać jedynkę i $e^2(r)$ okazuje się wielkością niezależną od $e(r_0)$:

$$e^2(r) = \frac{1}{\beta} (\ln(r/r_0))^{-1}. \quad (10)$$

Można teraz przejść do granicy ładunku punktowego

$$e^2(r) \rightarrow 0 \quad \text{przy} \quad r_0 \rightarrow 0. \quad (11)$$

Wynik ten otrzymali Landau i Pomeranczuk [3] oraz Fradkin [4].

Nie musimy jednak uważać $e^2(r_0)$ za małe. Z doświadczenia wiemy, że małym okazuje się ładunek „zrenormalizowany”, czyli „fizyczny”, $e^2(\lambda_e)$. Dla dużych wartości $e^2(r_0)$ nie jesteśmy w stanie ściśle rozwiązać problemu. Jednak Landau i Pomeranczuk podali argumenty mające świadczyć o tym, że rezultat (11) powinien być słuszny dla dowolnych $e^2(r_0)$. Argumenty te opierają się na formalnie ścisłym wyrażeniu na $e^2(r)$. Można je np. zapisać w postaci całki funkcjonalnej (patrz np. [12])

$$e^2(r) = \int A(0)A(r)f(A) \exp \left[-\frac{1}{2e^2} \int A(x) \square A(x) d^4x \right] dA,$$

w której e^2 (tzn. $e^2(r_0)$), wchodzi tylko do czynnika wykładniczego, uwzględniającego wpływ pola swobodnego w lagranżianie, a czynnik $f(A)$, uwzględniający wpływ oddziaływania, nie zawiera e^2 . Jednak e^2 wchodzi do mianownika w wykładniku i dodatkowo już przy małych wartościach e^2 funkcja $e^2(r)$ nie zależy od e . Dlatego wydaje się rozsądne przyjęcie, że przy zwiększaniu wartości e rola tego czynnika, tzn. rola pola swobodnego, w stosunku do roli oddziaływania będzie jeszcze mniejsza.

„Dochodzimy do podstawowego wniosku, że z formalnej elektrodynamiki wydaje się wynikać zerowy ładunek elektronu. Powiedzenie „wydaje się” odnosi się do braku pełnej ścisłości podanej wyżej argumentacji”. (Jest to cytata z pracy Landaua i Pomeranczuka).

Sens wzorów (9) — (11) jest prosty. Ładunek umieszczony w ośrodku polaryzującym się zmniejsza swą wartość na skutek polaryzacji. Polaryzacja ta na małych odległościach jest tak silna, że niezależnie od wielkości tego ładunku, na pewnej odległości od niego efektywny ładunek nie zależy od ładunku wprowadzonego do ośrodka. W granicy punktowego ładunku pierwotnego (nawet nieskończonego) nie pozostaje po nim żaden ślad w dowolnej skończonej odległości od niego.

Ten wynik istotnie zmienia nasze wyobrażenia o zawartości równań elektrodynamiki kwantowej. Początkowo sytuacja była następująca: mamy formalne równania i znamy ich rozwiązanie w postaci szeregu perturbacyjnego, którego każdy człon, oprócz pierwszego, zawiera nieskończoności. Teraz mamy rozwiązanie otrzymane drogą przejścia granicznego od ładunku o skończonych rozmiarach do punktowego, przy czym rozwiązanie to daje ładunek zerowy, tzn. brak jakiegokolwiek oddziaływania, brak jakiegokolwiek procesów. Taka teoria nie jest bez sensu, ale jest fizycznie niezadowalająca.

Jeśli równania pola mają rozwiązania, które można otrzymać przy pomocy przejścia granicznego od ładunku o skończonych rozmiarach do punktowego, to można spróbować poszukać rozwiązania drogą ogólniejszego przejścia granicznego, w którym mamy dwa promienie: r_0 — elektronu i r'_0 — oddziaływania elektronu z polem. Taka metoda była zaproponowana przez Abrikosowa i Chałatnikowa [10]. Pomeranczuk [5] pokazał, że przy pomocy tej metody można uwolnić się od założenia o małości $e^2(r_0)$ i otrzymać wyniki (10) i (11) bezpośrednio przy dowolnej wartości $e^2(r_0)$ oraz potwierdzić przewidywania Landaua i Pomeranczuka. W ten sposób otworzono drogę do badania pól z dużą stałą sprzężenia, np. teorii oddziaływań nukleonów z polem mezonowym. Taki właściwie był główny cel badań Pomeranczuka.

W szeregu prac Pomeranczuk pokazał, że i w tym przypadku teoria pola prowadzi do zerowej wartości efektywnej stałej sprzężenia $g(r)$ na skończonych odległościach (ważny problem uwzględnienia oddziaływania między mezonami był badany przez Diatłowa, Sudakowa i Ter-Martirosjana [11]).

Wniosek, jaki Pomeranczuk wyciągnął z tych wyników, był radykalny: teoria pola w istniejącej postaci jest niewygodna do opisu silnych oddziaływań.

Jak należy rozumieć praktyczne sukcesy elektrodynamiki kwantowej? Przepiszmy wyrażenie (9) w postaci rozwikłanej względem $e^2(r_0)$ i wybierzmy $r = \lambda_e$:

$$e^2(r_0) = \frac{e^2(\lambda_e)}{1 - \beta e^2(\lambda_e) \ln(\lambda_e/r_0)}. \quad (12)$$

Wielkość $e^2(\lambda_e)$ jest, jak już mówiliśmy, fizycznym ładunkiem elektronu, tzn. tym, który ujawnia się na dużych odległościach na zewnątrz efektywnego obszaru polaryzacji próżni. Gdy wchodzimy do wnętrza tego obszaru ($r_0 < \lambda_e$), ładunek rośnie. Jednak nie możemy na podstawie wzoru (12) otrzymać wielkiego ładunku, gdyż nie wolno stosować tego wzoru blisko takich wartości r_0 , przy których mianownik się zeruje. W rzeczywistości praktycznie to nie jest potrzebne, gdyż jest to obszar $r_0 \sim \exp(-137/\beta)$. Elektrodynamika kwantowa jest praktycznie użyteczna właściwie dlatego, że posługujemy się nieściłymi rozwiązaniami dla ładunków punktowych, pozostawiając otwarte pytanie, co dzieje się na małych odległościach.

Są więc dwa sposoby ujmowania elektrodynamiki kwantowej — „teoretyczny” i „pragmatyczny”. Pierwszy sposób polega na tym, że traktując jej

równania na serio rozwiązujemy je metodą przejścia granicznego $r_0 \rightarrow 0$ i otrzymujemy rozwiązanie trywialne $e = 0$ (ładunek zerowy). W ujęciu pragmatycznym przyjmuje się jako zadany empirycznie ładunek „fizyczny” $e(\lambda_e)$; wówczas istnieje rozwiązanie w postaci szeregu perturbacyjnego, ale teoria nie stosuje się na małych odległościach.

W wypadku oddziaływań silnych (tj. przy stałej $g(\lambda_e)$ rzędu jedności) podejście pragmatyczne nie daje, bo próba wykorzystania wzoru typu (12) prowadzi nas od razu poza obszar jego stosowalności. Nie ma takiego obszaru, w którym małe odległości nie odgrywałyby roli.

4

Nie można powiedzieć, aby podstawowe wnioski Pomeranczuka zyskały szerokie uznanie i rozgłos. Nie było to jednak związane z tym, że w tych pracach znajdowały się istotne usterki. Wskazywano w zasadzie, że rozwiązanie Landaua-Pomeranczuka znalezione zostało przy małych wartościach e^2 i że wkład wyższych poprawek mógłby zmienić charakter funkcji Gell-Manna-Lowa (5) tak, że ze wzoru (7) nie wynikałoby równanie (3), lecz inne, nieprowadzące do zerowej wartości ładunku. Badano warunki, jakie należałoby nałożyć na funkcję $\varphi(\alpha)$ i jakie stąd wynikają wnioski. Jednak nikt nie podał realnego mechanizmu, który prowadziłby do takiej zmiany funkcji $\varphi(\alpha)$. Słusznie wskazano również na to, że możliwa jest matematycznie sytuacja, kiedy przejście graniczne nie ma nic wspólnego ze ścisłym rozwiązaniem. Nikt nie wykazał, że istnieje inne rozwiązanie równań elektrodynamiki kwantowej z oddziaływaniem punktowym, poza teorią zaburzeń, oprócz tego, które otrzymuje się fizycznie zrozumiałą drogą przejścia granicznego od ładunku o skończonych wymiarach do punktowego. W takim razie krytyka nie wychodziła poza wątpliwości, jakie zawierał przytoczony wcześniej cytat z pracy Landaua i Pomeranczuka.

Można powiedzieć, że wnioski Pomeranczuka były ignorowane z powodu ich czysto negatywnego charakteru (tak traktował je sam Pomeranczuk). W odniesieniu do elektrodynamiki praktycznie nie one nie zmieniały, a w odniesieniu do oddziaływań silnych nie dawały żadnych wskazówek, jak należy je traktować. Landau i Pomeranczuk [3] wysunęli hipotezę o tym, że ponieważ teoria pola nie daje się zastosować do silnych oddziaływań, tzn. na odległościach rzędu komptonowskiej długości fali λ_π mezonu π , to w fizyce powinna pojawić się nowa stała uniwersalna rzędu λ_π . Jednakże najbardziej czułe doświadczenie dotyczące tego efektu, jakim było dostatecznie dokładne zmierzenie anomalnego momentu magnetycznego mionu (ponieważ λ_μ jest bliskie λ_π), nie potwierdziło tego stwierdzenia. Wartość anomalnego momentu magnetycznego zgadza się z wynikami elektrodynamiki kwantowej.

Tym niemniej, u większości wybitnych fizyków niezależnie pojawiło się wrażenie znalezienia się w ślepej uliczce przy próbach otrzymania z teorii

poła, w ramach teorii zaburzeń, konkretnych wyników fizycznych. Odczucie to podzielał np. Feynman, który wiele pracował nad tym problemem i stworzył w tym celu metodę rozmywania operatorów i metodę całek po trajektoriach. Swój punkt widzenia wyjaśnił on w liście do Landaua, wysłanym około roku 1955, w którym charakteryzuje on próby stworzenia teorii silnych oddziaływań jako dziecinnie prymitywne naśladowanie elektrodynamiki kwantowej (z prostą zamianą oddziaływania wektorowego pseudoskalarным) i wyraża pogląd, że przyroda „nie jest na tyle głupia”, żeby nie wymyśleć czegoś bardziej chytrzego.

To odczucie doprowadziło do tego, że rzeczywisty rozwój teorii silnych oddziaływań w ostatnim dziesięcioleciu nastąpił w istocie poza teorią pola. Opierając się na ideach, zaproponowanych w 1943 r. przez Heisenberga, zaczęto rozpatrywać jako podstawowe elementy teorii nie pola, ale bliżej związane z wielkościami bezpośrednio mierzalnymi amplitudy rozpraszania — elementy macierzy rozpraszania. Macierz rozpraszania spełnia warunek unitarności, będący podstawowym żądaniem mechaniki kwantowej*. Warunek unitarności wskazuje na osobliwości amplitud rozpatrywanych jako funkcje zmiennych zespolonych. Właściwości analityczności amplitud można do pewnego stopnia formalnie uzasadnić w teorii pola. Unitarność i analityczność prowadzą do układu związków, które można rozpatrywać jako analog dynamicznego układu równań. Jednak układ ten jest nieskończony i właściwości analityczności amplitud są złobzone. Tylko w przypadku wystąpienia małego parametru, jak w elektrodynamice kwantowej, można rzeczywiście rozwiązać praktycznie wszystkie problemy bez stosowania teorii pola. Tym niemniej w ten sposób udało się otrzymać szereg ważnych wyników dla teorii silnych oddziaływań, w tym i takie, jak twierdzenie Pomeranczuka o asymptotycznej równości przekrojów czynnych cząstek i antycząstek i twierdzenie Froissarta o maksymalnym wzroście przekrojów czynnych.

Do rozwoju idei macierzy rozpraszania przyczyniło się i to, że hadronów poznano zbyt dużo, aby każdemu z nich przypisywać pole. Naturalne jest, że nie można traktować jednych z nich jako elementarne, a innych jako złożone. Powstało pojęcie „demokracji hadronów”. Pojawiła się idea samozgodności, zgodnie z którą praktycznie dowolne hadrony z odpowiednimi liczbami kwantowymi mogą być wzięte jako wyjściowe i warunki analityczności i unitarności odtworzą całe widmo hadronów.

Ukoronowaniem tego kierunku okazała się metoda zespolonego momentu pędu (biegunów Reggego), opracowana na użytek teorii silnych oddziaływań w latach 1961—1962. Entuzjaści tej metody, np. Chew, sądzili, że teoria silnych oddziaływań jest zupełnie bliska zakończenia.

Jednak właśnie w tym momencie rozwój teorii spowodował zwrócenie się zainteresowania w stronę teorii pola. Zaczęło się od tego, że płaszczyzna zespo-

* Warunek unitarności wyraża dwie podstawowe cechy opisu kwantowego: probabilistyczną interpretację amplitud i zasadę superpozycji stanów.

lonego momentu pędu okazała się nie taka prosta. Pojawiły się na niej punkty rozgałęzienia. Przy tym wskazówek o ich istnieniu dostarczyła teoria pola po tym, jak Mandelstam wskazał na typ diagramów Feynmana generujących punkty rozgałęzienia na płaszczyźnie zespolonego momentu pędu. Aby zorientować się we właściwościach amplitud z uwzględnieniem cięć, trzeba było stworzyć połowy obraz reggeonu, pojawiły się „drabinki”, „drzewka” itd. Początkowa prostota teorii biegunów Reggego, analogiczna do prostej postaci pierwszego przybliżenia w teorii pola, ustąpiła miejsca złożoności nieskończonego szeregu, w którym w ogólnym wypadku wszystkie wyrazy są tego samego rzędu. Gribow opracował technikę diagramów, podobną do techniki Feynmana, w której każdy element diagramu przedstawia sobą jakby pewną określoną klasę diagramów Feynmana. Operowanie tą techniką stało się tak trudną sztuką, jak rozwiązywanie problemów teorii pola. I u jej podstaw mimo wszystko leżała abstrakcyjna teoria pola, pola nie odpowiadającego określonym cząstkom wyjściowym, ale posiadającego cechy, których nie można otrzymać z konkretnego modelu, cechy zapewniające małość pędów poprzecznych — podstawowego faktu w oddziaływaniach hadronów wysokich energii.

Z drugiej strony pojawiły się wyobrażenia o wyższych symetriach hadronów, poglądowo interpretowane modelem kwarków. Pojawiły się dane doświadczalne o nieelastycznym rozpraszaniu leptonów wskazujące jak gdyby na istnienie obiektów punktowych wewnątrz hadronów.

Tak wróciliśmy z powrotem w obszar teorii pola. Istnieją pierwotne pola fermionowe (np. kwarki) analogiczne do pola elektronowo-pozytonowego. Przy tym demokracja hadronów zostaje zachowana — wszystkie hadrony składają się z nieobserwowalnych kwarków. Pola fermionowe jakoś oddziałują między sobą, np. za pośrednictwem pewnych pól bozonowych. Stąd już wszystko powinno wynikać.

Ale jak można to zrozumieć, jeśli teoria pola prowadzi do samowylączania się oddziaływań — zerowania się ładunku?

5

Okazało się, że tego zapętlenia nie można rozwiązać, lecz można je przeciąć. Dla pól i oddziaływań, jakie były przez wszystkich rozpatrywane począwszy od lat trzydziestych (łącznie z Pomeranczukiem), prawdziwe jest twierdzenie o ładunku zerowym. Można jednak zbudować takie teorie pola i oddziaływania, do których to twierdzenie nie stosuje się i teorie mają wtedy nietrywialne (z ładunkiem niezerowym) rozwiązania. Po raz pierwszy takie teorie pola rozpatrzyli Yang i Mills w 1954 r. [6].

Okazało się, że w tym celu nie trzeba odżegnywać się od naśladowania elektrodynamiki kwantowej, lecz trzeba w pewnym sensie je wzmóc. Pole elektromagnetyczne ma dwie cechy, które uważano za niezbyt istotne w ogólnej teorii pola. Pierwsza to zerowa masa fotonu. Druga — potencjał wekto-

rowy A_μ , wchodzący do członu oddziaływania, ma cztery składowe, podczas gdy foton ma tylko dwa stany polaryzacyjne. Prowadziło to do formalnych trudności. Albo należy porzucić opis jawnie kowariantny względem przekształceń Lorentza, wiążąc z fotonem tylko poprzeczne składowe A_μ i wprowadzając oddziaływanie kulombowskie między ładunkami. Tak postępowano w początkowym etapie rozwoju elektrodynamiki kwantowej i to utrudniało rozpatrywanie poprawek promienistych i przeprowadzanie renormalizacji. Albo, korzystając np. z niezmienniczej teorii zaburzeń Feynmana, rozpatrywać podłużnie i czasopodobnie spolaryzowane fotony, przy czym te ostatnie posiadają własności nienormalne z punktu widzenia mechaniki kwantowej — posiadają normę ujemną („ujemne prawdopodobieństwo”). Trudności te znikają, gdy rozpatrywano oddziaływanie fermionów z innymi polami, związanymi z cząstkami o niezerowej masie i zerowym spinie (np. mezonami π). W rozwoju ogólnej formalnej teorii pola, w szczególności aksjomatycznej, przypadek elektrodynamiki kwantowej na ogół był ignorowany. Postulowano żądanie dodatkowej normy i istnienie przerwy energetycznej między próżniowym i pierwszym wzbudzonym stanem pola. Tymczasem w elektrodynamice na skutek zerowej masy fotonu widmo energetyczne pola w sposób ciągły dochodzi do próżni. Z tą własnością związane jest istnienie w elektrodynamice kwantowej „katastrofy podczerwonej” — promieniowania nieskończonej liczby fotonów o dużej długości fali przy zderzeniach. Dlatego w elektrodynamice kwantowej trudno nawet wprowadzić formalnie dostatecznie ściśle pojęcie macierzy rozpraszania — podstawowej wielkości przy obliczaniu prawdopodobieństw i przekrojów czynnych. W fizycznych zastosowaniach trudności te można łatwo pokonać, ale stwarzają one kłopoty w formalnej teorii pola.

Przedstawione wyżej specyficzne cechy elektrodynamiki kwantowej są konsekwencją istnienia w lagranżianie dodatkowej symetrii. Oprócz niezmienniczości względem przekształceń Lorentza jest on niezmienniczy względem transformacji cechowania. Jeśli ψ jest dirakowskim polem elektronu, a A_μ — potencjałem wektorowym, to transformacja cechowania ma postać

$$\psi \rightarrow e^{ie\chi} \psi, \quad A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu \chi,$$

gdzie χ jest dowolną funkcją współrzędnych i czasu, e — ładunkiem elektronu, $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$. Transformacje cechowania tworzą grupę: złożenie dwu transformacji z funkcjami χ_1 i χ_2 odpowiada transformacji tego samego typu z funkcją $\chi = \chi_1 + \chi_2$. Ponieważ dwa kolejne przekształcenia wykonane w różnej kolejności dają ten sam rezultat (operacje przekształceń są przemienne), to taka grupa nosi nazwę abelowej. Oznaczana jest ona w teorii grup symbolem $U(1)$. Cyfra 1 oznacza to, że grupa jest jednoparametrowa. Charakteryzowana jest ona tylko jednym generatorem (operatorem transformacji infinitezymalnej) — jednostkowym. Grupa ta dodatkowo nazywa się lokalną, gdyż χ jest określona niezależnie w każdym punkcie czasoprzestrzeni.

Istnienie grupy cechowania pozwala na podanie prostej recepty wprowadzenia

dzenia oddziaływania między polami („minimalnego sprzężenia”). Weźmy lagranżian pól swobodnych, tzn. sumę lagranżianów swobodnego pola elektromagnetycznego i swobodnego pola elektronowego:

$$L^0 = L_A^0 + L_\psi^0,$$

gdzie

$$L_A^0 = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad L_\psi^0 = i\bar{\psi}(\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi,$$

i dokonajmy w nim zamiany

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu,$$

tzn.

$$L(\psi, A_\mu, \partial_\mu) = L^0(\psi, A_\mu, D_\mu).$$

Otrzymamy wtedy lagranżian pól oddziaływających L

$$L^0 \rightarrow L = L^0 - j^\mu A_\mu, \quad j^\mu = e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi.$$

Lagranżian L jest niezmienniczy względem transformacji cechowania; cechy tej nie miał lagranżian L^0 (ściślej, L_ψ^0).

Yang i Mills dokonali uogólnienia elektrodynamiki kwantowej wprowadzając zamiast abelowej grupy cechowania $U(1)$ grupę cechowań nieabelowych $SU(2)$, tj. grupę obrotów w przestrzeni izospinowej z parametrami lokalnymi (kątaami obrotów)*. Zupełnie analogicznie wprowadza się grupy $SU(n)$. Ponieważ grupa $SU(n)$ ma $N = n^2 - 1$ parametrów χ^i i tyle jest generatorów τ^i (w przypadku $n = 2$ są to operatory izospinu), to trzeba wprowadzić tyle samo pól wektorowych A_μ^i ($i = 1, \dots, N$). (W przypadku $SU(2)$ $N = 3$, więc A^i — trójwymiarowy izowektor; w przypadku $SU(3)$ pola A^i tworzą oktet.). Trzeba również wprowadzić D_μ jako macierz

$$D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu,$$

gdzie macierz A_μ

$$A_\mu = \sum_{i=1}^N \tau^i A_\mu^i,$$

a g jest stałą sprzężenia, jaką wprowadziliśmy zamiast e .

Teraz, stosując poprzednią receptę, otrzymujemy lagranżian układu pól A_μ^k oddziaływających z dirakowskimi polami ψ^k w postaci

$$L = -\frac{1}{4}\text{Tr}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}^k(\gamma^\mu D_\mu - m)\psi^k, \quad (13)$$

gdzie zakładamy sumowanie po k ; jeśli k odpowiada reprezentacji spinorowej (izospinor dla $n = 2$, superspinor dla $n = 3$), to $k = 1, 2, \dots, n$. Jawna postać

* Grupa $U(1)$ jest równoważna grupie obrotów płaszczyzny wokół osi prostopadłej do niej, grupa $SU(2)$ — grupie obrotów przestrzeni trójwymiarowej. Ponieważ dwa obroty wykonane wokół różnych osi w różnej kolejności dają różne wyniki, więc jest to grupa nieabelowa.

macierzy τ winna odpowiadać wybranej reprezentacji. Zauważmy, że pole tensorowe $F_{\mu\nu}$ równe jest

$$F_{\mu\nu} = D_\mu A_\nu - D_\nu A_\mu = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ig[A_\mu, A_\nu],$$

gdzie nawiasy oznaczają komutator. W przypadku elektrodynamiki (grupa $U(1)$) $[A_\mu, A_\nu] = 0$ i $F_{\mu\nu}$ nie różni się od pola swobodnego. W przypadku grupy $SU(n)$ komutator różny jest od zera i dlatego lagranżian zawiera oddziaływanie pól A_μ^i ze sobą (człony zawierające A w trzeciej i czwartej potęgze w L). W ten sposób jedne „fotony” emitują drugie i rozpraszają się na sobie nawet przy braku innych pól.

Pola Yanga-Millsa początkowo nie wzbudziły dużego zainteresowania. Można wytłumaczyć to ich abstrakcyjnym charakterem. Jest to zespół pól wektorowych odpowiadających cząstkom bezmasowym, znamy zaś jedną taką cząstkę foton. W 1962 r. teorią Yanga-Millsa zainteresował się Feynman, traktując ją jako prosty model, mający pewną analogię z kwantową teorią grawitacji, i stwierdził, że wymaga ona zmiany zwykłych reguł Feynmana. Pociągnęło to za sobą lawinę prac poświęconych zbudowaniu teorii zaburzeń dla nieabelowych pól cechowania. Masowe zainteresowanie polami Yanga-Millsa datuje się od 1967 r., kiedy Weinberg i Salam pokazali, że mogą one stać się podstawą zbudowania jednolitej teorii oddziaływań elektromagnetycznych i słabych; w tym artykule ten aspekt nie będzie nas interesował. Nieabelowe pola cechowania stały się podstawą dla teorii silnych oddziaływań po tym, jak w 1973 r. Gross, Wilczek i Politzer [7] pokazali, że pola te nie podlegają twierdzeniu o ładunku zerowym, lecz obdarzone są w pewnym sensie przeciwną cechą, nazwaną swobodą asymptotyczną.

Gross, Wilczek i Politzer postawili dla pól Yanga-Millsa problem analogiczny do problemu rozwiązanego w elektrodynamice kwantowej przez Landaua, Abrikosowa i Chałatnikowa oraz Gell-Manna i Lova a mianowicie problemu ładunku efektywnego jako funkcji odległości $g(r)$. Otrzymali oni wynik odpowiadający wyrażeniu (9) w elektrodynamice, ale z istotną różnicą: współczynnik przy $g^2(r_0) \ln r/r_0$ w mianowniku może mieć znak przeciwny. Zapisując ten wynik w postaci rozwikłanej względem $g^2(r_0)$ (podobnie jak (12)), otrzymujemy

$$g^2(r_0) = \frac{g^2(r)}{1 + \gamma g^2(r) \ln(r/r_0)}, \quad r > r_0, \quad (14)$$

gdzie

$$\gamma = \frac{11}{6\pi} n - \beta;$$

we wzorze na γ pierwszy człon określony jest oddziaływaniem pól A_μ^i ze sobą, n jest wymiarem grupy, tzn. indeksem w nazwie $SU(n)$. Drugi wyraz β jest określony przez te pola, z którymi dodatkowo oddziałują pola Yanga-Millsa. W szczególności, jeśli jest to dirakowskie pole fermionowe, tworzące superspinor

$SU(n)$ (multiplet o wymiarze n), to $\beta = \frac{1}{3\pi}$. Jeśli liczba takich niezależnych multipletów o wymiarze n wynosi ν , to

$$\beta = \frac{\nu}{3\pi} \quad \text{i} \quad \gamma = \frac{11n-2\nu}{6\pi}. \quad (15)$$

Widzimy, że przy $\nu < \nu_{\max} = \frac{11}{2}n$ współczynnik γ jest dodatni. Dla $n = 2$ $\nu_{\max} = 11$, dla $n = 3$ $\nu_{\max} = 16$. $\gamma = 10/3\pi$ dla $n = 2$, $\nu = 1$. $\gamma = 27/6\pi$ dla $n = 3$, $\nu = 3$. $\gamma = 25/6\pi$ dla $n = 3$, $\nu = 4$.

Zobaczmy, co się dzieje, gdy będziemy zmniejszać r_0 . Dla $\gamma g^2 \ln r/r_0 \gg 1$ otrzymujemy z (14)

$$g^2(r_0) = \frac{1}{\gamma \ln(r/r_0)}$$

i

$$g^2(r_0) \rightarrow 0 \quad \text{przy} \quad r_0 \rightarrow 0. \quad (16)$$

Jest to rezultat wprost przeciwny do (11). To nie ładunek na skończonej odległości dąży do zera przy dowolnej wartości początkowego ładunku punktowego, lecz zerowy ładunek punktowy odpowiada skończonej wartości ładunku na skończonej odległości. Zauważmy, że tego rezultatu nie można otrzymać, jeśli, korzystając formalnie z równań pola, rozpatrujemy jedynie ładunki punktowe. Trzeba korzystać z metody przejścia granicznego Landaua.

Właściwość (16) otrzymała nazwę swobody asymptotycznej — na małych odległościach oddziaływanie słabnie i cząstki stają się swobodne. Polaryzacja ośrodka nie prowadzi do zmniejszenia ładunku jak w elektrostatyce, lecz do jego zwiększenia. Jak to się dzieje?

Wróćmy najpierw do elektrodynamiki kwantowej. Używając metody Gell-Manna i Lova do otrzymania $e^2(r)$, jak mówiliśmy, należy obliczyć funkcję $\varphi(\alpha)$ na podstawie wzoru (5) i podstawić ją do (7). Z kolei, aby obliczyć $\varphi(\alpha)$, należy znaleźć funkcję $d(\alpha, x)$ z teorii zaburzeń z dokładnością do pierwszego rzędu w α . Należy w tym celu rozpatrzeć następujący diagram Feynmana;

$$\text{---} \bigcirc \text{---} \longrightarrow -\frac{2\alpha}{3\pi} \ln x$$

w którym linia przerywana odpowiada polu kulombowskiemu, a ciągłe — elektronowemu. Pętla elektronowa przedstawia wirtualną kreację i anihilację pary dającej polaryzację próżni. W ten sposób otrzymujemy wyrażenie (8). Tego typu diagramy pojawiają się również w przypadku pola Yanga — Millsa i opisują polaryzację próżni przez te cząstki, z którymi ono oddziałuje. Dają one wkład do sumy — $\beta \alpha \ln x$ i, jak w elektrodynamice, są ujemne. Ale oprócz tego teoria Yanga — Millsa zawiera człony z samoodziaływaniem i należy uwzględnić ich wkład do polaryzacji próżni.

W elektrodynamice, jak już wspominaliśmy, można wprowadzić różne opisy oddziaływania. Najstarszy opis polega na tym, że oddziaływanie elektromagnetyczne realizowane jest w dwojaki sposób: natychmiastowy (oddziaływanie kulombowskie) i opóźniony — przez emisję i absorpcję kwantów, które mogą mieć dwa stany polaryzacji poprzecznej. Bardziej współczesny opis, podobny feynmanowskiemu, polega na tym, że pełne oddziaływanie zachodzi jakby przez absorpcję i emisję kwantów o czterech polaryzacjach. Wzorując się na pracy Chripłowicza [8], który obliczył funkcję d w teorii Yanga — Millsa dla $n = 2$, $\nu = 1$, będziemy korzystali ze starego opisu. Pole ma trzy składowe — dwie naładowane i jedną neutralną. Każda z tych składowych składa się z pola kulombowskiego i kwantów poprzecznych. Zgodnie z tym wkład do funkcji d będą dawały dwa diagramy. Pierwszy:

$$\text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \rightarrow -\frac{\alpha}{3\pi} \ln x$$

gdzie linia przerywana obrazuje neutralne pole kulombowskie, a falista — kwanty naładowane. Diagram ten, jak i poprzedni, opisuje kreację i anihilację pary cząstek naładowanych i daje ujemny wkład do d . Można pokazać, że jakikolwiek diagram tego typu wchodzi ze znakiem ujemnym, co jest konsekwencją warunku unitarności. Drugi diagram, zewnętrżnie podobny do pierwszego, ma inny charakter. Nie można go interpretować jako wirtualną kreację cząstek i ich anihilację i daje on dodatni wkład:

$$\text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \rightarrow \frac{4\alpha}{\pi} \ln x$$

gdzie linia przerywana z kropkami przedstawia naładowane pole kulombowskie. Nie jest to cząstka propagująca się, lecz natychmiastowe oddziaływanie ze zmianą ładunku. Suma tych dwóch diagramów daje dla pierwszego wyrazu w γ wartość $11/3\pi$ zgodnie z (15) (przy $n = 2$, $\nu = 1$).

6

Panujące obecnie poglądy na temat silnych oddziaływań można przedstawić w następujący sposób. Istnieje kilka (ν) typów kwarków $q^{(f)}$ ($f = 1, 2, \dots, \nu$). Do niedawna przyjmowano, że $\nu = 3$. Obecnie pojawiły się dane wskazujące na konieczność wprowadzenia czwartego kwarku. Możliwe jest, że liczbę kwarków będzie trzeba powiększyć. Każdy z kwarków $q^{(f)}$ stanowi triplet grupy $SU(3)_{\text{col}}$, tzn. kwark każdego typu $q^{(f)}$ może znajdować się w trzech stanach $q_k^{(f)}$, $k = 1, 2, 3$. Przyjęto indeksy k nazywać kolorami (ang. „colour”), np. $k = 1$ — „niebieski”, $k = 2$ — „żółty”, $k = 3$ — „czerwony”.

Tę lokalną grupę $SU(3)$ przyjęto nazywać grupą kolorową $SU(3)_{\text{col}}$ (nie należy jej mylić z grupą $SU(3)$, związaną z trzema typami kwarków $q^{(f)}$ o różnych $f = 1, 2, 3$; o grupie tej nie będzie dalej mowy). Kwarki kolorowe oddziałują z wektorowymi polami cechowania A_μ^i tworzącymi oktet (ze względu na

liczbę parametrów lub generatorów grupy $SU(3)_{\text{col}}$ — polami Yanga — Millsa. Nazywane są one polami gluonowymi (od ang. „glue” — klej). Wszystkie kwarki obdarzone są ładunkiem określającym ich oddziaływanie z gluonami. Teorię układu kolorowych kwarków i pól gluonowych, opisywanych lagranżianem (13), Gell-Mann zaproponował nazwać chromodynamiką kwantową (ang. „quantum chromodynamics”).

Istnienie swobody asymptotycznej oznacza, że chromodynamika może dać nietrywialne rozwiązania nawet dla dowolnie małych odległości. W obszarze małych odległości ($r_0 \rightarrow 0$) ładunek efektywny $g(r_0) \rightarrow 0$, co oznacza, że wewnątrz hadronów kwarki przy małych r zachowują się jak swobodne cząstki. Wyjaśnia to doświadczenia z głęboko nieelastycznym rozpraszaniem elektronów i neutronów, które w określonym obszarze energii i przekazów czteropędu interpretuje się jako rozpraszanie na niezależnych obiektach punktowych. Dla odległości, przy których $g^2(r_0) \ll 1$, można stosować teorię zaburzeń i metody grupy renormalizacji. Inną cechą swobody asymptotycznej jest wzrost oddziaływania na dużych odległościach. Rzeczywiście, jeśli przepisać formułę (14) w postaci

$$g^2(r) = \frac{g^2(r_0)}{1 - \gamma g^2(r_0) \ln(r/r_0)}, \quad r > r_0, \quad (17)$$

to łatwo widać, że $g(r)$ rośnie ze wzrostem r . Nie wiemy, jakie należy przyjąć wartości r_0 i $g(r_0)$ w tym wyrażeniu i w jakim zakresie r można je stosować. Jasne jest, że nie można go stosować wszędzie, gdyż przy zmniejszaniu mianownika wychodzimy z obszaru stosowalności. Jednak jakościowo można sobie wyobrazić, że oddziaływanie rośnie z odległością. Jeśli wzrost ten jest nieograniczony, to kwarki będą zamknięte w jamie potencjalnej, z której nie będą mogły się wydostać. Wyjaśnia to, dlaczego nie istnieją swobodne kwarki. Mogą się one znajdować jedynie w stanie związanym. Stanami takimi są hadrony. Jeśli potencjał oddziaływania atomów w cząsteczce byłby ściśle potencjałem oscylatora, to atomy także byłyby nieobserwowalne.

Nieobserwowalność kwarków związana jest ściśle z nieobserwowalnością koloru. Wszystkie hadrony są stanami „białymi”, tzn. singletami grupy $SU(3)_{\text{col}}$.

Obecnie podejmowane są duże wysiłki w celu ścisłego sformułowania podstaw takich podejść oraz problemu uwięzienia (ang. „confinement”) kwarków. Być może nasze oczekiwania są złudne, bowiem trudności związane z dużymi odległościami („katastrofa podczerwona”) są nadal niepokonane.

Rozwiązano natomiast problem małych odległości. Wydaje się, że każda rzeczywista, tj. dynamiczna, teoria pola jest teorią wykorzystującą wektorowe pola cechowania. Inne teorie pola, opisujące bezpośrednio hadrony i ich oddziaływanie, są teoriami fenomenologicznymi i w pewnym momencie powinny sprowadzić się do teorii oddziaływań kwarków z gluonami. Jeśli porównać teorię silnych oddziaływań z nierelatywistyczną mechaniką kwantową układów atomowych, to można przeprowadzić następującą analogię. Dynamika układów atomowych to dynamika elektronów z oddziaływaniem kulombow-

skim. Dynamika układów hadronowych to dynamika kwarków i gluonów. W pewnym przybliżeniu z dynamiki elektronów można otrzymać fenomenologiczne potencjały oddziaływania atomów, siły molekularne, quasicząstki itd. Z dynamiki kwarków wynikają teorie fenomenologiczne oddziaływania hadronów, reggeony itd.

Elektrodynamika też jest taką teorią fenomenologiczną, chociaż takie jej określenie może brzmieć jak bluźnierstwo. Elektrodynamika jest słuszna w tym pragmatycznym sensie, o jakim wspominaliśmy wcześniej, tzn. wszędzie poza obszarem bardzo małych odległości, gdzie nie można jej stosować z powodu twierdzenia o ładunku zerowym. W dodatku elektrodynamika zlewa się z teorią słabych oddziaływań w jednolitą teorię oddziaływań z nieabelowymi polami cechowania. Zachodzi to przy tych odległościach, dla których siły oddziaływań słabych i elektromagnetycznych stają się sobie równe.

Thumaczył *Jan Kalinowski*

Literatura

- [1] L. D. Landau, A. A. Abrikosov, I. M. Khalatnikov, *Dokl. Akad. Nauk, SSSR* **95**, 497, 773, 1177; **96**, 261 (1954); L. D. Landau, *Sobranie trudov*, t. 2, Nauka, Moskwa 1969, s. 195.
- [2] M. Gell-Mann, F. Low, *Phys. Rev.* **95**, 99 (1954).
- [3] L. D. Landau, I. Ya. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **102**, 489 (1955); L. D. Landau, *Sobranie trudov*, t. 2, Nauka Moskwa 1969, s. 47; I. Ya. Pomeranchuk, *Sobranie nauchnykh trudov*, t. 2, Nauka, Moskwa 1972, s. 163.
- [4] E. S. Fradkin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **28**, 750 (1955).
- [5] I. Ya. Pomeranchuk, *Sobranie nauchnykh trudov*, t. 2, Nauka, Moskwa 1972, s. 168.
- [6] C. N. Yang, R. L. Mills, *Phys. Rev.* **96**, 191 (1954).
- [7] D. J. Gross, F. W. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973); H. D. Politzer, **30**, 1346 (1973).
- [8] I. B. Khriplovich, *Yad. Fiz.* **10**, 409 (1969).
- [9] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoriyu kvantovannykh poloi*, Nauka, Moskwa 1973.
- [10] A. A. Abrikosov, I. M. Khalatnikov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **95**, 497 (1954).
- [11] I. T. Diatlov, K. A. Ter-Martirosyan, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **30**, 416 (1956); I. T. Diatlov, V. Sudakov, K. A. Ter-Martirosyan, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **32**, 767 (1957); V. V. Sudakov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **111**, 338 (1956).
- [12] A. I. Achiezer, V. B. Berestetskii, *Kvantovaya elektrodinamika*, Nauka, Moskwa 1969.

Wojciech Żurek

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

Badanie rozkładu pędów elektronów metodą efektu Comptona

A Research of the Electrons Momentum Distribution by Means of the Compton Effect

Abstract: The use of inelastic scattering in the investigations of electron momentum distribution is surveyed. The relationship between electron wave functions and Compton profile is shown.

Experimental methods employing X and gamma rays and a coincidence technique are described. Review of current areas of research and comparison with the positron annihilation technique reveals applicability of Compton scattering.

1. Fizyczne podstawy stosowania rozpraszania Comptona do badania rozkładu pędów elektronów

1.1. Wstęp

Badanie rozkładu pędów elektronów za pomocą techniki rozpraszania nieelastycznego zostało zapoczątkowane po odkryciu i wyjaśnieniu efektu Comptona w latach dwudziestych naszego stulecia [1, 2].

Jauncey zasugerował, że zaobserwowane poszerzenia linii rozproszonego promieniowania X nie są spowodowane niedoskonałością kolimacji, lecz rozkładem pędów elektronów, na których rozpraszają się fotony [2]. Interpretacja Jauncey'a wykorzystywała model atomu Sommerfelda-Bohra [3].

Bardziej szczegółowe omówienie prac z pierwszego okresu rozwoju techniki nieelastycznego rozpraszania fotonów znaleźć można w przeglądowym artykule Du Monda [4] oraz w opatrzonej obszernym wstępem pracy Coopera [5].

Zainteresowanie metodą rozpraszania nieelastycznego wygasło w latach trzydziestych. Przyczyny tego leżą zarówno w trudnościach eksperymental-

nych, na jakie napotymano przy ówczesnym stanie techniki (eksperymenty z powodu małej intensywności źródeł promieniowania X trwały i po kilka tysięcy godzin!), jak i w trudnościach interpretacyjnych.

Nie bez znaczenia był również rozwój badań strukturalnych metodą dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego. Odciągnął on uwagę badaczy od dającego mniej błyskotliwe wyniki jego zastosowania do badania rozkładu pędów elektronów.

Renesans techniki nieelastycznego rozpraszania, zapoczątkowany w roku 1965 pomiarami dla litu [6], przypada na przełom lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych. W roku 1970 technika eksperymentalna uległa znacznemu rozszerzeniu, dzięki zastosowaniu promieniowania gamma i detektorów półprzewodnikowych [7, 8]. Od tej chwili liczba publikowanych prac z tej dziedziny z roku na rok wzrasta, przynosząc nowe dane doświadczalne i coraz lepsze interpretacje teoretyczne.

1.2. Zasada fizyczna

Prześledźmy proces zderzenia fotonu z elektronem. Oznaczmy pęd elektronu przed i po zderzeniu odpowiednio przez \vec{P}_i i \vec{P}_f . Dla fotonu częstotliwość i wektor falowy oznaczane są symbolami ω_i , \vec{k}_i — przed zderzeniem, a ω_f , \vec{k}_f — po zderzeniu. We wzorach podanych poniżej przyjmijmy $\hbar = 1$. W procesie zderzenia zachowywane są:

a. energia — co wyraża równanie (1)

$$\omega_i - \omega_f = \frac{P_i^2}{2m_e} - \frac{P_f^2}{2m_e}, \quad (1)$$

gdzie m_e jest masą elektronu.

b. pęd

$$\vec{k}_i + \vec{P}_i = \vec{k}_f + \vec{P}_f \quad (2)$$

Oznaczmy odpowiednio:

$$\omega = \omega_i - \omega_f, \quad \vec{k} = \vec{k}_i - \vec{k}_f. \quad (3)$$

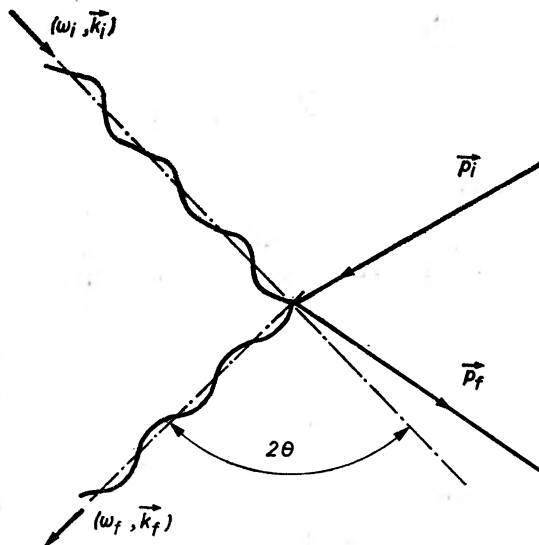
Z powyższych wzorów pragniemy wyznaczyć \vec{P}_i . Jeśli wiązka promieniowania padającego na tarczę jest monochromatyczna i dobrze skolimowana, to znamy wartości (ω_i, \vec{k}_i) . Kolimując wiązkę fotonów rozproszonych przez tarczę i mierząc ich energię możemy wyznaczyć wartości (ω_f, \vec{k}_f) . Zatem w równaniach (1), (2) pozostają nie znane tylko pędy elektronów. Wyliczając z równania (2) \vec{P}_f , którego na ogół nie znamy i uwzględniając (3) możemy z formuły (1) otrzymać następujący związek:

$$\omega = \frac{|\vec{k}|^2}{2m_e} - \frac{\vec{k} \cdot \vec{P}_i}{m_e}. \quad (4)$$

Wniosek, który z niego wypływa: znając przekaz pędu i energii fotonu, możemy znaleźć rzut q pędu \vec{P}_i elektronu na kierunek \vec{k} :

$$q = \frac{\vec{k} \cdot \vec{P}_i}{|\vec{k}|}. \quad (5)$$

Stąd droga do otrzymania rozkładu rzutów q pędów elektronów w tarczy rozpraszającej, zwanych też „profilami Comptona”, jest już prosta. Ilość elektronów, których rzut pędu q należy do przedziału $(q_0, q_0 + \Delta q)$ jest proporcjonalna do liczby rozproszonych przez nie fotonów, które w doświadczeniu zostały



Rys. 1. Schematyczne przedstawienie procesu zderzenia fotonu z elektronem

zarejestrowane z $\omega \in (\omega_0, \omega_0 + \Delta\omega)$ danym wzorem (4), (5). Współczynnikiem proporcjonalności jest przekrój czynny σ_c , który zależy od ω , a w przypadku relatywistycznym również od q . Wynik tych rozważań można zapisać [8] za pomocą „eleganckiej” formuły matematycznej na różniczkowy przekrój czynny:

$$\frac{dj}{d\omega d\Omega} = \left(\frac{d\delta}{d\Omega} \right)_{\text{Th}} \cdot \frac{\omega_i}{\omega_f} \cdot \left(\frac{1}{2\pi} \right) \cdot \int n(\vec{P}_i) d^3P_i \delta \left(\omega - \frac{k^2}{2m_e} - \frac{\vec{k} \cdot \vec{P}_i}{m_e} \right) \quad (6)$$

gdzie

$$\left(\frac{d\delta}{d\Omega} \right)_{\text{Th}} = \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 (\vec{\varepsilon}_i \cdot \vec{\varepsilon}_f)^2 \left(\frac{\omega_f}{\omega_i} \right)^2 \quad (7)$$

jest nierelatywistycznym przekrojem Thompsona. W podanych wyżej wzorach $n(\vec{P}_i) d^3P_i$ wyraża prawdopodobieństwo znalezienia elektronu w elemencie objętości d^3P_i , e oznacza ładunek elektronu, c — prędkość światła, a $\vec{\varepsilon}_i$ i $\vec{\varepsilon}_f$ —

polaryzację fotonu przed i po zderzeniu. Można również wzór (6) przepisać w następującej, wygodnej ze względów interpretacyjnych postaci:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\omega d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{T_1} \cdot \frac{\omega_i}{\omega_f} \cdot \frac{m_e}{|k|} \cdot J(q) \quad (8)$$

gdzie $J(q)$ dana jest wzorem:

$$J(q) = \int dP_{ix} \int dP_{iy} n(P_{ix}, P_{iy}, P_{iz} = q). \quad (9)$$

$J(q)$ nazywamy profilem Comptona. Sens fizyczny $J(q)$ łatwo zrozumieć; $J(q_0)dq$ wyraża prawdopodobieństwo znalezienia elektronu o pędzie, którego rzut na kierunek \vec{k} należy do przedziału $(q_0, q_0 + dq)$.

W przypadku, gdy funkcja $n(\vec{P}_i)$ jest sferycznie symetryczna, wzór (9) można uprościć do postaci:

$$J(q) = 2\pi \int_q^\infty |\vec{P}_i| n(\vec{P}_i) dP_i. \quad (10)$$

Normalizację $J(q)$ przeprowadza się według wzoru:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} J(q) dq = Z \quad \text{dla pierwiastka o } Z \text{ elektronach.} \quad (11)$$

W przypadku relatywistycznym wzory się komplikują [8, 9], dalej jednak możliwe jest wyznaczenie profilu Comptona $J(q)$ z widma zmierzonego w doświadczeniu.

1.3. Przybliżenie impulsowe

Mówiąc o efekcie Comptona mamy na ogół na myśli nieelastyczne rozpraszanie fotonów na swobodnych elektronach. Tymczasem w doświadczeniu elektrony, na których rozpraszanie zachodzi, związane są z jądrami próbki. Nasuwa się w związku z tym pytanie; jaki wpływ ma fakt związania elektronów na przebieg rozpraszania?

Aby odpowiedzieć na to pytanie, musimy najpierw naszkicować (w oparciu o [5]) opis zjawiska rozpraszania nieelastycznego na gruncie mechaniki kwantowej.

Zgodnie ze „złotą regułą”, prawdopodobieństwo przejścia ze stanu początkowego $|i\rangle$ do końcowego $|j\rangle$, gdy hamiltonian oddziaływania dany jest przez \mathcal{H} wyraża się wzorem:

$$R_{ij} \sim \rho(E_j) \cdot |\langle i | \mathcal{H} | j \rangle|^2 \delta(E_{ij}). \quad (12)$$

Pomijając w (12) nieistotne w naszym przypadku przejścia rezonansowe (zakładamy, że stan $|j\rangle$ jest stanem niezwiązanym), można dla oddziaływania z fotonem przepisać (12) w następującej formie:

$$R_{ij} \sim \rho(E_j) (d\sigma/d\Omega)_{Th} |\langle i | e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} | j \rangle|^2 \delta(E_{ij}) \quad (13)$$

Jeśli założymy, że stan $|j\rangle$ jest falą płaską

$$\psi_j = V^{-\frac{1}{2}} \exp(i\vec{p}_j \cdot \vec{r}) \quad (14)$$

gdzie V jest objętością systemu, to prawdopodobieństwo przejścia wyrazi się związkiem:

$$R_{ij} \sim \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Th}} V^{-1} \left| \int d^3\vec{r} \psi_i(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{-i\vec{p}_j \cdot \vec{r}} \right|^2 \delta(E_{ij}) \quad (15)$$

który jest niezależny od energii wiązania elektronu w atomie. W końcu, biorąc pod uwagę wzory (2), (3) można (15) zapisać w postaci następującej:

$$R_{ij} \sim \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Th}} \left| \int d^3\vec{r} \psi_i(\vec{r}) e^{-i\vec{p}_j \cdot \vec{r}} \right| \delta(E_{ij}) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Th}} \psi_i \psi_i^*(\vec{p}_i) \delta(E_{ij}) \quad (16)$$

Ponieważ nie znamy energii końcowej elektronów E_j , chcąc otrzymać różniczkowy przekrój czynny, musimy dokonać sumowania po wszystkich stanach końcowych j , które dopuszcza warunek energetyczny. Prowadzi to do wzoru (6).

Istotnym przybliżeniem, którego przy wyprowadzeniu dokonaliśmy, było założenie, że stany końcowe elektronów dane są wzorem (14). Przybliżenie to nosi nazwę przybliżenia impulsowego („impulse approximation”) i znacznie ułatwia interpretację danych doświadczalnych.

Jakie są granice tego przybliżenia? Wypadek, w którym na pewno jest ono słuszne, można podać łatwo. Jeśli przekaz energii od fotonu nie wystarcza na wyrzucenie elektronu do continuum stanów, stan końcowy elektronu jest dalej stanem związanym, a samo zjawisko ma charakter absorpcji fotoelektrycznej. Oczywiście, przybliżenie impulsowe nie stosuje się w tym wypadku. Zwiększając nieco przekaz energii od fotonów, możemy doprowadzić do sytuacji, gdy stany końcowe elektronów znajdują się już w continuum, lecz ich energia kinetyczna niewiele przewyższa energię wiązania. Wtedy funkcja falowa elektronów jest zaburzona oddziaływaniem z polem dodatniego jonu. Nie jest więc ona falą płaską, i stąd wynika niedokładność przybliżenia impulsowego. Rozszerzenie tych rozważań i wyniki doświadczalne można znaleźć w pracach [10, 11, 12].

Podsumowując, można powiedzieć; przybliżenie impulsowe jest tym lepsze, im przekaz energii od fotonu większy jest od energii wiązania elektronu w atomie.

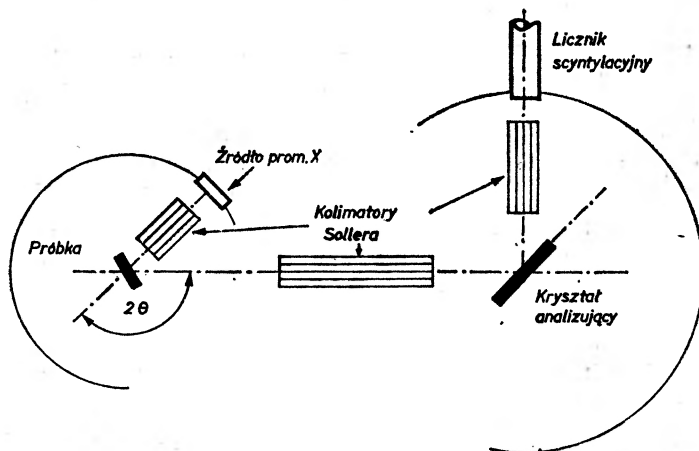
2. Eksperymentalne wyznaczenie profilów Comptona

2.1. Promieniowanie rentgenowskie

Źródła promieniowania rentgenowskiego były używane do wyznaczenia profilów Comptona w pierwszym okresie rozwoju techniki rozpraszania nieelastycznego i stosowane są do dzisiaj. Typowe stanowisko pomiarowe przedstawiono na rys. 2.

Zasadniczymi elementami stosowanego układu są: źródło promieniowania X i układ analizujący energię promieniowania rozproszonego.

Na ogół stosowane są źródła X o możliwie dużej energii promieniowania (np. lampy rentgenowskie z anodą molibdenową). W celu uzyskania wiązki monoenergetycznej stosuje się monochromator. Źródło umieszczone jest w osłonie, gwarantującej niskie tło pomiaru.



Rys. 2. Stanowisko doświadczalne do badania profili Comptona za pomocą promieni rentgenowskich (wg [5]).

Układ analizujący składa się z ruchomego monokryształu, na którym zachodzi braggowskie ugięcie oraz z licznika scyntylicyjnego i układu zliczającego. Ze względu na dużą energię promieniowania analizowanego, stosowane są kryształy LiF, które charakteryzują się małą stałą sieciową i dużą regularnością budowy.

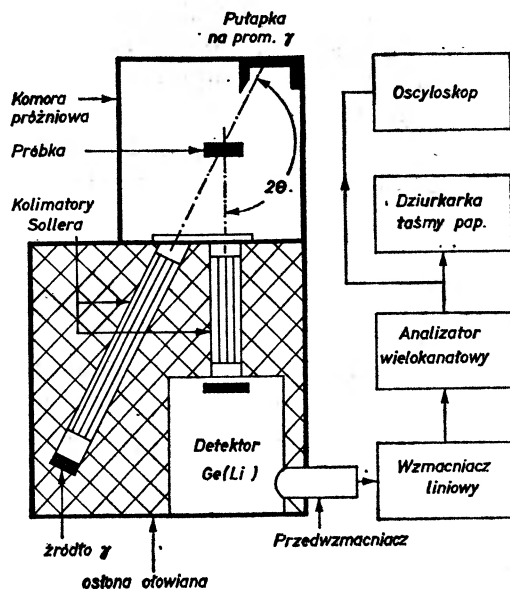
Kąt rozpraszania 2θ jest na ogół bliski 180° . Prowadzi to do dużej wartości $|\vec{k}|$ — co zwiększa czułość pomiaru, oraz jak jeszcze zobaczymy (wzór 17), zmniejsza błędy pochodzące od niedokładnej kolimacji.

W celu otrzymania profilu Comptona $J(q)$ z widma eksperymentalnego należy uwzględnić poprawki związane z widmem źródła i innymi czynnikami, do których jeszcze powrócimy.

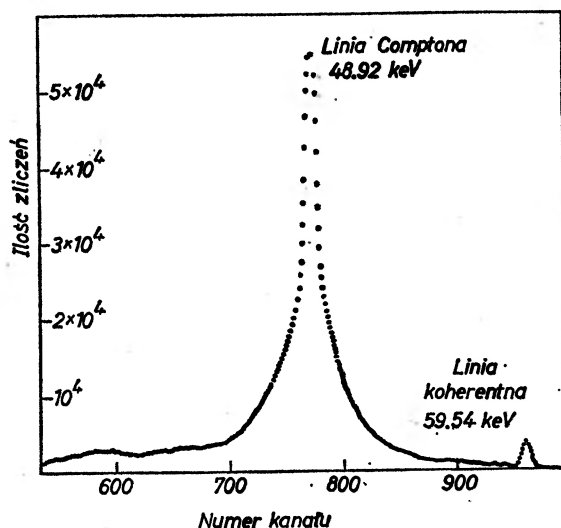
2.2. Promieniowanie gamma

W ostatnich latach rozpowszechniła się metoda badania profili Comptona z użyciem promieniowania gamma. Układ pomiarowy stosowany w tym wypadku przedstawiono na rys. 3. Jego schemat ideowy jest analogiczny, jak w przypadku promieniowania rentgenowskiego.

Źródło promieniowania gamma (na ogół Am^{241} — energia linii 59,54 keV bądź $\text{Te}^{121\text{m}}$ — energia linii 160 keV) posiada aktywność rzędu 1 Ci. W związku z tym konieczna jest potężna osłona ołowiana, gwarantująca niskie tło pomiaru.



Rys. 3. Układ eksperymentalny do badania profili Comptona za pomocą promieniowania gamma (wg [13]).



Rys. 4. Widmo eksperymentalne dla próbki z polikrystalicznego glinu (wg [13]).

Skolimowana wiązka, padająca na tarczę jest monoenergetyczna (praktycznie delta Diraca). Energie kwantów gamma rzędu 100 keV pozwalają na znaczne skrócenie czasu pomiaru. Wiąże się ono z tym, że częstość zachodzenia efektu Comptona w stosunku do częstości absorpcji fotoelektrycznej zmienia się z energią i liczbą atomową Z z grubsza jak E^3/Z^3 . Umożliwia to również pomiar dla pierwiastków cięższych [8].

Układ analizujący składa się z detektora półprzewodnikowego (Ge-Li lub Si-Li) o wysokiej rozdzielczości (FWHM¹ rzędu 500 eV dla linii o energii kilkudziesięciu kiloelektronowoltów) i niezłej wydajności, układu wzmacniającego i analizatora wielkanałowego.

Na rys. 4 przedstawiono typowe widmo zdjęte w układzie pomiarowym z rys. 3. Maksimum odpowiadające energii 59,54 keV pochodzi od koherent-

Tabela 1

Porównanie techniki rentgenowskiej z techniką gamma (wg [8])

	Promieniowanie X	Promieniowanie gamma	Czynnik zmniejszający czas
Sila źródła [fotony/sek]	5×10^{14}	4×10^{10}	10^{-4}
Kolimacja	$\pm 3^\circ, \pm 0,1^\circ$	$\pm 4^\circ, \pm 4^\circ$	50
Wydajność detekcji	300 pkt., po jednym	wszystkie p-kty naraz	300
Zmniejszenie częstości zachodzenia absorpcji fotoelektrycznej (E^{-3})	1	10^3	10^3
Czystość wiązki	$K_{\alpha 1}, K_{\alpha 2}$ prom. hamowania odgadnięte	delta Diraca	
Tłó		zmierzone	
Stosunek FWHM układu detekcyjnego do szerokości połówkowej piku eksperymentalnego	$\frac{50}{250}$	$\frac{470}{2100}$	

nych rozprożeń promieniowania gamma. Maksimum „comptonowskie” posiada energię 48,92 keV. Szerokość połówkowa tej linii jest znacznie większa, co spowodowane jest właśnie rozkładem pędów elektronów.

Porównanie metody rentgenowskiej z gamma (tabela 1) przemawia zdecydowanie na korzyść kwantów gamma, których zastosowanie skraca czas i rozszerza możliwości pomiaru.

2.3. Pomiary koincydencyjne

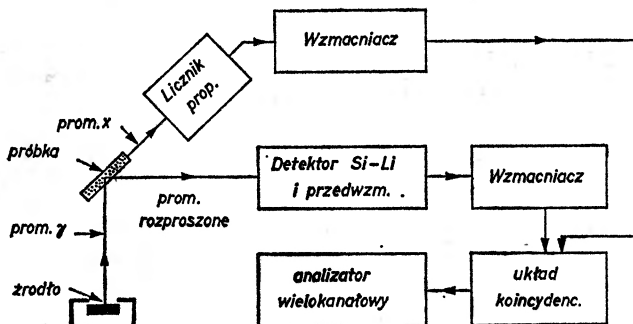
Przedstawione dotąd metody pomiarowe umożliwiają pomiar profilu Comptona dla całej próbki. Otrzymywany wynik jest wyśredniony po wszystkich elektronach w próbce. W przypadku próbki składającej się z jednego pierwiastka profil pochodzi od elektronów wszystkich powłok.

Technika koincydencyjna pozwala na pomiar profilu Comptona pochodzącego od elektronów z określonej powłoki [14]. Zastosowany układ doświadczalny prezentujemy na rys. 5.

Kwanty gamma ze źródła padają na próbkę, składającą się z jednego pierwiastka. Tutaj ulegają rozproszoniam nieelastycznym na elektronach różnych

¹ FWHM — szerokość połówkowa.

powłok, wybijając je do continuum stanów. Na wolne powłoki „spadają” elektrony z powłok wyższych wypromieniowując odpowiednie charakterystyczne kwanty promieniowania rentgenowskiego. Zatem, jeśli chcemy zbadać profil Comptona, pochodzący od powłoki $1s$, to musimy badać widmo rozproszonych kwantów gamma, wpadających do detektora półprzewodnikowego w koin-



Rys. 5. Układ do pomiaru profili Comptona metodą koincydencyjną (wg [14])

cydencji z fotonami rentgenowskimi o energii odpowiadającej linii K , które rejestrowane są przez licznik proporcjonalny.

Technikę koincydencyjną zaproponowano stosunkowo niedawno i jej możliwości nie są dokładnie znane. Została ona na razie zastosowana do badania słuszności przybliżenia impulsowego [14].

2.4. Obróbka numeryczna wyników doświadczalnych

Wyniki eksperymentalne czyli otrzymane w analizatorze wielokanałowym widmo doświadczalne, nie daje bezpośrednio informacji o profilu Comptona. Zarówno w przypadku techniki rentgenowskiej, jak i przy zastosowaniu promieniowania gamma, widmo to obarczone jest błędami systematycznymi, wynikającymi z niedoskonałości aparatury, czy samej metody. W tabeli 2

Tabela 2

Przyczyny systematycznych zafalszowań wyników pomiaru

Lp.	Przyczyna	X	gamma
1	Widmo źródła	tak	nie
2	Nieliniowa zależność q od ω	tak	tak
3	Zależność absorpcji w źródle i wydajności detektora od ω_i , ω_j	nie	tak
4	Niedokładna kolimacja	tak	tak
5	Tło	nie	tak
6	Skończona rozdzielczość układu analizującego	tak	tak
7	Wielokrotne rozproszenia	tak	tak
8	Zależność σ_c od ω_i , ω_f , q	tak	tak

wymienimy podstawowe przyczyny tych błędów ze wskazaniem metody (promieniowanie X lub gamma), w której odgrywają istotną rolę.

Omówimy pokrótce metody usuwania podanych w tabeli błędów.

A. Widmo źródła stanowi problem jedynie w wypadku techniki rentgenowskiej. Widmo w tym przypadku składa się z linii $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ i tła. Istnieje jednak iteracyjna metoda Rachingera [15], która pozwala uwolnić się od tego problemu.

B. Zależność q od ω jest na ogół nieliniowa. Znając jednak związek q z ω_i , ω_f , $\cos 2\theta$ można wyeliminować błąd w obliczeniach profilu, który jest przez nią powodowany [8].

C. Wpływ zmian absorpcji w źródle i wydajności detektora w zależności od ω_f istotny jest zwłaszcza w przypadku techniki gamma. Wyeliminowanie biorących się stąd błędów jest możliwe w przypadku znajomości związku między współczynnikiem absorpcji μ a ω_f w próbce, oraz zależności wydajności detektora od ω_f [13].

D. Niedokładna kolimacja powoduje błąd pomiaru przekazu energii

$$\frac{d\omega}{d(2\theta)} = \frac{\omega_i^2 \sin 2\theta}{m_e c^2 [1 + (\omega_i/m_e c^2)(1 - \cos 2\theta)]} \quad (17)$$

Dlatego korzystne jest przeprowadzanie pomiarów pod kątem takim, aby $\sin 2\theta$ był bliski zero.

E. Tło można w technice gamma zmierzyć i odjąć od widma eksperymentalnego [8]. W wypadku techniki rentgenowskiej tło jest znacznie słabsze i można je w praktyce pominąć.

F. Skończona rozdzielczość układu analizującego powoduje, że widmo otrzymane $O(\omega)$ jest splotem widma promieniowania padającego na detektor $W(\omega)$ i funkcji rozdzielczości detektora $D(\omega)$.

$$O(\omega) = \int_0^{\infty} W(\omega') D(\omega - \omega') d\omega' \quad (18)$$

Znajomość $D(\omega)$ pozwala przy zastosowaniu transformacji Fouriera wyznaczyć $W(\omega)$ [16].

G. Wielokrotne rozpraszanie fotonów w próbce powoduje zmianę kształtu widma. Udział kwantów gamma rozproszonych więcej niż jeden raz od elektronów dochodzi do kilkunastu procent [17]. Poprawki można obliczać stosując wzory analityczne (dla promieniowania rentgenowskiego) bądź metodę Monte Carlo (dla promieniowania gamma) [17, 18, 19].

H. Zależność przekroju czynnego od ω_i , ω_f i q jest skomplikowana (zwłaszcza w przypadku techniki gamma), lecz dobrze znana [8, 12] i nie stanowi poważnego problemu.

Zatem istnieją i są stosowane metody umożliwiające uwolnienie się od błędów systematycznych, chociaż przeprowadzenie odpowiednich obliczeń bywa uciążliwe.

3. Główne kierunki badań

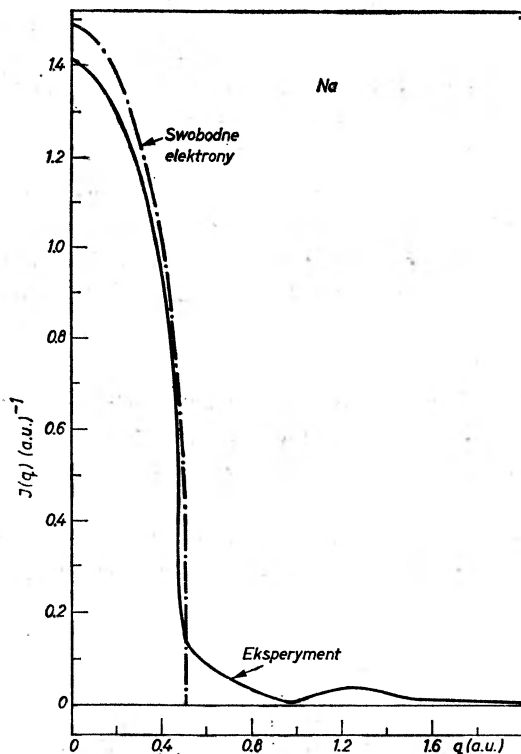
3.1. Zasada obliczeń teoretycznych

Powróćmy jeszcze do wzorów (9) i (16). Sugerują one, metodę teoretycznego przewidywania profilów Comptona. Jeśli znamy funkcje falowe elektronów $\psi(\vec{r})$ w reprezentacji przestrzennej, należy przejść do reprezentacji pędowej, a znając $\psi(\vec{p}_i)$ łatwo już wyznaczyć profil Comptona. Oczywiście cała trudność polega na obliczeniu funkcji falowych elektronów. Stosowane są w tym celu różne metody obliczeń przybliżonych. Dużo referencji na ten temat znaleźć można w pracach [5] i [20].

Dalszą część rozdziału poświęcimy lapidarnemu przeglądowi zbadanych przypadków, klasyfikując je w kilka grup.

3.2. Metale alkaliczne

Metalom alkalicznym poświęcono dotychczas największą ilość prac, ponieważ są one przypadkami stosunkowo prostymi. Elektrony, na których w tych metalach następuje proces rozpraszania, można podzielić na dwie odrębne klasy. Część z nich skupiona jest wokół określonego jądra. Ich funkcje



Rys. 6. Profil Comptona dla elektronów przewodnictwa w metalicznym sodzie (wg [22])

falowe są prawie niezaburzone oddziaływaniem z sąsiadami w sieci krystalicznej, w związku z czym można je łatwo obliczyć [21], a wynikający z nich profil Comptona odjąć od profilu eksperymentalnego. Pozostaje część profilu, pochodząca od elektronów przewodnictwa. Najprostszy model, jaki można do tego wypadku zastosować, wynika z teorii gazu elektronowego Fermiego. Jeśli pominiemy oddziaływania elektronów z jonami sieci oraz oddziaływania międzyelektronowe, powierzchnia Fermiego będzie kulą o środku położonym w $\vec{p}_i = 0$. Gęstość elektronów przewodnictwa wyraża się wzorem:

$$\begin{aligned} n(\vec{p}_i) &= \rho \neq 0 & \text{dla } |\vec{p}_i| \leq p_F \\ n(\vec{p}_i) &= 0 & \text{dla } |\vec{p}_i| > p_F \end{aligned} \quad (19)$$

gdzie p_F jest pędem elektronu na powierzchni Fermiego. Łatwo można wykazać, że w tym przypadku profil Comptona dany jest wzorem:

$$J(q) = \begin{cases} p_F^2 - q^2 & \text{dla } q \leq p_F \\ 0 & \text{dla } q > p_F \end{cases} \quad (20)$$

Porównanie z doświadczeniem prezentujemy na rys. 6.

Lepszą zgodność z doświadczeniem dają oczywiście teorie uwzględniające efekty wielociałowe i oddziaływanie z siecią krystaliczną [23, 24, 25].

3.3. Metale przejściowe

Sprawiają w porównaniu z metalami alkalicznymi znacznie więcej kłopotów, tak eksperymentalnych jak i interpretacyjnych. Trudności doświadczone wynikają z faktu, że pierwiastki te charakteryzują się dużą wartością liczby atomowej Z , co powoduje zwiększenie udziału absorpcji fotoelektrycznej.

Trudności interpretacyjne wiążą się ze skomplikowaną strukturą pasmową. Oprócz oddziaływań międzyatomowych (pasmo $4s$) uwzględnić trzeba również wewnątrzatomowe korelacje w paśmie d , które jak dotąd nie zostały w pełni poznane. Do interesujących prac na ten temat należą artykuły [26, 27, 28].

3.4. Kryształy jonowe

Związki te w chwili obecnej budzą szczególnie duże zainteresowanie eksperymentatorów i teoretyków ze względu na prostą konfigurację elektronową i możliwość zastosowania obliczeń przybliżonych („tight binding approximation”).

Dobrą zgodność obliczeń z doświadczeniem uzyskano dla LiF, NaF, LiCl, NaCl. Nieco więcej kłopotów mimo prostej konfiguracji elektronowej sprawia LiH [20].

3.5. Kryształy kowalencyjne

Wyniki doświadczone, dotyczące tych kryształów zostały przedstawione w pracach [29] i [30]. Szczególnie interesujące w kryształach kowalencyjnych jest obliczanie różnicy profili Comptona mierzonych w różnych kierunkach

krystalograficznych [30]. Procedura ta ma szereg zalet. Pozwala wyeliminować wpływ rozpraszania wielokrotnego i daje informację dotyczącą powłok zewnętrznych. Prace teoretyczne ([31, 32]) dają ciągle wyniki dość odległe od danych eksperymentalnych.

3.6. Wiązanie węglowe

Porównaniu profili Comptona, wynikających z różnych możliwości wiązania węgla-węgiel, poświęcono ostatnio szereg prac. Przedmiotem uwagi były wiązania węgla w graficie, diamentie oraz w węglowodorach [5, 33, 34].

Przedstawione wyżej główne kierunki badań nie wyczerpują całej tematyki. Nie omówiliśmy np. interesujących prac, dotyczących badania gazów [8, 35] miedzi i niklu [36, 37] czy wyników prac, dotyczących glinu [13, 19]. Jednak technika tu omawiana jest stosunkowo świeża i ciągle jeszcze obca wielu fizykom, a nowe tendencje badawcze w tej dziedzinie dopiero się zarysowują.

4. Podsumowanie

4.1. Porównanie z metodą anihilacji pozytonów

Metoda anihilacji pozytonów [38] służy w zasadzie do otrzymania takiej samej informacji, co metoda oparta o efekt Comptona. W obu wypadkach wynikiem jest profil Comptona, jednak profile uzyskane za pośrednictwem tych metod dla identycznych próbek wykazują różnice.

Przyczyną niezgodności jest dodatni ładunek pozytonów. Powoduje on zaburzenie funkcji falowych elektronów oraz skupianie się spowolnionych pozytonów w miejscach o ujemnym ładunku. W efekcie, uzyskany za pośrednictwem anihilacji pozytonów rozkład pędów elektronów jest zafałszowany.

Opisanych wyżej wad nie ma metoda oparta o rozpraszanie neutralnych fotonów. Dlatego też jest ona predystynowana do badania rozkładu pędów. Z drugiej strony lepsza rozdzielczość pozwala efektywniej stosować anihilację pozytonów do badania powierzchni Fermiego. W badaniach tych bowiem istotny jest nie dokładny kształt profilu Comptona, a położenie jego nieciągłości.

4.2. Podsumowanie osiągnięć techniki rozpraszania nieelastycznego

Ostatnie lata były dla techniki rozpraszania nieelastycznego latami szczególnie szybkiego rozwoju. Do największych osiągnięć należy opracowanie techniki doświadczałnej, wykorzystującej źródła gamma i detektory półprzewodnikowe. Dało to możliwość badania znacznie większej klasy pierwiastków.

Z drugiej strony duża liczba opublikowanych wyników doświadczałnych spowodowała wzrost zainteresowania metodą i liczne prace teoretyczne. W nie-

których wypadkach dobra ich zgodność z wynikami doświadczenia pozwala sądzić, że uzyskaliśmy już dobre zrozumienie zachowania elektronów.

Duże nadzieje rokuje opracowana metoda pomiarów koincydencyjnych. Jej dopracowanie i rozszerzenie pozwoli uzyskać potężne narzędzie badawcze.

Literatura

- [1] J. A. Gray, *J. Franklin Inst.* 633 (1920).
- [2] A. H. Compton, *Bull. Nat. Res. Coun. Wash.* 20, 19 (1922), również *Phys. Rev.* 21, 483; 22, 412 (1923).
- [3] G. E. M. Jauncey, *Phys. Rev.* 24, 204 (1924); 25, 314 i 723 (1925).
- [4] J. W. M. Du Mond, *Rev. Mod. Phys.* 5, 1 (1933).
- [5] M. Cooper, *Adv. Phys.* 20, 453 (1971).
- [6] M. Cooper, J. A. Leake, R. J. Weiss, *Phil. Mag.* 12, 797 (1965).
- [7] J. Felsteiner, R. Fox, S. Kahane, *Phys. Lett.* 33A, 422 (1970).
- [8] F. Eisenberger, W. A. Reed, *Phys. Rev.* A5, 2085 (1972),
- [9] J. H. Jauch, F. Rohrlich, *Theory of Photons and Electrons*, Addison-Wesley, Cambridge, Mass. (1955).
- [10] P. Eisenberger, P. M. Platzman, *Phys. Rev.* A2, 415 (1970).
- [11] R. Currat, P. D. De Cicco, R. Kaplow, *Phys. Rev.* B3, 243 (1971).
- [12] P. Eisenberger, W. A. Reed, *Phys. Rev.* B9, 3237 (1974).
- [13] S. Manninen et al., *Phil. Mag.* 29, 167 (1974).
- [14] T. Fukamachi, S. Hosoya, *Phys. Lett.* 38A, 341 (1972).
- [15] W. A. Rachinger, *J. Sci. Instrum.* 25, 254 (1948).
- [16] P. Paatero et al., *Phil. Mag.* 30, 121 (1974).
- [17] J. W. M. Du Mond, *Phys. Rev.* 36, 1685 (1930); B. B. Williams et al., *Phil. Mag.* 30, 307 (1974).
- [18] J. Felsteiner et al., *Phil. Mag.* 30, 537 (1974).
- [19] P. Pattison et al., *Phil. Mag.* 30, 973 (1974).
- [20] K. B. Berggren, Linkopings Hogskola Raport LiH-IFM-IS-28 (1974).
- [21] E. Clementi, *IBM J. Res. Develop.* 9, 2 (1965).
- [22] P. M. Platzman, P. Eisenberger, N. Tzoar, *Proc. Sec. Int. Conf. on Light Scatt. in Solids*, część III, 80 (1971).
- [23] L. Lam, P. M. Platzman, *Phys. Rev.* B9, 5122, 5128 (1974).
- [24] B. I. Lundqvist, C. Lyden, *Phys. Rev.* B3, 3360 (1971).
- [25] W. Y. Ching, J. Callaway, *Phys. Rev.* B11, 1324 (1975).
- [26] K. P. Berggren et al., *Phys. Rev.* B3, 2516 (1971).
- [27] T. Pakkari et al., *Phys. Rev.* B6, 351 (1972).
- [28] O. Tarasaki et al., *Phys. Lett.* 43A, 123 (1973).
- [29] R. J. Weiss, W. C. Phillips, *Phys. Rev.* 176, 399 (1968).
- [30] W. A. Reed, P. Eisenberger, *Phys. Rev.* B6, 4596 (1972).
- [31] D. Stroud, P. Ehrenreich, *Phys. Rev.* 171, 399 (1968).
- [32] P. Lindner, *Physica Scripta* 6, 169 (1972).
- [33] W. A. Reed et al., *Phys. Rev.* B10, 1507 (1974).
- [34] P. Eisenberger, W. C. Marra, *Phys. Rev. Lett.* 27, 1413 (1971).
- [35] P. Kaiser, P. Lindner, *Phil. Mag.* 31, 871 (1975).
- [36] P. Eisenberger, W. A. Reed, *Phys. Rev.* B9, 3242 (1974).
- [37] C. S. Wang, J. Callaway, *Phys. Rev.* B11, 2417 (1975).
- [38] R. N. West, *Adv. Phys.* 22, No 3 (1973).

Od Redakcji

Wyniki ankiety wśród Czytelników „Postępów Fizyki”

W zeszytcie 1/1977 „Postępów Fizyki” zamieściliśmy ankietę, prosząc Czytelników o opinię na temat zamieszczanych artykułów i propozycje. Niestety, otrzymaliśmy tylko 16 odpowiedzi (nakład „Postępów Fizyki” wynosi 3000 egz.). Odpowiedzieli fizycy pracujący w szkolnictwie wyższym (6 osób) i średnim(1), w instytucjach naukowych (6) i przemysłowych (1), na emeryturze (1) oraz uczeń liceum ogólnokształcącego (1). Jedenaście osób czyta „Postępy Fizyki” od 3 do 10 lat, pozostałe ponad 10 lat. Wypowiedzi w ankiecie były krótkie ale dość różnorodne w ocenie i propozycjach. Dziękujemy bardzo za udział w ankiecie.

Czytelnicy uznali, że w ostatnich trzech latach w dziale podstawowym najlepsze były artykuły:

- 1) R. S. Ingarden, *Wojciech Rubinowicz. Szkic biograficzny* (6 osób),
- 2—3) V. F. Weisskopf, *Znaczenie nauki* (4),
R. U. Sexl, *Wstęp do fizyki czarnych dziur* (4),
- 4—6) A. H. Piekara, *Badanie i nauczanie* (3),
S. Weinberg, *Światło jako cząstka fundamentalna* (3),
R. Wadas, *Zagadnienia biomagnetyzmu* (3).

Zarówno ten wybór, jak i komentarze wskazują wyraźnie, że Czytelnicy cenią artykuły napisane ciekawie, rzeczowo, przystępnie, z wyraźnym celem. Wiele artykułów, zwłaszcza polskich autorów, jest zdaniem większości zbyt specjalistycznych, niezrozumiałych, napisanych niedbale i nieciekawie. Czytelnicy oczekują więcej artykułów przeglądowych, popularyzatorskich z różnych działów, które przedstawiałyby obecny stan i perspektywy badań, więcej artykułów dotyczących aktualnych tematów pracy fizyków, zwłaszcza fizyków polskich, więcej artykułów z historii fizyki i biograficznych, artykułów o kontrowersyjnych problemach i o związkach z innymi dziedzinami nauki, zwłaszcza z astronomią i biologią. Wśród konkretnych tematów, które sugerują Czytelnicy, są: fizyka a społeczeństwo, zastosowania fizyki ciała stałego, nadciekłość w ^3He , teoria przejść fazowych (metoda grupy renormalizacji), teorie z cechowaniem, solitony, pionury kuliste.

Dział nowej aparatury i automatyzacji pomiarów nie cieszy się dużym zainteresowaniem. Czytelnicy proponują omawianie tylko aparatury naprawdę nowej w skali światowej. Najkrytyczniej został oceniony dział dydaktyki w szkołach wyższych, artykułów jest za mało, są nieinteresujące, nie wnoszą nowych pomysłów. Dział ze zjazdów i konferencji oraz recenzje książek zostały uznane za bardzo pożyteczne i wymagające dalszego rozszerzenia oraz przyspieszenia publikacji zamieszczanych sprawozdań i ocen. Bardzo pozytywnie została oceniona kronika, informacje w niej są stosunkowo aktualne, napisane interesująco, choć nieraz przypadkowo dobre i nie dające pełnego obrazu wydarzeń. Brak jest w kronice informacji o Olimpiadach Fizycznych, krajowej i międzynarodowej.

Czytelnicy proponują ogłaszanie konkursów na najlepsze artykuły z różnych dziedzin i na najlepszy podręcznik; uważają, że publikowane artykuły winny być poddawane większej selekcji i zawierać tłumaczenia najbardziej wartościowych artykułów z literatury zagranicznej; „Postępy Fizyki” winny być w otwartej sprzedaży i szerzej dostępne (prenumerata uniemożliwia wybór, w księgarniach naukowych czasopismo nie jest odpowiednio eksponowane i łatwo dostępne). Jako wzór do naśladowania przy redagowaniu „Postępów Fizyki” Czytelnicy wymieniają „Physics Today” i w dziale dydaktyki „American Journal of Physics”.

Opinie Czytelników są w zasadzie zgodne z programem Komitetu Redakcyjnego opublikowanym w zeszytcie 6/1973. Program ten nie został jednak w pełni zrealizowany, gdyż liczba artykułów nadesłanych czy możliwych do zamówienia okazała się zbyt mała na ostrą selekcję, do druku trafiały więc artykuły, które należałoby w pewnym stopniu poprawić. Obustronne kontakty Czytelników i Redakcji są bardzo słabe, dowodzi tego wyraźnie również liczba odpowiedzi w ankiecie. Apelujemy więc do wszystkich Czytelników o żywszy kontakt z Redakcją, o wyrażanie swych opinii o zamieszczanych artykułach i przekazywanie propozycji; chcielibyśmy otrzymywać więcej ciekawych artykułów i informacji o kierunkach pracy i wynikach poszczególnych ośrodków. Zostali już powołani korespondenci poszczególnych oddziałów PTF, od nowego roku będzie prowadzony na szerszą skalę dział listów do redakcji, w którym będą publikowane listy Czytelników (lub fragmenty listów), w tym również krótkie informacje o osiągniętych wynikach, projektach aparatury, doświadczeń, problemach itp. Listy do redakcji, sprawozdania ze zjazdów i konferencji oraz recenzje podobnie jak dotychczas kronika będą publikowane z najmniejszym możliwym opóźnieniem. Mamy nadzieję, że również Rada Redakcyjna, której rozszerzenie o fizyków spoza Warszawy proponują Czytelnicy, będzie współpracować z Komitetem Redakcyjnym nad lepszym redagowaniem czasopisma.

Komitet Redakcyjny

SPRAWOZDANIE

Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego z działalności PTF w okresie od 18 września 1975 r. do 20 września 1977 r.

Kiedy przed dwoma laty, u progu naszej kończącej się dziś kadencji, układaliśmy program działania Zarządu Głównego, u jego podstaw legło założenie, iż rola Polskiego Towarzystwa Fizycznego jako czynnika rozwoju nauki w naszym kraju powinna wzrosnąć. Przyjęliśmy również, że nasza działalność ma służyć sprawie przyspieszenia procesu włączania się fizyków do rozwiązywania zagadnień ważnych dla gospodarki narodowej.

Pamiętając o tym, że Towarzystwo nasze skupia fizyków pracujących w różnych dziedzinach życia naszego Kraju — w szkolnictwie wyższym i średnim, w resortowych instytucjach naukowo-badawczych, w przemyśle, w wojsku, w medycynie — dostrzegamy szczególnie ważne zadania do wykonania na styku terenów zarządzanych przez rozmaite resorty, a także na pograniczu fizyki i innych nauk.

Jesteśmy przy tym świadomi tego, że będąc organizacją społeczną mamy stosunkowo dużą swobodę inicjatywy.

Polskie Towarzystwo Fizyczne posiada 16 oddziałów terenowych, 17, bydgoski, znajduje się w stadium organizacji. W oddziałach tych zrzeszonych jest 2219 członków, to jest o 12% więcej niż przed dwoma laty. Liczebność poszczególnych oddziałów jest bardzo rozmaita. Największe oddziały to Warszawski (415 członków), Krakowski (257 członków), Wrocławski (237 członków), Łódzki (203 członków).

Oprócz członków indywidualnych posiadamy w naszej organizacji członków-instytucje, to jest członków „zespólnych” albo — posługując się terminologią statutu — członków wspierających. Jest ich obecnie 67, to jest o ok. 40% więcej niż przed dwoma laty.

Działalność Towarzystwa rozwijała się w kilku podstawowych kierunkach, które zwięźle omówię.

1. POBUDZANIE I POPIERANIE TWÓRCZOŚCI NAUKOWEJ

1.1. Głównym celem naszych działań na tym polu było ożywienie badań naukowych w tych dziedzinach fizyki i nauk pokrewnych, które mimo swej ważności i aktualności nie są w naszym kraju dostatecznie rozwinięte. Rozporządzając bardzo ograniczonymi środkami finansowymi staraliśmy się podejmować jedynie takie akcje, które nie wymagają dużych nakładów materialnych, i zapraszać do współpracy przy ich realizacji inne organizacje i instytucje bardziej od nas zasobne.

1.2. Za jeden z takich działań nauki, wymagających naszej interwencji, uznaliśmy historię fizyki. W związku z tym Zarząd Główny powołał na początku ubiegłego roku Komisję PTF do spraw Historii Fizyki (przew. prof. R. Ingarden), której zdaniem jest inspirowanie materiałów do historii polskiej fizyki, inicjowanie wydawnictw na ten temat, organizowanie seminariów i sympozjów z tej dziedziny itd. W skład tej komisji weszli fizycy i historycy nauki.

1.3. W lutym b. r. zorganizowaliśmy w Warszawie wspólnie z Zakładem Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN i przy poparciu Komitetu Fizyki PAN Ogólnopolskie Sympozjum Historii Fizyki (organ. prof. Dobrzycki). Było ono pierwszym w naszym kraju spotkaniem naukowym fizyków i historyków interesujących się tym bardzo zaniedbanym działem nauki.

1.4. Z inicjatywy Komisji Historii Fizyki PTF została powołana do życia „Pracownia Historii Fizyki” w Bibliotece Głównej UMK. Zgromadzono w niej pokaźną kolekcję wydawnictw

dotyczących historii fizyki, a także ciekawą ikonografię fizyków polskich i obcych. Przewidujemy, że Pracownia ta stanie się załącznikiem centralnej ogólnopolskiej, może międzyresortowej placówki naukowej poświęconej badaniu dziejów fizyki polskiej.

1.5. Z innych inicjatyw naszego Towarzystwa w tej dziedzinie należy wspomnieć o rozpoczętej przed kilku miesiącami akcji wywiadów magnetofonowych z najstarszymi fizykami polskimi, która ma celu zebranie materiałów źródłowych dotyczących rozwoju fizyki polskiej.

1.6. Odnotowujemy również z przyjemnością rozpoczęcie druku w „Postęпах Fizyki” serii artykułów pióra mgr Zofii Mizgier z historii naszego Towarzystwa.

1.7. Zwróciliśmy także uwagę na fizykę powierzchni. Z inicjatywy Zarządu Głównego i przy poparciu Komitetu Fizyki PAN przystąpiono do zorganizowania Sympozjum Fizyki Powierzchni, którego organizatorem jest prof. Męclewski.

1.8. Sporo uwagi udzieliłiśmy również biofizyce. Przy współpracy z Oddziałem Warszawskim Polskiego Towarzystwa Biofizycznego zorganizowaliśmy Sympozjum Biofizyki Teoretycznej (org. prof. Wierzchowski), które odbędzie się w dniach 20. 9. — 1. 10. 77 w Jabłonie.

1.9. Oddział Warszawski PTF zorganizował również przy współpracy z Oddziałem Warszawskim PTB Zimową Szkołę Biofizyki (org. dr Klonowski), jaka odbyła się w Kowarach k/Karpacza w okresie 3—12. 2. 77.

1.10. Oddział Łódzki Polskiego Towarzystwa Fizycznego zorganizował I Ogólnopolskie Sympozjum „Zastosowania Fizyki w Medycynie” przy współpracy z Instytutem Fizyki Politechniki Łódzkiej oraz Zakładem Biofizyki Akademii Medycznej w Łodzi.

1.11. Szkołę Letnią na temat wpływu Defektów Sieciowych na Własności Ciał Stałych zorganizował Oddział Koszaliński (organ. doc. Precht). Odbyła się ona w Mielnie.

1.12. Towarzystwo nasze udzielało poparcia i pomocy innym instytucjom przy organizacji różnych imprez naukowych. Oto lista tych konferencji i szkół:

— Międzynarodowa Konferencja „Radiálny Kształt Jąder” — Kraków, czerwiec 1976, org. prof. A. Budzanowski.

— VII Konferencja „Radiowa i Mikrofalowa Spektroskopia” (RAMIS) — Poznań, kwiecień 1977, org. prof. J. Stankowski.

IX Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej, Mikołajki, wrzesień 1976, org. prof. Z. Wilhelmi.

— X Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej, Mikołajki, wrzesień 1977, org. prof. Z. Wilhelmi.

— Międzynarodowa Szkoła Badania Defektów Sieci Krystalicznej, Krynica, czerwiec 1976, org. prof. J. Auleytnner.

— III Szkoła Elektronowa Rezonansu Paramagnetycznego, Poznań, listopad 1976, org. prof. J. Stankowski.

— Ogólnopolska Konferencja Elektroniki Kwantowej i Optyki Nieliniowej „EKON”, Poznań, kwiecień 1976, org. prof. F. Kaczmarek.

1.13. Inną formą działalności PTF na omawianym polu było organizowanie posiedzeń naukowych. W okresie sprawozdawczym odbyło się ich we wszystkich oddziałach PTF łącznie 221; na 37 spośród nich referentami byli fizycy zagraniczni. Największą aktywność w tej dziedzinie wykazał Oddział Krakowski, który zorganizował aż 48 konwersatoriów, oraz Oddział Lubelski, gdzie odbyły się 23 posiedzenia.

1.14. Uruchomiliśmy również tzw. „seminaria wędrujące” organizując odwiedzinny poszczególnych Oddziałów przez prelegentów z Zarządu Głównego i z innych Oddziałów. Połączone z odczytem naukowym i dyskusją o sprawach PTF wizyty te służą m. in. konsolidacji wewnętrznej naszego Towarzystwa i jego aktywizacji.

1.15. Do działań PTF, mających na celu popieranie twórczości naukowej, zaliczamy również udzielanie przez Zarząd Główny pomocy młodym fizykom przy realizacji ich wyjazdów zagranicznych na konferencje naukowe i na krótkie staże. W ciągu dwóch ostatnich lat zorganizowaliśmy takie wyjazdy 32 osobom i zaprosiliśmy do Polski, na koszt PTF, 21 fizyków zagranicznych. Dokonywaliśmy tego w ramach umów o współpracy, jakie PTF zawarło z odpowiednimi Towarzystwami Bułgarii, Czechosłowacji, NRD i Węgier.

1.16. Jako osobny punkt tego przeglądu działalności naukowej PTF wymienimy zorganizowa-

wanie przez Zarząd Główny i Oddział Wrocławski XXV Zjazdu Fizyków Polskich we Wrocławiu (wrzesień 1977).

1.17. Także i nagrody naukowe, jakie przyznajemy co roku za najlepsze prace wykonane w dziedzinie fizyki w naszym kraju, mają służyć sprawie pobudzania i popierania działalności naukowej. Tylko utenczas jednak spełnią one to zadanie, jeśli będą posiadać odpowiednio wysoką rangę i wysoki prestiż w społeczności fizycznej. Tymczasem bardzo niska — w przeszłości — wartość materialna tych nagród nie wpływała korzystnie na ich reputację (I nagroda wynosiła 3 000 zł). W ostatnich dwóch latach udało się nam znacznie podnieść wysokość tych nagród (I nagroda — 10 000 zł).

Staraliśmy się również o utrzymanie i podniesienie prestiżu naukowego najwyższego odznaczenia, jakim dysponują fizycy polscy, to jest Medalu im. M. Smoluchowskiego, przyznając go uczynom o światowej sławie i rozprzestrzeniając o tym informacje w prasie krajowej i zagranicznej. W okresie sprawozdawczym wręczyliśmy Medal Florowowi, Pearsonowi i Piekarze. Ostatnio przyznaliśmy go Weisskopfowi. Drugi ważny kierunek działalności PTF — to:

2. PODNOSZENIE SPRAWNOŚCI PROCESU NAUCZANIA FIZYKI I DZIAŁALNOŚĆ POPULARYZATORSKA

Na tym ważnym odcinku naszej pracy nastąpił wzrost aktywności zwłaszcza w sprawach dotyczących nauczania fizyki w szkołach podstawowych i średnich. Oto niektóre ważniejsze akcje:

2.1. Wspólnie z kilku innymi towarzystwami naukowymi utworzyliśmy Komisję Dydaktyczną Towarzystw Naukowych dla oceny planów nauczania w projektowanej 10-letniej szkole średniej. Komisja ta opracowała memoriał zawierający analizę i ocenę propozycji Instytutu Programów Szkolnych odnośnie programu 10-latki.

2.2. Na prośbę Rady Towarzystw Naukowych działającej przy Prezydium PAN utworzyliśmy wspólnie z Komitetem Fizyki PAN mieszaną Komisję dla oceny wartości dydaktycznej i pedagogicznej projektu programu 10-latki w zakresie fizyki.

2.3. Towarzystwo nasze sprawowało patronat naukowy nad Ogólnopolską Letnią Szkołą Dydaktyki Fizyki, jaka odbyła się w czerwcu 1976 r. w Nowym Sączu. Przedstawiciele ZG wzięli czynny udział w pracach tej Szkoły, w czasie której przedyskutowano główne zagadnienia dydaktyki wszelkich szczebli nauczania i poddano krytycznej ocenie projekty nowych programów nauczania fizyki dla szkoły 10-letniej.

2.4. Z inicjatywy ZG PTF i Komitetu Fizyki Ministerstwo Oświaty i Wychowania powołało zespół programowy w zakresie fizyki, którego celem jest kontynuacja dotychczasowych prac nad programami fizyki w przyszłej 10-latce.

2.5. Jak w poprzednich latach Oddziały PTF działając poprzez Komitety Okręgowe Olimpiady Fizycznej wzięły czynny udział w przeprowadzaniu zawodów XXV i XXVI Olimpiady Fizycznej. Na czele Komitetu Głównego Olimpiady stał doc. J. Mycielski, a jej kierownikiem był dr A. Kotlicki. Liczba uczestników Olimpiady w I etapie wynosiła w roku 1976—1599, w roku 1977—2340.

2.6. Niezależnie od tej ogólnopolskiej akcji Oddziały Opolski i Szczeciński przyczyniły się do lokalnych, międzyszkolnych Turniejów Wiedzy Fizycznej.

2.7. Także i w innych Oddziałach były przeprowadzone różne akcje mające na celu podwyższenie poziomu nauczania fizyki w szkole średniej. Między innymi organizowano wykłady dla młodzieży połączone z pokazami doświadczeń. Ta działalność była szczególnie intensywna w Oddziałach, którym udało się nawiązać współpracę z kuratoriami odpowiednich okręgów szkolnych (Gdańsk, Gliwice, Lublin, Opole). Łącznie zorganizowano 260 rozmaitych spotkań z młodzieżą poświęconych wykładom, ćwiczeniom laboratoryjnym, demonstracjom fizycznym. Dużą aktywność wykazały tu m. in. Oddziały Szczeciński, Poznański, Warszawski, Lubelski.

2.8. W niektórych Oddziałach (Częstochowa, Gliwice, Kraków, Łódź, Poznań, Szczecin, Koszalin) dzięki staraniom PTF udostępniono uczniom szkół średnich pracownie dydaktyczne wyższych uczelni i zorganizowano zwiedzanie pracowni naukowych.

2.9. Wiele Oddziałów współpracowało z młodzieżowymi organizacjami naukowymi takimi, jak Młodzieżowe Towarzystwo Przyjaciół Nauk w Poznaniu, Młodzieżowe Towarzystwo Naukowe

(Oddział Szczeciński), Międzyszkolne Koło Naukowe (Oddział Lubelski), Koło Młodych Techników (Oddział Katowicki). Ponadto Oddziały Krakowski, Poznański, Warszawski rozszerzyły opiekę nad grupami uczniów klas licealnych umożliwiając im kontakt z pracownikami naukowymi i wyższych uczelni.

2.10. Poważnym wkładem PTF do sprawy podnoszenia poziomu nauczania fizyki była rozwijana w wielu oddziałach akcja odczytów i seminariów dla nauczycieli. Dużą aktywność na tym polu wykazał Oddział Opolski, który zorganizował w okresie sprawozdawczym 30 posiedzeń seminaryjnych z dydaktyki fizyki. Posiedzenia takie odbywały się również w Oddziale Warszawskim, a w Poznaniu Sekcja Dydaktyki prowadziła wykłady dla nauczycieli. Z przyjemnością odnotowujemy również fakt zapraszania nauczycieli na posiedzenia naukowe poszczególnych oddziałów PTF i organizowanie dyskusji na temat projektowanych programów szkoły 10-letniej.

2.11. Niezależnie od akcji w szkołach i wśród nauczycieli, w niektórych oddziałach prowadzono szeroką akcję popularyzatorską wśród szerokiego społeczeństwa. Szczególnie żywa była ona w Oddziale Warszawskim.

2.12. Sprawy podnoszenia poziomu nauczania służyły również nagrody PTF dla wyróżniających się nauczycieli. W okresie sprawozdawczym nagrodziliśmy łącznie 25 osób.

3. DZIAŁALNOŚĆ W ZAKRESIE STOSOWANIA FIZYKI

3.1. Naszym głównym zadaniem na tym polu jest przyspieszenie procesu włączania się fizyków do rozwiązywania zagadnień służących bezpośrednio rozwojowi i unowocześnianiu polskiego przemysłu.

Zdajemy sobie sprawę z tego, że proces ten jest silnie utrudniony przez istnienie rozmaitych hamulców i barier ekonomicznych, psychologicznych i innych. Usiłujemy obniżyć te bariery dzielące środowisko fizyczne od środowiska technicznego, a czynimy to w różny sposób, przede wszystkim zaś — przez akcję ustalenia zarówno potrzeb przemysłu, jakie mogłyby być zaspokojone przez odpowiednich fizyków i odpowiednie placówki fizyczne, jak i realnych możliwości tych fizyków i tych instytucji fizycznych w zakresie zaspakajania potrzeb różnych gałęzi przemysłu.

3.2. Celowi temu ma służyć akcja, podjęta w czasie naszej poprzedniej kadencji — a mianowicie werbunek do PTF na członków „zespolonych” (tj. wspierających) rozmaitych dużych instytucji i zakładów przemysłowych, gdzie są stosowane lub powinny być stosowane nowoczesne metody fizyczne, a także różnych fizycznych instytutów badawczych. W ten sposób realizujemy zamysł zetknięcia w naszym Towarzystwie potencjalnych odbiorców i dostawców „usług” fizycznych. W okresie, jaki obejmuje to sprawozdanie, zwiększyliśmy liczbę członków tej kategorii o około 40%.

3.3. Inna akcja — to tworzenie w poszczególnych oddziałach PTF Sekcji Fizyki Przemysłowej. Pragnęliśmy, aby w sekcjach tych znaleźli się zarówno przedstawiciele naszych członków „zespolonych”, jak i wszyscy ci członkowie „indywidualni”, którym sprawa modernizacji i rozwoju naszego przemysłu leży na sercu. Dążymy do tego, by w sekcjach odbywały się spotkania dyskusyjne fizyków, inżynierów i działaczy gospodarczych, by powstawały grupy studyjne do opracowania konkretnych zagadnień i przygotowania odpowiednich propozycji i wniosków dla władz. Akcje te mają sprzyjać równocześnie zacieśnianiu się roboczych kontaktów fizyków i „ludzi przemysłu”.

Jak dotąd, wyniki są dość skromne, a próby nawiązywania kontaktów napotykają trudności. Propozycje różnych form współpracy wysuwane przez poszczególne oddziały PTF są często kwitowane milczeniem lub odmową. Wydaje się jednak, że próby takie należy kontynuować, ale po odpowiednim rozpoznaniu „terenu” i po odpowiednim przygotowaniu potrzebnego „klimatu”; jego wytworzeniu powinna służyć odpowiednio starannie sterowana praca w sekcjach fizyki przemysłowej.

3.4. Pozytywne wyniki uzyskał już Oddział Łódzki. Z inicjatywy Zarządu tego Oddziału odbyło się spotkanie przedstawicieli zainteresowanych instytutów fizyki, przemysłu i władz partyjnych, na którym przedyskutowano możliwości współpracy fizyków z przemysłem. W wyniku tego spotkania ustalono listę zadań, z których część przyjęta została do wykonania przez poszczególne zespoły łódzkich placówek naukowych.

3.5. Także i Oddział Poznański ma pozytywne wyniki. Zrealizował on, jako pierwszy, sugestie ZG, która zachęca do tworzenia laboratoriów Instytutów Fizyki na terenie zakładów przemysłowych.

wych (pracownia Instytutu Fizyki Molekularnej PAN działająca na terenie Zakładu Gazownictwa w Odolanowie).

3.6. Inna nasza akcja mająca działać w omawianym kierunku to — CENTRUM PORAD NAUKOWYCH I USŁUG PTF. Założeniem jest, by Centrum przyjmowało zlecenia na wszelkiego rodzaju konsultacje i eksperymenty naukowe, na obliczenia i programowanie obliczeń, opracowania analityczne wyników doświadczeń, na organizację sympozjów i akcji odczytowych i szkoleniowych. Dotychczas CENTRUM nasze wykonało zamówienia na sumę około 300 000 zł., przy czym „klientów” zdobył Oddział Krakowski, który w ten sposób uzyskał pewne dodatkowe środki finansowe dla statutowej działalności.

Musimy jednak stwierdzić, że wielkość „przerobu” CENTRUM, a więc i wielkość zysków, jakie może ono przynieść krajowi i naszemu Towarzystwu, zależy bezpośrednio od limitów przyznawanych nam przez władze Akademii, a te są bardzo skromne.

4. DZIAŁALNOŚĆ WYDAWNICZA

4.1. Towarzystwo nasze sprawuje merytoryczną opiekę nad czterema czasopismami. Są to: *Postępy Fizyki*

Acta Physica Polonica (wspólnie z IF PAN)

Reports on Mathematical Physics (wspólnie z IF UMK)

Delta (wspólnie z PTM)

4.2. „*Postępy Fizyki* (red. nac. prof. P. Zieliński) oddały do druku w ciągu ostatnich dwóch lat 12 zeszytów o łącznej objętości 95 arkuszy. Po przejściowych kłopotach z papierem nakład znowu wynosi 3000 egzemplarzy. Redakcja stara się, aby pismo dobrze spełniało rolę nie tylko jako organ poświęcony upowszechnianiu wiedzy fizycznej, ale także by było kroniką naszego Towarzystwa i informatorem o sprawach polskich fizyków i polskiej fizyki.

4.3. „*Acta Physica Polonica*” (red. nac. prof. W. Czyż) zwiększyło swą objętość do 206 arkuszy rocznie (tj. o ok. 12%). W okresie sprawozdawczym wydano łącznie 48 zeszytów o objętości około 390 arkuszy. Przed paru miesiącami *Czasopismo* zostało formalnie przyjęte do „rodziny” czasopism EPS, co na pewno zwiększy jego prestiż międzynarodowy. W związku z tym „awans” powołaliśmy międzynarodową radę redakcyjną APP.

4.4. „*Reports on Mathematical Physics*” (red. nac. prof. R. Ingarden) oddało w okresie sprawozdawczym do druku 13 zeszytów o łącznej objętości około 128 arkuszy. Nakład wynosi 700 egzemplarzy, z których połowę zakupuje Pergamon Press.

4.5. „*Delta*” (red. nac. dr M. Kordos, z-ca doc. T. Hofmokl) oddała do druku 24 zeszyty o objętości 48 arkuszy i nakładzie 20 000 egzemplarzy. Redakcja prowadzi także „uboczną” działalność wydawniczą: niebawem ukaże się w Ossolineum książka dla dzieci oparta na materiałach „*Małej Delt*”, a w przygotowaniu do wydania przez Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne znajduje się kilka książek serii „*Biblioteka Delt*”.

4.6. Omawiając akcję wydawniczą PTF powinniśmy wspomnieć o zaawansowanych pracach nad przygotowaniem do druku „*Informatora PTF*”, którego redaktorką jest dr Barbara Wojtowicz-Natanson.

5. SPRAWY WSPÓŁPRACY Z ZAGRANICĄ

5.1. Główną wagę skupiliśmy na współpracy z Europejskim Towarzystwem Fizycznym (EPS), które będąc organizacją ogólnoeuropejską stwarza wygodną dla nas platformę kontaktów międzynarodowych.

Rola naszego Towarzystwa w działalności EPS jest znaczna. Przedstawiciele nasi pracują we wszystkich niemal ważnych organach tej międzynarodowej organizacji: w Zarządzie Głównym EPS (prof. Z. Wilhelmi), w Radzie EPS (doc. Kujawski, doc. Piasecki, prof. Wilhelmi), w Komitetach Doradczych EPS (prof. Karczewski, prof. Kołodziejczak, doc. Kujawski, prof. Strzałkowski, prof. Strugalski, prof. Wróblewski, doc. Zych), w poszczególnych wydziałach EPS (prof. Jeżowska-Trzebiatowska, prof. Kunisz, prof. Strzałkowski, prof. Skatniński, prof. Zawadzki, prof. Żelazny).

5.2. *Bierzemy również czynny udział w różnych akcjach inicjowanych i sterowanych przez EPS. Na przykład przyczyniliśmy się do ustanowienia ogólnoeuropejskiego systemu stypendialnego EPS oddając do jego dyspozycji 10 stypendiów, jakie uzyskaliśmy od MNSzWiT i PAN.*

5.3. *Kontynuujemy również i rozszerzamy naszą współpracę z towarzystwami fizycznymi Bułgarii, Czechosłowacji, NRD, Węgier. W jej ramach, jak już wspomnieliśmy, realizujemy bezdewizową wymianę krótkich wizyt i wyjazdów na konferencje naukowe.*

Tak oto wyglądała nasza działalność w ubiegłych dwóch latach. Gdy przymierzamy ją do naszych wizji — wielkiego i silnego PTF, zreszenia ludzi złączonych szlachetną pasją posuwania naprzód wiedzy o naturze, złączonych wspólną i gorącą wolą używania tej wiedzy dla dobra wszystkich ludzi na świecie — wtedy jakże miserne wydają się nam wyniki naszej dotychczasowej pracy. Kiedy jednak patrzymy wstecz, dostrzec możemy, że w ciągu tych lat ostatnich działania naszego Towarzystwa przybrały znacznie na sile. Podjęte były nowe akcje, niektóre z nich doprowadzono do końca, innym nadano żywy bieg. Nie uniknęliśmy wprowadzić błędów, ale na wczorajsze ugary rzuciliśmy ziarno, które kiełkuje i da jutro plony.

A jeśli ten nasz umiarkowany optymizm oceny działalności naszego Towarzystwa jest uzasadniony, jeśli nie zmarnowaliśmy tych 24 ostatnich miesięcy i tych kilkuset tysięcy złotych, którymi Państwo wsparło nasze akcje, to na pewno jest to zasługą całej rzeszy naszych członków, jacy służyli Towarzystwu swą bezinteresowną, ofiarną i efektywną pracą i swym talentem.

Jest to jednak również i zasługą naszych mecenasów — Polskiej Akademii Nauk, Ministerstwa Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki, a także Ministerstwa Oświaty i Wychowania. Korzystaliśmy sporadycznie także z pomocy wielu innych Resortów i podległych im rozlicznych instytucji naukowych i technicznych.

Dlatego właśnie dziś, kończąc swoją kadencję, Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego składa serdeczne podziękowanie za dobrą, rzeczową, efektywną współpracę wszystkim członkom aktywnie uczestniczącym w pracach naszego Towarzystwa i wszystkim jego sympatykom, a także naszym opiekunom i mecenasom — Polskiej Akademii Nauk i jej Komitetowi Fizyki, z którym współpraca układała się doskonale, Ministerstwu Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki i podległym uczelniom udzielającym nam stale bezcennej pomocy moralnej i materialnej, Ministerstwu Oświaty i Wychowania, z którym współpraca coraz bardziej się pogłębia, i wszystkim innym instytucjom wspierającym nasze poczynania.

Jako przewodniczący Zarządu Głównego pragnę dołączyć do tych słów podziękii również serdeczne wyrazy uznania dla członków tego Zarządu, dla Zarządów wszystkich Oddziałów PTF i dla członków Komisji i Komitetów PTF za miłą, harmonijną, koleżeńską współpracę, za inicjatywę i wytrwałą, efektywną działalność. Dziękuję również serdecznie Redaktorom naszych czasopism za ich ofiarną, wydajną i fachową pracę tak bardzo pożyteczną dla naszego Towarzystwa i dla fizyki polskiej.

ZDZISŁAW WILHELMI

Nagrody PTF

Komisja Nagród i Odznaczeń PTF przyznała za r. 1977 trzy równorzędne nagrody naukowe, każda po 10000 zł:

— doc. dr Jerzy Gawin (IBJ, Łódź) za pracę na temat składu masowego pierwotnego promieniowania kosmicznego w przedziale energii 10^{15} — 10^{16} eV,

— dr Mariusz Maćkowiak (IFM, Poznań) za prace dotyczące badania dynamiki ru-

chów molekularnych i przejść fazowych metodą NQR pod wysokim ciśnieniem hydrostatycznym,

— zespół: prof. Tadeusz Figielski i dr T. Wosiński (IF PAN) za prace dotyczące wpływu orientacji spinów centrów dyslokacyjnych na rekombinację nośników prądu w krzemie.

Nagrody zostały wręczone w czasie XXV Zjazdu Fizyków Polskich we Wrocławiu.

Nowi delegaci do Rady

Ogłoszono wyniki głosowania indywidualnych członków zwyczajnych na nowych delegatów do Rady EPS, którzy mają wejść na miejsce członków Rady kończących swoją kadencję (tj. na miejsce H. B. G. Casimira, B. Giovanniniego, E. Minardiego i G. Szigetiego). Na członków Rady zostali wybrani:

E. A. Mueller (Genewa)

H. De Waard (Groningen)

J. Friedel (Orsay)

J. Fischer (Praga).

Kandydatem rezerwowym został wybrany J. J. Goldberg (Haifa).

Europhysics News 8, No 4, 1977.

Komitety Doradcze

Komitet Wykonawczy EPS zatwierdził nowych przewodniczących Komitetów Doradczych:

ACAPPI — J. P. Hurault (na miejsce L. A. A. Thomasa),

Kom. Konferencji — N. J. Merz (na miejsce P. Radvanyiego)

Fizyka i Społeczeństwo — L. J. F. Broer (na miejsce G. Diemera),

Kom. Publikacji — E. R. Dobbs (na miejsce J. Depireux)

Europhysics News 8, No 4, 1977

Wykładowca EPS

Rada EPS na swoim posiedzeniu w Lipsku w kwietniu 1976 postanowiła zapraszać wybitnych fizyków do wygłaszania wykładu w różnych ośrodkach europejskich w okresie około jednego roku.

Prof. Cohen-Tannoudji z College de France, znany specjalista w dziedzinie oddziaływania atomów z promieniowaniem, zgodził się zostać pierwszym wykładowcą EPS. Pierwszy odczyt wygłosi w Uniwersytecie Londyńskim na początku roku 1978. Daty i miejsca dalszych odczytów będą wkrótce ustalone.

Europhysics News 8, No 7/8, 1977

Wielu członków EPS, uważa, że Towarzystwo powinno zintensyfikować swoją działalność w zakresie fizyki stosowanej. Rozważano kiedyś sprawę utworzenia Oddziału Fizyki Stosowanej, ideę tę jednak odrzucono, gdyż utworzenie takiego Oddziału podkreślałoby rozdział między fizykami uprawiającymi fizykę czystą a tymi, którzy uprawiają fizykę stosowaną, podczas gdy celem powinno być związanie obu tych grup, by mogli wspólnie rozwiązywać powstające problemy i dzielić się doświadczeniem. Rozdział taki zresztą właściwie nie istnieje: wiele doskonałych prac z fizyki stosowanej powstaje w ośrodkach akademickich i odwrotnie, wiele istotnych badań podstawowych prowadzonych jest w instytutach resortowych i laboratoriach przemysłowych.

W 1969 r. Komitet Wykonawczy EPS postanowił utworzyć ciało doradcze pod nazwą Komitet Doradczy d/s Fizyki Stosowanej i Fizyki w Przemysle (Advisory Committee of Applied Physics and Physics in Industry — ACAPPI). Nazwa Komitetu ma odzwierciedlać myśl, że fizyka może być stosowana w różnych gałęziach nauki i techniki, oraz, że jej zastosowania odgrywają decydującą rolę w rozwoju przemysłu i urządzeń użyteczności publicznej. ACAPPI podjął następujące zadania:

1. wprowadzenie aspektu zastosowań do programów odpowiednich konferencji EPS,

2. popieranie artykułów na temat zastosowań fizyki w publikacjach EPS i w czasopiśmie, którym przyznano godło *Europhysics Journal*,

3. Nawiązanie i podtrzymywanie kontaktów z organizacjami, w których może być uprawiana fizyka stosowana.

Realizując pierwsze zadanie ACAPPI konsultuje się, dostatecznie wcześnie, z organizatorami konferencji, sugerując im uwzględnianie w programie referatów na temat zastosowań, jak również, szczególnie w przypadku większych konferencji, wprowadzenie równoległego sympozjum czy zebrania roboczego na temat zastosowań. Reprezentanci ACAPPI współpracują z Komitetem Konferencji jak również z Oddziałami (przede wszystkim Materii Skondensowanej i Elektroniki Kwantowej). ACAPPI odegrał zna-

czącą rolę w organizowaniu sesji na temat produkcji, transportu i przechowywania energii w III Konferencji Ogólnej EPS w Bukareszcie. Również w pracach przygotowawczych do IV Konferencji Ogólnej w York (1978 r.) bierze udział ACAPPI — w szczególności w planowaniu międzyoddziałowego sympozjum na temat nowoczesnej optyki. ACAPPI współpracował z Oddziałem Materii Skondensowanej w organizowaniu Eurofizycznej Konferencji Studyjnej na temat Procesów Luminescencyjnych w Fosforach, która odbyła się w marcu 1977 w Weybridge w Anglii. Spośród 84 uczestników konferencji, 48 było z laboratoriów przemysłowych, 26 z ośrodków akademickich i 10 z państwowych ośrodków badawczych.

Realizacja drugiego zadania napotyka z natury rzeczy duże trudności — wpływ EPS na redakcje europejskich czasopism naukowych i technicznych jest ograniczony. Dotychczas rola ACAPPI polegała głównie na opiniowaniu w Komitecie Publikacji działań fizyki stosowanej w czasopismach ubiegających się o przyznanie, bądź utrzymanie godła *Europhysics Journal*.

Trzecie zadanie jest najtrudniejsze, a jednak wydaje się, że tu można uzyskać najcenniejsze rezultaty. Sporządzono, jeszcze niekompletne i nie obejmujące wszystkich krajów europejskich, listy instytucji zainteresowanych fizyką stosowaną i ustalono związki tematyczne z odpowiednimi Oddziałami EPS. Listy te znajdują się w Sekretariacie Generalnym EPS w Genewie i mogą być udostępniane na żądanie zainteresowanych. Przeprowadzono również wywiady z fizykami pracującymi w przemyśle lub instytucjach zbliżonych do przemysłu, na temat, tego, czego oczekują oni od EPS. Dotyczy to przede wszystkim fizyków pracujących w organizacjach będących członkami stowarzyszonymi EPS. Na ogół ankietowani wyrażali życzenie lepszej informacji, organizowania konferencji i zebrań dyskusyjnych związanych ściśle z tematyką ich prac oraz większych możliwości swobodnego poruszania się i współdziałania fizyków w Europie. ACAPPI stara się, aby zgodnie z tymi życzeniami, EPS rozwinął odpowiednią działalność.

Sylwester Kaliski doktorem *h.c.* Uniwersytetu Łomonosowa

Sylwester Kaliski, profesor Wojskowej Akademii Technicznej i minister Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki, otrzymał doktorat *honoris causa* moskiewskiego Uniwersytetu im. Łomonosowa.

Prof. Kaliski zajmuje się zagadnieniami fizyki plazmy, w szczególności zastosowaniem promieniowania laserowego do uzyskania reakcji termojądrowej.

Współpraca Piza — Warszawa w dziedzinie optyki trwa nadal

Zakład Optyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego od jedenaście lat prowadzi aktywną współpracę z ośrodkiem naukowym kierowanym przez prof. Adriano Gozziniego. Notatka na ten temat ukazała się w *Kronice Postępów Fizyki* (t. 25, z. 4) w 1974 roku, a oto parę słów o dalszych losach naszej współpracy, której owocem są liczne wspólne publikacje.

Profesor Adriano Gozzini, który wniósł znakomity wkład w badania z dziedziny pompowania optycznego i spektroskopii w zakresie fal optycznych, radiowych i mikrofal, jest dyrektorem Laboratorio di Fisica Atomica e Molecolare del CNR w Pizie, oraz kierownikiem Katedry w Istituto di Fisica della Università di Pisa. W ośrodku pizańskim, dzięki usytuowaniu w tym mieście Scuola Normale Superiore, jedynej tego rodzaju uczelni we Włoszech, pracuje wielu znakomych uczonych, prowadzących badania naukowe w różnych działach fizyki. Ponieważ problematyka naszej współpracy dotyczy jedynie spektroskopii atomowej i cząsteczkowej, nasze kontakty z Pizą ograniczają się do kontaktów z grupą prof. Adriano Gozziniego, bądź też z grupą prof. Franco Strumii.

Po trzech długoterminowych stażach naukowych we Włoszech, na których byli kolejno: dr Krzysztof Ernst (1966—1968), prof. dr Tadeusz Skaliński (1966—1967) oraz dr Aleksandra Kopystyńska (1971—1972), nastąpiła seria krótkoterminowych wizyt w Polsce. Gościliśmy następujących profesorów z Pizy: Adriano Gozzini (1972), Franco Strumia (1972)

Paolo Violino (1973), Paolo Minguzzi (1974), Ennio Arimondo (1974) — pracował z nami przez trzy miesiące, Gerardo Alzetta (1975) oraz dr Luigi Moi (1976).

Laboratoria, z którymi współpracujemy, posiadają dobrą aparaturę naukową, a więc wysokiej klasy lasery o pracy ciągłej i impulsowej, a ponadto nowoczesną elektronikę. Pozwala to przeprowadzić doświadczenie w ciągu trzech, czterech miesięcy, jeżeli uprzednio, drogą korespondencji, zostanie wszystko omówione. Toteż, moje trzy krótkoterminowe pobyty w latach 1973, 1976 i 1977, okazały się bardzo owocne. Obecnie jest w Pizie dr Krzysztof Ernst. Został on zaproszony do wygłoszenia cyklu wykładów ze spektroskopii laserowej, a ponadto do pracy naukowej w grupie prof. Franco Strumii. W pierwszych dniach października br. wyjeżdża do Pizy z kilkudniową wizytą prof. dr hab. Bohdan Karczewski, kierownik Zakładu Optyki IFD UW.

Uważny czytelnik zwróci uwagę na fakt, że osobami, które najwięcej czasu spędziły we Włoszech są: dr Krzysztof Ernst i dr Aleksandra Kopystyńska. Złożyły się na to dwa powody: tematyka pracy i znajomość języka włoskiego. Do współpracy z Włochami znajomość ich języka nie jest warunkiem koniecznym, ale związane z tym ułatwienia w kontaktach z całym zespołem ludzi poczynając od najbliższych współpracowników, poprzez techników z warsztatów i bibliotekarzy, a kończąc na sekretarkach w Instytucie, są dla zainteresowanych wprost nieocenione.

Aleksandra Kopystyńska

Medal Plancka

Walter Thirring, profesor Uniwersytetu Wiedeńskiego, otrzymał Medal Maxa Plancka za rok 1977. Niemieckie Towarzystwo Fizyczne przyznało mu to wysokie wyróżnienie za jego wybitny wkład do teorii cząstek elementarnych i teorii grawitacji.

Nagroda Hewlett-Packarda

Nagrodę Hewlett-Packarda, przyznaną przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne za wybitne osiągnięcia w fizyce ciała stałego,

otrzymał w 1977 r. prof. Walter Eric Spear z Carnegie Laboratory of Physics uniwersytetu w Dundee w Szkocji za badania amorficznego krzemu. Wysokość nagrody ufundowanej przez firmę Hewlett-Packard wynosi 20000 franków szwajcarskich.

W. E. Spear wraz ze swymi współpracownikami opracował technologię wytwarzania cienkich warstw amorficznego krzemu i germanu przez rozkład w wyładowaniu jarzeniowym odpowiednio silanu lub germanowodoru. Uzyskane warstwy odznaczają się bardzo małą koncentracją pułapek. W Carnegie Laboratory przeprowadzono systematyczne badania własności elektrycznych uzyskanych warstw, co pozwoliło na stworzenie spójnego opisu stanów elektronowych i własności transportowych i optycznych tych półprzewodników amorficznych.

W. E. Spear opracował również metodę kontrolowanego domieszkowania amorficznego krzemu. Dodawanie diboranu prowadzi do otrzymania warstwy typu *p*, a dodawanie fosforowodoru — do otrzymania warstwy typu *n*. Metoda ta otwiera nowe możliwości w technologii przyrządów półprzewodnikowych. Pierwszym jej zastosowaniem było wytworzenie baterii słonecznej z amorficznego krzemu o wydajności znacznie lepszej niż bateria z krystalicznego krzemu.

Europhysics News 8, No 6, 1977

Nagroda Schottky'ego

Nagrodę Schottky'ego za r. 1977, przyznaną przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, otrzymał Siegfried Hunklinger (Instytut Maxa Plancka Badań Ciała Stałego, Stuttgart) za badania amorficznych ciał stałych w niskich temperaturach.

Nagroda wynosi 5000 marek i została ufundowana przez firmę Siemens.

Medal Amerykańskiego Towarzystwa Akustycznego

Najwyższe odznaczenie Amerykańskiego Towarzystwa Akustycznego — Złoty Medal — otrzymał Raymond W. B. Stephens za „wkład do postępu akustyki, zarówno w swoim własnym kraju (tj. w Anglii), jak i w wielu innych

krajach, jako nauczyciel i eksperymentator, jako autor i wydawca, jako założyciel i działacz towarzystw akustycznych, a przede wszystkim jako kierownik badań, który uczył i inspirował pokolenie badaczy akustyki”.

R. W. B. Stephens uzyskał doktorat w Imperial College w r. 1934. Tam też pracował wiele lat. Kierował Grupą Badań Akustycznych Imperial College i Chelsea College. Wielu samodzielnych badaczy z innych krajów odwiedzało Grupę Badań Akustycznych, by pracować tam pod kierunkiem Stephensa. Jego dziełem jest stworzenie Grupy Akustyki Brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego, Brytyjskiego Towarzystwa Akustycznego i Instytutu Akustyki.

Stephens zajmował się badaniami doświadczalnymi rozchodzenia się dźwięku w ciekłych metalach i anizotropowych ciałach stałych, badaniami fal o skończonej amplitudzie, zjawiskiem opto-akustycznym, osłabieniem ultradźwięków w niskich temperaturach i emisją akustyczną w materiałach naprzężonych.

Stephens jest autorem lub współautorem 6 książek i ponad 50 prac naukowych. Ostatnio wydał dzieło *Sonud: Dictionary in Eight Languages*.

Jest członkiem honorowym wielu towarzystw akustycznych.

Physics Today 30, No 6, 1977

Nagroda Bridgmana

Międzynarodowe Stowarzyszenie dla Rozwoju Wiedzy i Techniki Wysokich Ciśnień (AIRAPT) ustanowiło nagrodę im. P. W. Bridgmana za wybitne osiągnięcia w tej dziedzinie.

Pierwszym laureatem tej nagrody został Harry G. Drickamer z Uniwersytetu Illinois, który otrzymał ją za badania właściwości elektronów w materii skondensowanej pod wysokimi ciśnieniami.

Phys. Blatter 33, No 7, 1977

Dziesięciolecie Instytutu von Laue-Langevina

W roku 1977 upłynęło dziesięć lat działalności angielsko-francusko-niemieckiego Instytutu von Laue-Langevina.

Najistotniejszym urządzeniem Instytutu jest reaktor o bardzo silnym strumieniu neutronów 10^{15} n.cm⁻².s⁻¹. Jest to unikalny reaktor w Europie. Obsługuje około 35 różnych aparatów, przede wszystkim spektrometrów i dyfraktometrów niskoenergetycznych neutronów.

Instytut stał się międzynarodowym centrum badań z różnych dyscyplin wiedzy, których narzędziem są neutrony; w szczególności badań z fizyki ciała stałego, fizyki jądrowej, chemii, biologii i metalurgii. Rocznie około 1000 naukowców z 110 różnych ośrodków nie tylko angielskich, francuskich i niemieckich, lecz także z 20 innych krajów przeprowadza tam około 700 eksperymentów.

Pierwszym dyrektorem Instytutu von Laue-Langevina był H. Maier-Leibnitz. W 1972 r. przejął tę funkcję R. L. Mössbauer, a od marca 1977 r. dyrektorem jest John White (Oxford). Funkcje współdyrektorów pełnią J. Joffrin (Laboratorium Ultradźwięków Uniwersytetu Paryskiego VI) i T. Springer (Instytutu Badań Ciała Stałego Centrum Badań Jądrowych, Jülich, RFN).

Swobodne elektrony jako źródło promieniowania laserowego

Grupa fizyków z Uniwersytetu Stanforda w składzie: D. A. G. Deacon, J. M. J. Madey, L. R. Elias, G. J. Ramian, H. A. Schwettman i T. I. Smith skonstruowała laser, w którym zamiast promieniowania pochodzącego z przejść elektronowych w atomach wykorzystano promieniowanie elektromagnetyczne swobodnych elektronów poruszających się w niejednorodnym polu magnetycznym.

Impulsowana wiązka elektronów z akceleratora liniowego wchodziła do pola magnetycznego wytworzonego przez magnes nadprzewodnikowy. Energia elektronów wynosiła 43,5 MeV, impulsy następowały co 84,6 ns, natężenie prądu szczytowe 2,6 A, a natężenie średnie 130 μ A.

Pole magnetyczne było stałe w czasie, ale periodycznie niejednorodne przestrzennie. Elektrony poruszające się w tym polu wysyłały a również pochłaniały promieniowanie elektromagnetyczne. Długość magnesu była 5,2 m, a odległość między zwierciadłami rezonatora

12,7 m. Spontanicznie emitowane fotony odbijały się od zwierciadeł i oddziałując z elektronami powodowały emisję wymuszoną. Długość fali takiego lasera zależy od natężenia i geometrii pola magnetycznego oraz od energii elektronów. W przeprowadzonym w Stanford eksperymencie uzyskano promieniowanie laserowe o długości fali 3,417 μm i szerokości półkowej 0,008 μm . Średnia moc promieniowania na zewnątrz wynosiła 0,36 W, a moc szczytowa 7 kW.

Wielką zaletą takiego lasera jest możliwość strojenia w szerokim zakresie częstotliwości. Jednak, aby uzyskać promieniowanie w obszarze widzialnym i nadfioletowym, trzeba by stosować znacznie większe natężenie wiązki elektronowej (ze względu na spadek wzmocnienia dla malejącej λ). Autorzy spodziewają się, że przy zastosowaniu pierścienia magazynującego elektrony, będzie można w Stanford uzyskać promieniowanie laserowe o $\lambda \geq 1200 \text{ \AA}$.

Phys. Rev. Lett. 38, 892, (1977)

Lot magnesu z Chicago do Moskwy

Współpraca amerykańsko-radziecka w zakresie eksperymentów magnetohydrodynamicznych rozwija się pomyślnie. W czerwcu 1977 r. przetransportowano drogą lotniczą z Chicago do Moskwy nadprzewodnikowy magnes ważący 40 ton. Magnes został zbudowany w Argonne National Laboratory, które ma wielkie doświadczenie w konstrukcji wielkich nadprzewodnikowych magnesów. Ma on 4,4 m długości, 2 m średnicy i wytwarza pole 5 T.

CERN Courier 17, No 7/8, 1977

Poszukiwanie superciężkich w kopalni

Grupa fizyków z Dubnej, kierowana przez G. N. Flerowa, rozpoczęła poszukiwania pierwiastków superciężkich w meteorytach, w warunkach, gdzie tło od promieniowania kosmicznego jest silnie zredukowane. W tym celu umieszczono próbki materiału meteorytowego głęboko w kopalni soli. Uzyskano wyniki wskazujące na rozszczepienie jąder z emisją znacznie większej liczby neutronów (cztery do dziesięciu na rozszczepienie) niż liczby neutronów emitowanych przy rozszczepieniu do-

tychczas znanych ciężkich jąder. Liczba emitowanych neutronów powinna na ogół rosnąć wraz z liczbą atomową jądra. Uzyskany przez grupę Flerowa wynik zdaje się wskazywać, że w badanych meteorytach mogą znajdować się pierwiastki superciężkie.

CERN Courier 17, No 7/8, 1977

Pierścienie Uranu

Obserwacje okultacji gwiazdy przez Uran doprowadziły do odkrycia, że Uran jest otoczony przez co najmniej pięć pierścieni. Obserwacje z górnych warstw atmosfery prowadziła grupa z Uniwersytetu Cornell z pokładu samolotu C-141, tzw. Latającego Obserwatorium Kuipera, a obserwacje z Ziemi prowadziły grupy z Lowell Observatory, Perth Observatory w zachodniej Australii oraz z Indyjskiego Instytutu Astrofizycznego w Kavalur. Grupa z Cornell zaobserwowała 5 ostrych minimów natężenia światła obserwowanej gwiazdy poprzedzające w czasie okultację przez Uran, oraz ich symetryczne powtórzenia po okultacji. Wyniki obserwacji z Ziemi nie są tak pełne, potwierdzają jednak obserwacje grupy Cornell.

Na podstawie uzyskanych danych obliczono, że Uran otoczony jest pięcioma pierścieniami (nazwanymi w miarę rosnącego promienia — α , β , γ , δ , ϵ). Promień pierścienia α wynosi 45000 km, a promień ϵ 52000 km. Szerokość pierścieni jest bardzo mała — najszerszy z nich ϵ ma 50—100 km. Pierścienie składają się prawdopodobnie z małych obiektów o średnicach 4—6 km.

Physics Today 30, No 6, 1977

Applications of Surface Science

Firma North-Holland rozpoczęła wydawanie czasopisma *Applications of Surface Science*, poświęconego wyłącznie zastosowaniom badań powierzchni.

Rozwój badań podstawowych w dziedzinie zjawisk powierzchniowych powoduje stały wzrost liczby prac z zastosowań tej gałęzi nauki. Uznano więc za konieczne utworzenie nowego czasopisma, ogłaszającego prace z zastosowań, podczas gdy publikacje z badań pod-

stawowych będą się ukazywać nadal w *Surface Science*. Oba czasopisma są ze sobą związane, chociaż mają osobne redakcje. Redaktorem Naczelnym *Applications of Surface Science* został Robert L. Park (Univ. of Maryland), a w skład redakcji weszli: George Cosma (Kernforschungsanlage, Jülich, RFN), Harry C. Gatos (MIT), Richard F. Greene (Naval Research Laboratory, Washington D. C.), C. J. Powell (NBS, Washington D. C.), W. M. H. Sachtler (Koninklijke/Shell Laboratorium, Amsterdam), John M. Thomas (University College of Wales, Aberystwyth), Tomiyuki Toya (Uniwersytet Hokkaido, Sapporo), W. Henry Weinberg (Cal Tech).

Applications of Surface Science będzie obejmować takie działy jak: międzypowierzchnie półprzewodnikowe, uszkodzenia radiacyjne powierzchni, korozja, kataliza, adhezja, elektrochemia oraz techniki analityczne.

Dwóchsetna rocznica urodzin Oersteda

Hans Christian Oersted urodził się 14 sierpnia 1777 r. w Rudkoebing na duńskiej wyspie Langeland. Ojciec jego, Soeren Christian, był aptekarzem, młodszy brat Anders Sandøe (1778—1860) uczonym prawnikiem, ministrem i premierem rządu duńskiego, wybitnym mężem stanu. Hans Christian jako chłopiec pomagał ojcu w aptece. Od 1793 r. studiował na uniwersytecie w Kopenhadze medycynę, farmację, chemię, fizykę i astronomię. Użył w 1797 r. stopień farmaceuty, w 1799 r. doktorat. W 1800 r. został asystentem na wydziale medycznym Ellersen College uniwersytetu kopenhaskiego. Odbył kilka podróży naukowych. W 1806 r. został profesorem fizyki uniwersytetu kopenhaskiego. Założył w Kopenhadze politechnikę i był jej pierwszym rektorem. W 1824 r. założył Duńskie Towarzystwo Krzewienia Wiedzy Przyrodniczej. Towarzystwo to od 1908 r. nadaje medal im. Oersteda.

Hans Christian Oersted został w 1821 r. członkiem londyńskiego Royal Society, w 1823 r. francuskiej Académie des Sciences. Od 1815 r. był sekretarzem wieczystym Królewskiego Towarzystwa Nauk w Danii.

Największym odkryciem Oersteda było doświadczalne stwierdzenie w 1819 r., że igła magnetyczna ustawia się wzdłuż linii okrężających linie prądu elektrycznego i leżących

w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku prądu. To odkrycie Oersteda ustaliło istotny związek zjawisk elektrycznych i magnetycznych. Oersted kontynuował swoje badania elektromagnetyzmu i w 1820 r. opublikował dzieło *Experimenta circa effectum conflictus electrici in acum magneticam*. W 1823 r. zbudował wspólnie z Fournierem termoelektroczne źródło prądu. Wnikliwe wyczucie Oersteda zjawisk chemicznych doprowadziło go do wyrażenia w 1804 r. sugestii, iż kwasowość lub zasadowość jest uwarunkowana przewagą ładunków elektrycznych przeciwnego znaku.

Oersted wiele prac poświęcił pomiarom ściślności gazów i cieczy. Zbudował przyrząd do pomiaru ściślności cieczy. W 1806 r. wykazał, że dwutlenek siarki jest bardziej ściśliwy niż powietrze, a zatem proste prawo Boyle'a-Mariotte'a gazu doskonałego może mieć tylko przybliżone znaczenie.

Oersted opracował metodę otrzymania chlorku glinowego oraz glinu metalicznego. Wielka erudycja w chemii pozwoliła Oerstedowi wydać w 1814 r. katalog terminów chemicznych *Tentamen nomenclaturae chemicae omnibus linguis scandinavo-germanicis communis*.

Hans Christian Oersted zmarł w Kopenhadze 9 marca 1851 r.

Nazwiskiem Oersteda nazwano w układzie jednostek cgs jednostkę natężenia pola magnetycznego, *ersted* (Oe), podobnie jak nazwiskiem Gaussa nazwano jednostkę indukcji magnetycznej, *gaus* (Gs), dla upamiętnienia dwóch największych uczonych, którzy stworzyli podwaliny nauki o elektromagnetyzmie. W międzynarodowym układzie jednostek SI jednostką indukcji magnetycznej jest *weber/m²* zwany *teslą* (Ts), w próżni $1 \text{ Ts} = 10^4 \text{ Gs}$.

M. Suffczyński

M. I. Korsunski (1903-1976)

Dnia 6 października 1976 r. zmarł Moisej Izrailewicz Korsunski, członek Akademii Nauk Kazachskiej SRR.

Korsunski urodził się 19 kwietnia 1903 r. w Rostowie nad Donem. Studiował na Wydziale Fizyczno-Mechanicznym Instytutu Politechnicznego w Leningradzie. Będąc jeszcze studentem rozpoczął pracę w laboratorium

rentgenowskim Instytutu Fizyko-Technicznego. W 1929 r. wyjechał do Tomsku, gdzie w Syberyjskim Instytucie Fizyko-Technicznym zorganizował laboratorium rentgenowskie, a następnie laboratorium fizyki jądrowej. Był również kierownikiem katedry fizyki doświadczalnej w Państwowym Uniwersytecie w Tomsku. W końcu lat trzydziestych rozpoczęła pracę w Ukraińskim Instytucie Fizyko-Technicznym, a od 1962 r. aż do śmierci pracował w Alma-Ata, gdzie zorganizował oddział fizyki ciała stałego i półprzewodników w Instytucie Fizyki Jądrowej Kazachskiej Akademii Nauk SRR i gdzie był profesorem Kazachskiego Uniwersytetu Państwowego.

Korsunski prowadził badania naukowe w dziedzinie fizyki promieniowania rentgenowskiego, fizyki jądrowej, fizyki półprzewodników, optyki elektronowej. M. in. opracował metodę impulsowego przyspieszenia cząstek naładowanych, prowadził badania ruchu ładunków w niejednorodnych polach elektrycznym i magnetycznym, co doprowadziło do skonstruowania analizatorów energii o dużych zdolnościach rozdzielczych.

W ostatnich czasach Korsunski zajmował się przede wszystkim opracowaniem modelu struktury elektronowej metali przejściowych i ich stopów (tzw. model KLO), który dobrze wyjaśnia m. in. własności nadprzewodnikowe tych metali.

Odkrył i badał anomalne fotoprzewodnictwo, które znalazło zastosowanie w niektórych przyrządach półprzewodnikowych (fotorezystory, wskaźniki temperatury itp.).

Korsunski ogłosił ponad 300 prac oraz wiele monografii i podręczników, w których w sposób jasny i przystępny, a zarazem głęboki wykładał trudne i złożone problemy fizyczne. Jego książka *Jądro atomowe* została przełożona na wiele języków. Stworzył szkołę naukową, wykształcił ponad 40 kandydatów i doktorów.

UFN 122, Nr 2, 1977

W. B. Berestecki

(1913-1977)

Dnia 25 stycznia 1977 r. zmarł Władimir Borysowicz Berestecki wybitny radziecki fizyk teoretyk.

W. B. Berestecki urodził się 3 października

1913 r. w Charkowie. Będąc robotnikiem w Leningradzie ukończył kursy dla pracujących, po czym wstąpił na wydział fizyki i mechaniki Instytutu Politechnicznego. Po skończeniu studiów pracował w latach 1937—1941 w Leningradzkim Instytucie Fizyko-Technicznym. Zajmował się wtedy teorią przejść β i γ jąder, elektrodynamiką kwantową i teorią cząstek elementarnych. W czasie wojny pracował na stanowisku głównego konstruktora w przemyśle wojennym. Po wojnie powrócił do Instytutu Fizyko-Technicznego. Zajmował się teorią wewnętrznej konwersji γ i korelacji kątowych w przejściach jądrowych. Dla celów tej teorii stworzył oryginalną metodę matematyczną. Współpracował z Landauem. Razem z nim ogłosił w 1949 r. teorię pozytonu.

W 1946 r. Berestecki przeszedł do nowo wówczas utworzonego przez Alichanowa Instytutu Teoretycznej i Eksperymentalnej Fizyki. Brał tam udział w projektowaniu reaktora jądrowego i w innych pracach związanych z zastosowaniami fizyki jądrowej.

W latach pięćdziesiątych zajmował się elektrodynamiką kwantową. Wspólnie z I. A. Pomeranczukim obliczył przekroje czynne procesu $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Wyniki tej pracy mają teraz szczególne zastosowanie w eksperymentach z przeciwbieżnymi wiązkami elektronów. Wniósł wiele do zagadnienia naruszenia praw elektrodynamiki kwantowej na małych odległościach.

Uzyskał bardzo istotne wyniki w teorii cząstek elementarnych, dotyczące m. in. naruszenia parzystości CP i powstawania cząstek neutralnych, struktury barionów i ich momentów magnetycznych.

Berestecki prowadził też intensywną działalność pedagogiczną. Był przez ponad dwadzieścia lat kierownikiem katedry fizyki teoretycznej moskiewskiego Instytutu Fizyko-Technicznego. Wychował liczne grono uczniów. Wydał wiele monografii i podręczników z kwantowej teorii pola i elektrodynamiki kwantowej.

UFN 122, No 3, 1977

O. Klein

(1894-1977)

Dnia 5 lutego 1977 r. zmarł w wieku 82 lat Oskar Klein, wybitny szwedzki fizyk teoretyk.

Klein był synem nadrabina Sztokholmu. Swoje badania naukowe rozpoczął w laboratorium Svante Arrheniusa i opublikował pierwszą pracę — z chemii nieorganicznej — mając lat 16. Po ukończeniu studiów na uniwersytecie sztokholmskim pojechał w 1918 r. do Kopenhagi do Nielsa Bohra, gdzie pracował aż do 1931 r. Tam powstała większość jego pionierskich prac z relatywistycznej mechaniki kwantowej. Do jego największych osiągnięć zaliczyć należy wyprowadzenie wzoru wyznaczającego różniczkowy przekrój czynny elektronu na komptonowskie rozproszenie fotonów (wzór Kleina-Nishiny) i relatywistyczne równanie kwantowe (równanie Kleina-Gordona) cząstki o spinie 0. Jako jeden z pierwszych szukał związków ogólnej teorii względności z mechaniką kwantową — już w 1926 r. powstała teoria Kleina-Kaluzy.

Rozwiązał wiele problemów z zakresu zastosowania nierelatywistycznej teorii kwantów, jak np. wyznaczanie potencjałów molekularnych na podstawie widm.

W latach trzydziestych zajął się zagadnieniami nowych cząstek, w szczególności teoriami mezonowymi, a później próbami systematycznej cząstek.

Klein był profesorem uniwersytetu sztokholmskiego, członkiem Akademii Nauk: szwedzkiej, duńskiej i norweskiej, doktorem *honoris causa* uniwersytetów w Kopenhadze i w Oslo.

Physics Today 30, No 6, 1977

H. I. Budker

(1918-1977)

Dnia 1 maja 1918 r. we wsi Murafa rejonu szargorodskiego, w okolicach Winnicy, urodził się Hersz Iekowicz Budker. W 1941 r. ukończył wydział fizyki Uniwersytetu Moskiewskiego. W czasie wojny służył w wojsku przechodząc drogę od szeregowca do pułkownika. Zdemobilizowany w 1946 r. rozpoczął pracę w fizyce doświadczalnej od razu przejawiając wielki talent i iniejsyjatywę podejmowania i rozwiązywania trudnych zagadnień naukowo-technicznych. Pracował w fizyce plazmy, w szczególności nad realizacją możliwości zamknięcia plazmy w polu magnetycznym. Interesował się zagadnieniem syntezy termojądrowej.

Pracował w Instytucie Energii Atomowej I. W. Kurczatowa w Moskwie, gdzie od 1954 r. był kierownikiem oddziału doświadczalnego. Od 1957 r. Budker rozpoczął pracę w Instytucie Fizyki Jądrowej Syberyjskiego Oddziału Akademii Nauk ZSRR w Nowosybirsku. Około 1956 r. powziął ideę zrealizowania przeciwbieżnych wiązek wysokoenergetycznych elektronów („wstrecznych puczkwów”, „colliding electron beams”). Ideę przeciwbieżnych wiązek wysunęli także G. K. O'Neill i współpracownicy w 1959 r. w CERN-ie. Budker niewątpliwie odegrał zasadniczą rolę w urzeczywistnieniu po raz pierwszy tych idei. Mimo krytycznych początkowo opinii fizyków moskiewskich osobistą energią przezwyciężył wszelkie trudności i w kierowanym przez siebie Instytucie Fizyki Jądrowej w Nowosybirsku zrealizował budowę akceleratora przeciwbieżnych wiązek elektronowych.

Budker zbudował pierścienie magazynujące elektrony („Intersecting Storage Rings” — ISR). Urządzenia takie zostały następnie znacznie rozwinięte i ulepszone w najważniejszych laboratoriach fizyki wysokich energii na świecie. Od lutego 1971 r. działa np. w CERN-ie akcelerator z przeciwbieżnymi wiązkami protonów.

Idea przeciwbieżnych wiązek legła u podstawy nowoczesnej techniki akceleratorów wysokiej energii. Umożliwiła badanie w zakresie wysokich energii zderzeń elektronowo-elektronowych, elektronowo-pozytonowych i promieniowania hamowania. Otworzyła dostęp do interesujących informacji na temat pomeronu, partonów i kwarków. Doprowadziła do umożliwienia odkrycia wielu właściwości oddziaływań leptonowo-hadronowych, wreszcie do produkcji nowych cząstek J/ψ . Pojęcie o znaczeniu tej dziedziny fizyki może dać artykuł przeglądowy J. P. Perez-Y-Jorba, F. M. Renard „The Physics of Electron-Positron Colliding Beams”, *Physics Reports* 31 C, N 1, 1977.

H. I. Budker powziął także ideę chłodzenia wiązki protonów elektronami poprzez ekwi-partycję energii kinetycznej protonów między elektrony w procesie rozproszonych kulombowskich. Trudność stanowi wysoka wymagana precyzja: względna różnica prędkości wiązek protonów i elektronów musi być mniejsza od 2 promile. Chłodzenie wiązek antyprotonów przedłuża ich czas życia i umo-

żliwia obserwacje nowych cząstek nietrwałych.

Warto w końcu wspomnieć o prawdopodobnym psychologicznym wpływie pomysłów Budkera na powstanie spektroskopii bez efektu Dopplera w przeciwbieżnych wiązkach fotonów. L. S. Wasilenko, W. P. Czebotajew i A. W. Sziszajew z Instytutu Fizyki Półprzewodników w Nowosybirsku, sąsiadującym bezpośrednio z Instytutem Fizyki Jądrowej Budkera, przewidzieli w 1970 r. możliwość eliminacji efektu Dopplera pierwszego rzędu w absorpcji dwóch przeciwbieżnych fotonów. Realizacja tego pomysłu w 1974 r. przez grupy Cagnaca w Paryżu i Bloembergena w Harvard

otworzyła zupełnie nowe możliwości w optyce atomowej, pozwoliła w spektroskopii optycznej obserwować strukturę nadsubtelną i udoskonalona przez Hänscha w Stanford posunęła o dwa rzędy wielkości dokładność aktualnego wyznaczania stałej Rydberga.

H. I. Budker jako członek Akademii Nauk i dyrektor Instytutu Fizyki Jądrowej wychował na Syberii grono uczniów. Był nagrodzony najwyższymi odznaczeniami państwowymi ZSRR.

Przed paru laty doznał zawału serca. Zmarł 4 lipca 1977 r.

M. Suffczyński

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. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną 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.

2. 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.

3. 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 polskim i angielskim (wymagania te nie odnoszą się do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

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

6. Rysunki należy wykonać starannie w jednym egzemplarzu 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.

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno gwiazdkami, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

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

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach: do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, 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 stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 12) to the account of ARS POLONA—RUCH, through Bank Handlowy S.A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

W 25 rocznicę śmierci Tadeusza Malarskiego (Józef Szpilecki)	629
Yoichiro Nambu — Uwięzienie kwarków (tłum. G. Wilk)	631
W. B. Berestecki — Ładunek zerowy i swoboda asymptotyczna (tłum. J. Ka- linowski)	659
W. Żurek — Badanie rozkładu pędów elektronów metodą efektu Comptona . .	679
OD REDAKCJI KRONIKA	

CONTENTS

Tadeusz Malarski (XXV anniversary of death) (Józef Szpilecki)	629
Yoichiro Nambu — The Confinement of Quarks	631
W. B. Berestecki — Zero Charge and Asymptotic Freedom	659
W. Żurek — A Research of the Electrons Momentum Distribution by Means of the Compton Effect	679
EDITORIAL CHRONICLE	