POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM VIII ZESZYT 1

1957

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Poznań),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa),
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków),
Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa),
Leonard Sosnowski (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Kazimierz Rosiński (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Ryszard Gajewski (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
Wydz. Matem.-Przyrodniczy
LUBLIN

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VIII. ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1957

ZAKŁAD FIZYKI
Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie
Mm 586

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 1957 (1863+94)	Oddano do składania 24.XI. 56
Ark. wyd. 9,2; ark. druk. 8,25	Podpisano do druku 15.III.57
Druk sat. V kl. 70 gr. 70×100	Druk ukończono w marcu 1957
Cena zł 15.—	Zamówienie nr 1709 B-074

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

Ewa Skrzypczak
Instytut Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Ciężkie mezony naładowane

Kiedy w r. 1938 Anderson i Neddermayer odkryli w promieniowaniu kosmicznym cząstkę o masie wynoszącej ok. 200 mas elektronowych, nikt się nie zdziwił i utożsamiono ją z przewidzianym już wcześniej przez Yukawę kwantem oddziaływania sił jądrowych. Jednak w dziewięć lat później Powell zaobserwował w promieniowaniu kosmicznym inną cząstkę, nieco cięższą od poprzednio odkrytej; stwierdzono dalej, że nowy mezon oddziałuje z materią znacznie silniej niż cząstka Andersona, że wreszcie masa jego (270 m_e) bliższa jest wartości szacowanej przez Yukawę dla przewidywanej przez niego cząstki.

Wkrótce utożsamiono mezon Powella, zwany mezonem π, z cząstką Yukawy, zaś wcześniej odkryty mezon Andersona i Neddermayera nazwano mezonem μ. Do dziś mezon μ jest „gościem nieproszonym" w świecie cząstek elementarnych i nie mieści się w dotychczas proponowanych systematyzacjach tych cząstek.

Wkrótce posypały się wiadomości o dalszych nieoczekiwanych odkryciach. Identyfikowano coraz to nowe cząstki znajdowane w promieniowaniu kosmicznym. W tej sytuacji pojęcie „elementarności" zaczęło tracić swój sens, skoro pod nazwę cząstka elementarna miało podpadać kilkanaście cząstek, częstokroć powiązanych ze sobą genetycznie; w dodatku liczba tych cząstek wzrastała niemal co kilka miesięcy wskutek nowych odkryć dokonywanych w emulsjach jądrowych bądź komorach Wilsona.

Nowoodkrytym cząstkom nadawano nazwy związane z fenomenologią zdarzeń, w których cząstki te spotykano (np. cząstki V, S, ϱ, χ, $\varkappa$).

W ciągu ostatnich lat sytuacja zaczęła się nieco przejaśniać; nowe obserwacje („zdarzenia" — jak zwykło się mówić w technice emulsji i komór) można było przyporządkowywać poszczególnym grupom cząstek, charakteryzowanym przez masę cząstki i schemat jej rozpadu. Wreszcie wprowadzono nową nomenklaturę dla cząstek nietrwałych: podzielono

je na trzy zasadnicze grupy: mezony lekkie L (π i μ), mezony ciężkie, zwane cząstkami K oraz hyperony, czyli cząstki Y.

Obecnie najtrudniejszą do wewnętrznego usystematyzowania grupę cząstek stanowią ciężkie mezony, zwane mezonami K (są to — *ex definitione* — cząstki o masie większej od masy mezonu π, a mniejszej od masy protonu). W bieżącej literaturze fizycznej spotyka się bardzo wiele prac poświęconych zagadnieniu cząstek K; mimo to sytuacja w tej dziedzinie wciąż jeszcze nie jest jasna: nie wiemy nawet, z iloma różnymi cząstkami mamy do czynienia w przedziale mas od 270 m_e do 1836 m_e.

Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie obecnego stanu naszych wiadomości o ciężkich mezonach.

Cząstki te możemy przede wszystkim podzielić na dwie grupy: ciężkie mezony neutralne i naładowane; podział taki wiąże się ze stosowanymi środkami detekcji omawianych cząstek. Rozpady mezonów neutralnych można badać prawie wyłącznie za pomocą komór wilsonowskich, podczas gdy lepsze i dokładniejsze informacje o rozpadach cząstek naładowanych otrzymuje się przy pomocy emulsji jądrowych. Do pierwszej grupy, to znaczy do ciężkich mezonów neutralnych zaliczamy przede wszystkim dość dobrze już znany mezon Θ°; cząstka ta ulega rozpadowi na dwa naładowane mezony π z wydzieleniem energii wynoszącej 214 MeV. Drugim obecnie znanym ciężkim mezonem neutralnym jest cząstka zwana τ°, rozpadająca się na dwa mezony π naładowane i jeden neutralny — π°. Cząstkami tymi nie będziemy się zajmować w dalszym ciągu artykułu. Celem artykułu będzie omówienie właściwości ciężkich mezonów naładowanych.

Najważniejszymi procesami, w których biorą udział cząstki K, są ich rozpad oraz oddziaływanie z jądrami (w locie lub w spoczynku). Badanie tych procesów było w ostatnich latach i jest w dalszym ciągu tematem wielu prac; mają one na celu otrzymanie informacji o własnościach cząstek K oraz rozstrzygnięcie ważnego pytania, z iloma różnymi cząstkami mamy do czynienia w grupie ciężkich mezonów?

Zajmiemy się przede wszystkim zagadnieniem rozpadu cząstek K. Ogromna większość obserwacji dokonywanych w emulsjach jądrowych dotyczy ciężkich mezonów dodatnich, rozpadających się w spoczynku, ponieważ czas hamowania tych cząstek (w zakresie najczęściej spotykanych energii emisji) w ośrodku złożonym z jąder raczej ciężkich jest znacznie krótszy od ich średniego czasu życia ($\sim 10^{-8}$ s) — cząstki K^+ przeważnie „nie zdążają" rozpaść się przed zatrzymaniem.

Z drugiej strony mezony ujemne w przeważającej większości przypadków są po zatrzymaniu w emulsji wchłaniane przez jądra ośrodka

(innymi słowy — czas życia tych cząstek ze względu na rozpad jest znacznie dłuższy od „czasu życia" — ze względu na wchłonięcie — w pobliżu jąder). Mezony ujemne i proces ich wchłaniania przez jądra stanowią osobne i bardzo ciekawe zagadnienie, które omówimy osobno.

Obserwowano wprawdzie w komorach Wilsona rozpady ujemnych mezonów ciężkich, ale tylko w locie; stwierdzone schematy rozpadu dla tych cząstek są analogiczne do znanych schematów dla cząstek K^+, którymi zajmiemy się obecnie.

Dotychczas stwierdzono istnienie sześciu dodatnich mezonów ciężkich — powiedzmy raczej — sześciu schematów rozpadu cząstek K^+ — tendencyjnie nie precyzując, z iloma różnymi cząstkami mamy tu do czynienia.

$$\tau^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \qquad \text{(A)}$$

$$K_{\pi 3} = \tau'^+ \to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \qquad \text{(B)}$$

$$(K_\mu^+) \quad K_{\mu 2}^+ \to \mu^+ + \nu \qquad \text{(C)}$$

$$(\chi) \quad K_{\pi 2}^+ \to \pi^+ + \pi^0 \qquad \text{(D)}$$

$$(\varkappa) \quad K_{\mu 3}^- \to \mu^+ + \underset{(\pi^0)}{?^\circ} + \underset{(\nu)}{?^\circ} \qquad \text{(E)}$$

$$(K_\beta) \quad K_{e3} \to e^+ + ?^\circ + ?^\circ \qquad \text{(F)}$$

W nawiasach po lewej stronie podano symbole stosowane we wcześniejszej literaturze dla oznaczania poszczególnych ciężkich mezonów. Obecnie używana nomenklatura jest skonstruowana bardziej logicznie: pierwsza część wskaźnika przy symbolu K oznacza „widzialny" — naładowany produkt rozpadu, druga — (cyfra 2 lub 3) oznacza liczbę produktów rozpadu (rozpad na 2 lub 3 czy więcej cząstek). Znaki zapytania $?^\circ$ oznaczają cząstki neutralne, których tożsamość nie została jeszcze z pewnością stwierdzona; co do ich natury istnieją najwyżej pewne przypuszczenia (jak np. w schemacie (E), o czym jeszcze będzie mowa).

Warto tu może powiedzieć o możliwościach eksperymentalnych ustalania schematu rozpadu dla pojedynczego zdarzenia i dla całego zespołu obserwacji. Obserwacje te dokonywane są w przeważającej większości przypadków przy pomocy emulsji jądrowych. Identyfikacja cząstek zarówno rozpadającego się mezonu, jak i produktu rozpadu jest tym pewniejsza, im dłuższy ślad cząstki dostępny jest obserwacji i pomiarom. Zwłaszcza dogodny dla wyznaczenia masy i energii jest ślad cząstki zatrzymującej się w emulsji. (Tożsamość mezonu ciężkiego ustalana bywa także często na innej drodze, np. przy eksponowaniu emulsji w wydzielonej wiązce ciężkich mezonów, otrzymanej w akceleratorze).

Na ogół mezony K zatrzymują się, zanim ulegną rozpadowi (wiąże się to z ich dosyć długim średnim czasem życia), tak że zazwyczaj mamy do

czynienia z rozpadem w spoczynku. Widoczny produkt rozpadu można identyfikować różnymi metodami:

a) przez obserwację jego losów po zatrzymaniu się w emulsji: rozpad cząstki z emisją elektronu wskazuje na mezon μ, rozpad z emisją mezonu μ — na mezon π,

b) przez pomiary jonizacji w funkcji zasięgu,

c) przez pomiary średniego kątowego rozproszenia w funkcji zasięgu.

Z pomiarów tych można wyznaczyć energię cząstki-produktu.

Identyfikacja naładowanego produktu rozpadu pozwala ustalić, czy w symbolu rozważanego mezonu ciężkiego napiszemy K_π, K_μ, czy K_e.

Pomiar energii produktu rozpadu w przypadku jednej „izolowanej" obserwacji nie pozwala na wyciągnięcie wniosków co do liczby cząstek, na które rozpada się rozważany mezon; jeżeli jednak dysponujemy danymi odnoszącymi się do większej liczby obserwacji, to z rozkładu widma energii określonego produktu rozpadu możemy wnioskować, czy mamy do czynienia z rozpadem na dwie czy trzy lub więcej cząstek. Oczywiście występowanie grupy określonych cząstek wtórnych o tej samej energii wskazuje na rozpad na dwie cząstki (równy i przeciwnie skierowany pęd produktów rozpadu w spoczynku odpowiada jednoznacznemu podziałowi energii między te cząstki). W przypadku rozpadu na dwie cząstki znajomość (choćby przybliżona) masy ciężkiego mezonu, masy naładowanego produktu rozpadu oraz jego energii pozwala jednoznacznie wyznaczyć energię i pęd — a stąd masę — neutralnego produktu rozpadu. W ten właśnie sposób stwierdzono, że neutralną cząstką w rozpadzie mezonu $K_{\pi 2}$ jest mezon π^0, zaś w rozpadzie $K_{\mu 2}$ — neutrino.

Z drugiej strony zespół obserwacji odznaczający się ciągłym rozkładem energii określonego produktu rozpadu każe przypuszczać, że mamy do czynienia z rozpadem na trzy lub więcej cząstek, przy czym górna granica energii cząstki „widzialnej" nakłada pewne ograniczenia co do tożsamości i liczby cząstek neutralnych.

Czasem dostępne są pewne dodatkowe informacje o neutralnych produktach rozpadu; np. w jednym z przypadków rozpadu zaobserwowano parę elektron — pozyton, emitowaną z punktu rozpadu [1]. Parę taką można przypisać rozpadowi mezonu π° według schematu:

$$\pi^0 \to e^+ + e^- + \gamma \,^*$$

Spośród wszystkich mezonów ciężkich najlepiej znany jest mezon τ, co łatwo zrozumieć, zważywszy, że rozpada się on na trzy cząstki nała-

* Jest to schemat rozpadu niewątpliwie stwierdzony dla mezonu π^0, ale występujący znacznie rzadziej niż normalny rozpad według schematu:

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma$$

dowane (por. schemat A). Wszystkie produkty rozpadu cząstki są „widoczne", więc dostępne pomiarom. W związku z tym interpretacja nawet pojedynczej obserwacji jest jednoznaczna: koplanarność emisji trzech produktów rozpadu pozwala wykluczyć możliwość emisji jakiejkolwiek cząstki neutralnej, a suma energii trzech cząstek — produktów wraz z sumą ich mas spoczynkowych daje masę mezonu τ. Dzięki temu masa ta znana jest ze znacznie większą dokładnością niż masy innych mezonów ciężkich.

Mniej więcej przed rokiem, to jest w okresie konferencji na temat cząstek elementarnych w Rochester w r. 1955, sytuacja w dziedzinie ciężkich mezonów dodatnich przedstawiała się następująco: stwierdzono występowanie sześciu wyżej wymienionych schematów rozpadu, wyznaczono masy cząstek rozpadających się według poszczególnych schematów, przy czym dokładność pomiaru masy nie była duża, tak że reasumując dane wówczas dostępne, można było powiedzieć tylko, że nie stwierdzono znaczących różnic, wykraczających poza granice dość znacznych błędów pomiarowych, w masach dodatnich mezonów ciężkich, różnie rozpadających się.*

W związku z tym nasuwało się kuszące przypuszczenie, że mamy tu do czynienia z jedną tylko cząstką o kilku możliwych schematach rozpadu.

Z drugiej strony w związku z rozważaniami dotyczącymi zachowania spinu i parzystości w procesach rozpadu wydaje się niemożliwe traktowanie rozpadów na dwa mezony π (K_{π_2}) i na trzy mezony π (τ, τ') jako alternatywnych rozpadów jednej i tej samej cząstki [2]. Wysunięto sugestię (Dalla porta [3], Gell-Mann [4]), że mezony ciężkie (w każdym razie dodatnie) można podzielić na dwie grupy: tzw. tetony $K_{\pi 2}$, $K_{\mu 3}$, K_{e3}) i tautony (τ, τ', $K_{\mu 2}$). Wewnątrz każdej z tych grup możliwych byłoby kilka (trzy) schematów rozpadu.

Tak w zarysie przedstawiał się stan naszych wiadomości o ciężkich mezonach dodatnich przed mniej więcej półtora rokiem.

W tym stanie rzeczy wydawało się zagadnieniem bardzo ważnym szukanie potwierdzenia którejś z możliwości: jedna cząstka o wielu (sześciu) możliwych schematach rozpadu czy dwie cząstki, z których każda miałaby kilka (trzy) możliwości rozpadu, czy wreszcie (co wydaje się mniej pociągające) istnienie więcej niż dwóch różnych cząstek, zwanych mezonami K^+.

* Wnioskowi temu zdawały się przeczyć pewne obserwacje, które sugerowały istnienie grupy cząstek o masach wynoszących ok. 1200—1400 m_e. Wkrótce jednak okazało się, że przypuszczenia dotyczące istnienia grupy tych szczególnie ciężkich mezonów nie miały dostatecznych podstaw eksperymentalnych. Wyniki późniejszych prac poświęconych zagadnieniu mas ciężkich mezonów pozwoliły odrzucić hipotezę o istnieniu „superciężkich mezonów" jako nieusprawiedliwioną.

Decydujące rozstrzygnięcie tego zagadnienia powinny były umożliwić eksperymenty nastawione specjalnie na zbadanie dużej liczby „zdarzeń K^+" i uwzględniające następujące aspekty tego zagadnienia:

a) wyznaczanie m a s — cząstki różne mogłyby zaznaczyć swoją indywidualność przede wszystkim w wartościach masy; gdyby jednak z jakichś powodów masy różnych cząstek miały być identyczne, to ważnym argumentem w prowadzonej na ten temat dyskusji byłyby informacje dotyczące

b) ś r e d n i c h c z a s ó w ż y c i a ciężkich mezonów. Identyczność czasów życia dla cząstek zasadniczo różnych musiałaby być wynikiem jakiegoś „spiętrzenia przypadków" lub też wynikać z pewnych szczególnych mechanizmów rozpadu (do tej hipotezy wysuwanej przez L e e i O r e a r a wrócimy jeszcze);

c) następnie ważną informację stanowiłoby wyznaczenie w z g l ę d n y c h c z ę s t o ś c i w y s t ę p o w a n i a poszczególnych schematów rozpadu. Zasadniczo proporcje takie dla jednej cząstki o kilku możliwych schematach rozpadu powinny być takie same, niezależnie od warunków produkcji rozważanych cząstek. Proporcje takie byłyby ważną cechą charakterystyczną danej cząstki;

d) dodam tu jeszcze jeden aspekt takich badań, zakrojonych na szeroką skalę; zagadnienie to wiąże się zresztą częściowo z poprzednio omówionymi. Chodzi tu mianowicie o ujawnienie incognit „znaków zapytania ze znaczkiem zero", występujących w niektórych schematach rozpadu. Informacje na ten temat można uzyskać z widma energii naładowanych produktów rozpadu. Większa liczba obserwacji mogłaby pozwolić na wyciągnięcie bardziej licznych i pewnych wniosków co do tożsamości neutralnych produktów rozpadu.

W związku z powyższymi rozważaniami wyłoniła się potrzeba energicznych badań, uwzględniających następujące postulaty:

1. Pożądane dla wszechstronnego ujęcia zagadnienia jest przeprowadzenie doświadczeń w różnych warunkach w sensie warunków produkcji ciężkich mezonów. (Różne warunki mogłyby w istotny sposób zmienić procentową zawartość poszczególnych grup w zespole cząstek K — jeżeli jest ich w ogóle kilka).

2. Konieczne jest stosowanie dużych bloków emulsji, ażeby można było śledzić widzialne produkty rozpadu cząstek K, aż do zatrzymania się. Cząstkę zatrzymującą się w emulsji można zidentyfikować z dużą pewnością oraz dokładnie wyznaczyć jej energię.

W ciągu kilku miesięcy po konferencji w Rochester (1955 r.) przeprowadzono kilka dużych prac o podobnej tematyce; prace te w sumie spełniały postulaty (1) i (2).

Omówimy tu trzy najważniejsze z tych prac:

I. Wykonana w Massachusetts Institute of Technology (MIT) [5],

II. Wykonana przez cały „międzynarodowy" zespół laboratoriów, dysponujący wspólnie dużym blokiem emulsji, znanym pod nazwą „bloku G" (G-stack) [6],

III. Wykonana w L'École Polytéchnique w Paryżu [7].

W pierwszej z tych prac autorzy dysponowali dużym blokiem emulsji, składającym się ze 100 warstw o wymiarach 24 cm $\times$ 40 cm $\times$ 400 μ (3,8 litra emulsji). Autorzy korzystali z wielkiego akceleratora w Berkeley, w którym zrealizowano urządzenie, pozwalające otrzymać wiązkę dodatnio naładowanych mezonów ciężkich o dość dobrze określonym pędzie *.

Czas lotu cząstek K przed wejściem do bloku emulsji wynosił około $1{,}5 \times 10^{-8}$ s; fakt ten wpływa w pewien sposób na wyniki badań przeprowadzonych w tej pracy: mianowicie w tych warunkach eksperymentalnych niemożliwe jest „wyłapanie" mezonów ciężkich krótkożyciowych, o ile takie istnieją.

Druga z wymienionych prac wykonana została w zupełnie odmiennych warunkach: „blok G", również o dużych rozmiarach (250 warstw o wymiarach 37 cm $\times$ 27 cm $\times$ 600 μ, co odpowiada ok. 15 litrom emulsji), eksponowano przez kilka godzin na wysokości 27 km. Ważną cechą tego eksperymentu jest to, że mezony K były tu wytwarzane w emulsji w wyniku oddziaływań z jądrami cząstek promieniowania kosmicznego różnej natury i o różnej energii.

Wreszcie w trzeciej pracy, wykonanej przez zespół z paryskiej École Polytéchnique, wybrano warunki tworzenia mezonów K, odmienne od stosowanych w dwu poprzednich pracach. Blok emulsji (ok. 6,3 litra) wystawiony był jako „tarcza" na działanie wiązki protonów o energii 6,2 BeV z bevatronu w Berkeley. Mamy tu więc sytuację pośrednią między dwoma wyżej opisanymi eksperymentami; cząstki pierwotne dla reakcji produkcji miały określoną tożsamość (protony) i energie (6,2 BeV — jak w pracy z MIT), ale badane mezony były dostępne obserwacji w emulsji w czasie całego swego życia (więc podobnie jak w pracy z blokiem G).

Zagadnienie przeglądu emulsji (scanningu)

Ważną i istotną rolę zwłaszcza w zagadnieniach takich, jak wyznaczanie względnych częstości występowania poszczególnych schematów roz-

* Tarczę tantalową o niewielkich wymiarach (ok. $12 \times 6 \times 6$ mm) bombardowano dużą ilością protonów (ok. 4×10^{12}) o energii 6,2 BeV. Cząstki wtórne, emitowane z tarczy, przechodziły następnie przez pole magnetyczne, zakrzywiające ich tory tak, że na odpowiednio umieszczony blok emulsji padały cząstki ujemne o pędzie wynoszącym ok. 330 MeV/c.

padu, grają straty związane ze „scanningiem". Mianowicie nie trudno zgadnąć, że częściej „gubione" są w przeglądzie rozpady, w których z punktu zatrzymania się mezonu emitowana jest cząstka szybka — więc słabo jonizująca (tzw. tor minimum) niż rozpady z emisją cząstki powolniejszej (silniej jonizującej, czyli — w terminologii kliszowej — toru szarego). Fakt ten nakłada pewne obciążenia na statystykę zaobserwowanych zdarzeń. Obciążenie to i jego wpływ na wyniki zależą silnie od: 1° warunków ekspozycji, 2° konwencji scanningu.

Autorzy trzech wyżej wymienionych prac ([5], [6], [7]) dysponowali bogatym materiałem eksperymentalnym, jednak do zadowalająco dokładnych pomiarów nadawał się tylko niewielki procent zaobserwowanych zdarzeń (tabela 1) .

Tabela 1

Eksperyment	Liczba zaobserwowanych rozpadów cząstek K (z wyłączeniem mezonów τ)	Liczba zdarzeń nadających się do pomiaru
MIT	708	51
„Blok G"	324	80
E. P.	376	57

Masy ciężkich mezonów dodatnich

Wyznaczanie mas cząstek K mogło być dokonywane zasadniczo następującymi metodami:

a) bezpośredni pomiar na torze mezonu (jonizacja, zasięg, średnie kątowe rozproszenie),

b) w przypadku rozpadu na dwa ciała — przez wyznaczenie energii naładowanego produktu rozpadu przy ustalonej tożsamości cząstki neutralnej **,

---

* Oczywiście różny procent zdarzeń nadających się do pomiaru w stosunku do ogólnej liczby zdarzeń znalezionych w poszczególnych eksperymentach nie ma istotnego znaczenia; różnice wynikają z mniej lub więcej ostrej selekcji zdarzeń kwalifikowanych do środkowej kolumny tablicy. Podana tablica ma na celu tylko zilustrowanie sytuacji w dziedzinie możliwości pomiarowych w technice kliszowej.

**) $m_K = m_1 + m_2 + E_1 + E_2$

indeks „1" dotyczy cząstki naładowanej,
indeks „2" dotyczy czastki neutralnej

$E_2 = E_2(p_2) = E_2(p_1)$; $p_1 = p_2$.

c) metoda możliwa tylko w pracy MIT: znając pęd i mierząc zasięg mezonu K oraz pędy i zasięgi mezonów τ można wyznaczyć masę danego mezonu K względem masy mezonu τ, którego masę traktujemy jako wzorzec.

Tabela 2*

	MIT	Blok G	E. P.
$K_{\mu 2}$	964 ± 6 (b) 957 ± 7 (c)	977 ± 6 (b) 954 ± 17 (a)	958 ± 3 (b)
$K_{\pi 2}$	964 ± 4 (b) 960 ± 9 (c)	966 ± 3 (b) 972 ± 15 (a)	971 ± 4 (b)
K_{e3}	980 ± 25 (c)	—	—
$K_{\mu 3}$	952 ± 9 (c)	—	—
τ'	964 ± 8 (c)	—	—

Symbole: (a), (b) i (c) oznaczają metodę stosowaną do wyznaczania masy. Puste miejsca w tablicy wskazują na to, że autorzy nie wyznaczali masy danej grupy cząstek.

Z wartości mas podanych w tablicy II widać, że w granicach dokładności osiąganych przez autorów omawianych prac masy mezonów ciężkich rozpadających się zgodnie z rozważanymi schematami nie różnią się między sobą; najważniejsze, bezpośrednie kryterium rozstrzygnięcia problemu: jedna cząstka o wielu różnych schematach rozpadu czy wiele różnych cząstek — zawiodło. Jeżeli istnieją różnice mas poszczególnych cząstek, to są one bardzo małe — rzędu niewielu mas elektronowych.

Czasy życia mezonów ciężkich

Badanie czasu życia cząstek rozpadających się w spoczynku na podstawie zdarzeń zaobserwowanych w emulsjach jądrowych napotyka na pewną zasadniczą trudność: nigdy nie wiemy, jak długo po zatrzymaniu cząstka czekała na rozpad; można zatem wyznaczyć tylko d o l n ą g r a n i c ę czasu życia, odpowiadającą czasowi lotu rozważanej cząstki. Z tego względu średni czas życia cząstek K szacowany był w omówionych

* W chwili, gdy niniejszy artykuł oddawany był do druku, ukazała się praca B i r g e'a i wsp. [27] poświęcona zagadnieniu ciężkich mezonów dodatnich. Mimo że w okresie między trzema podstawowymi pracami omawianymi w tekście, a pracą B i r g e'a i wsp. opublikowano kilka innych prac na ten temat — podamy tu wyniki wyznaczania mas otrzymane tylko w tej ostatniej pracy, ponieważ odznaczają się szczególną dokładnością:

Symbol cząstki	Wartość masy
τ	$966{,}3 \pm 2{,}1$
$\tau' = K_{\pi_3}$	$967{,}7 \pm 4$
K_{μ_2}	$967{,}2 \pm 2{,}2$
K_{π_2}	$966{,}7 \pm 2{,}0$
K_{μ_3}	969 ± 5
K_{e_3}	967 ± 8

poprzednio eksperymentach tylko w przybliżeniu. Dopiero przed kilku miesiącami w jednym zeszycie *Physical Review* ukazały się dwie prace wykonane w dwóch różnych laboratoriach ([8] i [9]) poświęcone zagadnieniu czasów życia ciężkich mezonów dodatnich.

Autorzy obu tych prac korzystali z wiązek mezonów wytwarzanych za pomocą akceleratorów i stosowali aparatury pomiarowe o podobnym schemacie ideowym. Mezony, a następnie ich produkty rozpadu przechodziły przez pomysłowe układy liczników Czerenkowa i scyntylacyjnych, które powiązane w odpowiednich układach ko- i anty-koincydencyjnych pozwalały:

a) zidentyfikować naładowany produkt rozpadu i oszacować jego szybkość (dzięki temu można było wyodrębnić dwie najliczniej reprezentowane grupy ciężkich mezonów — $K_{\pi 2}$ i $K_{\mu 2}$; ich naładowane produkty rozpadu mają jednoznacznie określoną energię emisji);

b) wyznaczyć czas między wytworzeniem mezonu ciężkiego a emisją lekkiego mezonu, stanowiącego produkt rozpadu — czyli: wyznaczyć średni czas życia.

Wyniki pomiarów są następujące:

Tabela 3

	Fitch i wsp.	*Alvarez* i wsp.
$K_{\pi 2}$	$\left(12{,}1\ ^{+1{,}1}_{-1{,}0}\right) \times 10^{-9}$ s	$(13 \pm 2) \times 10^{-9}$ s
$K_{\mu 2}$	$\left(11{,}7\ ^{+0{,}8}_{-0{,}7}\right) \times 10^{-9}$ s	$(14 \pm 2) \times 10^{-9}$ s

Z tabeli III widać, że w granicach osiągniętych dokładności średnie czasy życia mezonów $K_{\pi 2}$ i $K_{\mu 2}$ nie różnią się od siebie. Alvarez i wsp. wyznaczyli ponadto średni czas życia dla całego zespołu mezonów K otrzymując wartość: $(13 \pm 1) \times 10^{-9}$ s z czego wynika, że mniej licznie występujące ciężkie mezony (τ', $K_{\mu 3}$, K_{e3}) mają czasy życia w każdym razie nie rażąco różne od wartości otrzymanych dla cząstek $K_{\pi 2}$ i $K_{\mu 2}$. Dalsze prace [10] wskazują również na to, że w granicach obecnie osiąganych dokładności czasy życia poszczególnych typów mezonów K nie różnią się między sobą.

Względne częstości występowania poszczególnych schematów rozpadu

Wobec tego, że pomiary mas i średnich czasów życia nie pozwoliły na wyróżnienie którejkolwiek grupy ciężkich mezonów dodatnich, należało

zwrócić uwagę na jeszcze jedno ważne zagadnienie, mianowicie względną zawartość poszczególnych grup.

Jeżeli rzeczywiście istnieją dwie lub więcej różne cząstki K, to odrębność ich mogłaby się zaznaczyć w różnej ich względnej zawartości przy odmiennych warunkach powstawania cząstek K.

Trzy wyżej omawiane prace dostarczają dobrego materiału do przeprowadzenia takiego testu. Zestawienie wyników podano w tabeli IV.

Względne częstości występowania podano w procentach.

Tabela 4

Symbol cząstki	MIT	Blok G	E. P.
τ	(5,6)	(5,6)	(5,6)
$\tau' = K_{\pi 3}$	$1{,}6 \pm 0{,}8$	$1{,}1 \pm 0{,}6$	$0{,}8 \pm 0{,}4$
$K_{\mu 2}$	60 ± 10	63 ± 8	57 ± 6
$K_{\pi 2}$	20 ± 10	19 ± 5	25 ± 5
$K_{\mu 3}$	$1{,}3 \pm 0{,}7$	$2{,}5 \pm 1\,2$	$3{,}8 \pm 2{,}3$
K_{e3}	2 ± 2	$9{,}1 \pm 4{,}1$	$7{,}9 \pm 3{,}5$

Podane wartości liczbowe zaczerpnięto z zestawienia podanego w pracy [27]; autorzy opracowali dane oryginalne, uwzględniając wydajność detekcji różnych typów zdarzeń oraz przyjmując względną zawartość cząstek τ w wiązce mezonów dodatnich, wynoszącą 5,6%.

Z wyżej podanego zestawienia widać, że względne częstości występowania poszczególnych schematów rozpadu są bliskie sobie w różnych eksperymentach i nie wskazują na wyróżnienie którejkolwiek grupy w określonych warunkach produkcji cząstek.

Podsumowując powyższe rozważania musimy stwierdzić, że problem liczby różnych ciężkich mezonów dodatnich jest ciągle otwarty, ponieważ wyniki dotychczasowych doświadczeń nie pozwalają na wyróżnienie którejkolwiek z fenomenologicznie różnych cząstek. W wyniku nagromadzonych dotychczas obserwacji możemy tylko powiedzieć, że masy, średnie czasy życia oraz względne częstości występowania dla grup cząstek, ulegających rozpadowi według poszczególnych schematów, są sobie równe bądź bardzo bliskie.

Oddziaływanie cząstek K z jądrami

W dziedzinie oddziaływania ciężkich mezonów z materią stwierdzono w przypadku cząstek dodatnich rozproszenia oraz rozproszenia z wymianą ładunku, natomiast w przypadku cząstek ujemnych stwierdzono proces

wchłonięcia cząstki przez jądro, w wyniku czego powstają inne cząstki „dziwne" *; ten stan rzeczy jest zrozumiały na gruncie modelu cząstek elementarnych Gell-Manna i Paisa, do czego jeszcze wrócimy.

W związku z zagadnieniem rozpraszania dodatnich mezonów K^+ na jądrach wykonano kilka prac, mających na celu badanie przekroju czynnego ze względu na ten proces dla poszczególnych grup cząstek K^+. Według danych przedstawionych przez Dallaportę i Ritsona na konferencji cząstek elementarnych w Rochester w r. 1956 [11] średnie drogi swobodne ze względu na rozpraszanie mezonów $K_{\pi 2}$ z jednej strony, a wszystkich innych ciężkich mezonów dodatnich z drugiej nie różnią się między sobą, w granicach błędów eksperymentalnych, zresztą dość znacznych.

Prowadzono również badanie składu (w sensie procentowej zawartości poszczególnych typów mezonów ciężkich) wiązki cząstek K^+, wyprodukowanych w akceleratorze, które uległy rozproszeniu [12] i porównywano go ze składem analogicznych wiązek K^+, ale nie rozproszonych. Względne częstości występowania cząstek rozpadających się według poszczególnych schematów są w granicach błędów statystycznych (rzędu kilku % dla najliczniej występujących mezonów $K_{\pi 2}$ i $K_{\mu 2}$) takie same dla obu rozważanych wiązek. W ten sposób zawiódł jeszcze jeden test, który mógłby pomóc w rozstrzygnięciu zagadnienia liczby różnych mezonów K^+.

Oddziaływanie ciężkich mezonów ujemnych z jądrami stanowiło już od pierwszych obserwacji tego procesu bardzo ciekawy aspekt zagadnienia oddziaływań między cząstkami elementarnymi.

Stwierdzono mianowicie, że częstokroć w wyniku takiego oddziaływania emitowana jest cząstka „dziwna": hyperon bądź hyperfragment (jądro, w którego skład wchodzi neutralny hyperon — cząstka Λ^0). Fenomenologicznie zdarzenie tego rodzaju przedstawia się w ten sposób, że w punkcie zatrzymania się mezonu ciężkiego w emulsji ** powstaje „gwiazda"; nazywamy ją gwiazdą σ_k- przez analogię do gwiazd σ_{π^-}, powstających w wyniku absorpcji mezonów π^- przez jądra emulsji. Gwiazda taka składa się zazwyczaj z niewielu torów cząstek emitowanych w wyniku parowania jądra.

Otóż w przypadku gwiazd σ_{k^-} zaobserwowano, że częstokroć wśród torów gwiazdy występują: prócz torów parowania także a) hyperony,

* Pod nazwą: „cząstki dziwne" (*strange particles*) rozumiemy cząstki, dla których nowa liczba kwantowa (*strangeness*) (por. artykuł P. Zielińskiego, *Postępy Fizyki* **7**, 331 (1956) jest różna od zera; do cząstek dziwnych zaliczamy wszystkie mezony ciężkie i wszystkie hyperony.

** Oczywiście możliwe jest też oddziaływanie w locie mezonów K^- z jądrami, jednak w większości przypadków mamy do czynienia z oddziaływaniem w spoczynku.

b) mezony π. Trzecią charakterystyczną cechą wszystkich gwiazd σ_k-, w których nie zaobserwowano emisji cząstek nietrwałych, jest szczególnie niska wartość energii widzialnej, wyzwalanej w tych zdarzeniach. W związku z tym nasuwało się pytanie: gdzie podziewa się energia masy spoczynkowej mezonu ciężkiego ($\sim$ 490 MeV), skoro nie można jej odnaleźć w energii gwiazdy (uwzględniając prawdopodobny udział neutronów, emitowanych z jądra i — oczywiście — w emulsji niewidocznych). W związku z emisją hyperonów i mezonów π, obserwowaną w niektórych zdarzeniach tego rodzaju, nasuwało się przypuszczenie, że — być może — ze wszystkich gwiazd σ_k emitowany jest hyperon i mezon π, przy czym lwia część tych zdarzeń może ujść naszej uwagi ze względu na możliwość emisji neutralnego hyperonu (Λ^0 lub ewentualnie Σ^0) bądź neutralnego mezonu π^0. Jednocześnie prawie z tymi sugestiami zaczął się krystalizować model Gell-Manna i Paisa i powyższe przypuszczenia znalazły świetne potwierdzenie w regule dotyczącej zachowania „nowej liczby kwantowej" — *strangeness* w szybkich oddziaływaniach.

Obecnie liczba zaobserwowanych oddziaływań cząstek K^- z jądrami sięga kilkuset przypadków. W każdym z tych zdarzeń, o ile nie jest emitowany naładowany mezon π lub hyperon, lub wreszcie hyperfragment, zawsze energetycznie możliwa jest emisja mezonu π^0 i hyperonu neutralnego.

Na podstawie dotychczasowych danych można sądzić, że oddziaływanie ciężkiego mezonu ujemnego z nukleonem w jądrze przebiega według jednej z następujących reakcji:

$$\begin{aligned} \text{A)}\quad K^- + p &\to \Lambda^0 + \pi^0 \\ &\to \Sigma^0 + \pi^0 \\ K^- + p &\to \Sigma^+ + \pi^- \\ &\to \Sigma^- + \pi^+ \\ K^- + n &\to \Lambda^0 + \pi^- \\ &\to \Sigma^0 + \pi^- \\ &\to \Sigma^- + \pi^0 \end{aligned}$$

B) Możliwe jest także oddziaływanie mezonów K^- z dwoma nukleonami w jądrze; niektóre spośród zaobserwowanych przypadków należy właśnie interpretować w ten sposób.

W przypadku oddziaływania w locie możliwe jest też rozpraszanie niesprężyste, ewentualnie z wymianą ładunku:

$$\begin{aligned} K^- + p &\to K^- + p \\ &\to K^0 + n \\ K^- + n &\to K^- + n \end{aligned}$$

Rozważając grupę reakcji (A) łatwo spostrzec, że znając masy wszystkich czterech cząstek, biorących udział w danej reakcji, i zakładając w pierwszym przybliżeniu całkowity spoczynek oddziaływających cząstek — możemy przewidzieć energie obu produktów reakcji. Po przeprowadzeniu łatwego rachunku można oczekiwać, że w przypadku wytworzenia hyperonu Λ^0 energia mezonu powinna wynosić około 150 MeV, zaś w przypadku $\Sigma^{\pm}_{0}$ — ok. 90 MeV. Testem słuszności naszych reakcji (A) mógłby być zatem rozkład energii mezonów π, emitowanych z gwiazd σ_k-. W rozkładzie tym oczekiwalibyśmy wyraźnych maksimów przy wartościach 90 i 150 MeV. Wysokości maksimów mogłyby dać pewne informacje o względnej częstości produkcji hyperonów $\Sigma^{\pm}_{0}$ i Λ^0; stąd dalej można by szacować częstości wytwarzania neutralnych hyperonów Σ^0 i Λ^0 w oddziaływaniach tego typu. Takie informacje byłyby niezwykle cenne, ponieważ w obecnej chwili przypuszczenie o istnieniu hyperonu Σ^0 ma jeszcze bardzo słabe podstawy doświadczalne [13].

Sytuacja nie jest jednak tak prosta; energie oczekiwane produktów reakcji wyznaczono przy założeniu całkowitego spoczynku oddziaływających cząstek. Założenie to z reguły nie jest ściśle spełnione z dwóch powodów:

a) nukleony w jądrze są w ruchu;

b) mezon K chwytany jest przez jądro zazwyczaj z jednej z orbit bohrowskich atomu, gdzie przebywa przed oddziaływaniem z jądrem, tworząc „atom K-mezonowy". Oczywiście zatem mezon K^- nie jest w całkowitym spoczynku w chwili oddziaływania.

Ponadto produkty oddziaływania tworzone są wewnątrz jądra (wprawdzie przeważnie na peryferiach jądra [14]), wobec tego mogą ulegać rozproszeniom wewnątrz materii jądrowej, w wyniku czego pierwotne ich energie mogą ulec zmianie.

Trudności zmniejszają się znacznie w przypadku oddziaływań mezonów K^- z jądrami wodoru — protonami, jednak realizacja takiego doświadczenia nie jest prosta *.

Widmo energetyczne mezonów π emitowanych z gwiazd σ_k-, wyliczone na podstawie danych opublikowanych w literaturze, wykazuje znaczne rozmycie; o wynikach tych możemy powiedzieć tylko, że nie przeczą

* W emulsjach jądrowych zagwarantowanie oddziaływań wyłącznie z protonami jest niemożliwe; w komorach Wilsona rozrzedzenie materii zmniejsza prawdopodobieństwo oddziaływań, a ponadto dokładność wyznaczania energii jest z reguły nieduża. Lepszych rezultatów można by tu oczekiwać dla prac prowadzonych za pomocą komór pęcherzykowych.

przewidywaniom teorii, o ile nie stosujemy w niej zbyt upraszczających założeń.

W obecnie publikowanych pracach eksperymentalnych na temat oddziaływań mezonów K^- z jądrami autorzy starają się przede wszystkim o możliwie jednoznaczną interpretację poszczególnych przypadków, a dalej o uzyskanie wniosków statystycznych co do częstości produkcji różnych hyperonów w reakcjach tego rodzaju, np. [15] i [16].

Spin ciężkich mezonów

2*

Wartości spinu i parzystości ciężkich mezonów stanowią obecnie zupełnie otwarte zagadnienie. Wiadomo tylko, że są one (przynajmniej te cząstki, których schematy rozpadu są jednoznacznie ustalone) bozonami, to jest mają spin całkowity. Pełniejsze badania spinu i parzystości prowadzone są tylko dla mezonu τ, który szczególnie nadaje się do tego rodzaju analizy. Okazuje się bowiem, jak to wykazał Dalitz [7], [8], a następnie Fabri [19] oraz Costa i Taffara [20], że znajomość podziału energii między trzy naładowane produkty rozpadu mezonu τ oraz korelacji kątowych między tymi produktami pozwala na wyciągnięcie pewnych wniosków co do wartości spinu i parzystości mezonu τ. Informacje te można otrzymać jedynie na drodze analizy statystycznej i niesposób rozwiązać omawianego zagadnienia przez najbardziej nawet skrupulatne zbadanie niewielkiej liczby przypadków.

Zagadnienie przedstawia się w ten sposób, że określony podział energii czy określone wartości kątów między produktami rozpadu realizują się z określonym prawdopodobieństwem, zależnym od wartości spinu i parzystości mezonu τ. Istnieje kilka testów mających na celu odróżnienie poszczególnych kombinacji spinu i parzystości (patrz np. [11]). Testy te nie zawsze „czule" reagują na przejście od jednej kombinacji do drugiej i wskutek tego mimo dużej liczby obserwacji, jakimi dysponowali autorzy poszczególnych prac, wyniki nie pozwalają na wyciągnięcie jednoznacznych wniosków nawet na podstawie jednolitego zespołu obserwacji. Ponadto dane doświadczalne są często statystycznie obciążone, faworyzując ten czy inny kształt badanego rozkładu np. wskutek warunków geometrycznych czy pomiarowych. W rezultacie mimo kilku prac, które zdają się wyraźnie wskazywać na kombinacje $0-$ (np. [21]), i jednej pracy, której wyniki faworyzują wyraźnie wartości $1+$ [22], zagadnienie nie jest jeszcze rozstrzygnięte do tego stopnia, że nie wyklucza się nawet wyższych od jedności wartości spinu dla mezonu τ. Obie kombinacje spinu i parzystości ($0-$ i $1+$) wykluczają możliwość alternatywnego rozpadu tej samej cząstki na dwa mezony π.

Dane doświadczalne dotyczące ogólnych własności mezonów K

Dla przedstawienia aktualnego stanu naszych wiadomości o mezonach ciężkich koniecznie należy zwrócić uwagę na dwa ważne fakty, które bardzo silnie zaważyły na konstrukcji modelu Gell-Manna i Paisa cząstek elementarnych.

Już w pierwszym okresie badań nad ciężkimi mezonami stwierdzono jaskrawą asymetrię w produkcji cząstek K^+ i K^-. Pierwsze w porównaniu z drugimi tworzone są bardzo obficie, w przeciwieństwie np. do mezonów π^+ i π^- które tworzone są z jednakowym prawdopodobieństwem. Dotyczy to energii stosunkowo niższych. Przy wyższych energiach stosunek liczby produkowanych cząstek K^+ do K^- maleje.

Drugim ciekawym faktem było stwierdzenie, że dość często w wyniku jednego oddziaływania jądrowego emitowany jest mezon ciężki dodatni oraz hyperon bądź hyperfragment [23]. Zdarzenia tego rodzaju wydawały się początkowo zdumiewające; trudno było tłumaczyć je przypadkową koincydencją dwóch odrębnych zdarzeń. Zaobserwowano także parę przypadków emisji dwóch ciężkich mezonów (dodatniego i ujemnego) z jednej gwiazdy w emulsji jądrowej [24].

Tak w ogólnym zarysie przedstawia się zespół faktów doświadczalnych dotyczących mezonów ciężkich.

Równolegle do „porządkowania" danych doświadczalnych dotyczących cząstek elementarnych zaczęły się próby ich systematyzacji teoretycznej. Próby te obecnie dalekie są jeszcze od doskonałości, zawierają sporo dowolnie przyjętych założeń, są jednak niewątpliwie dużym osiągnięciem, bardzo potrzebnym właśnie teraz, gdy nagromadzenie dużej liczby faktów doświadczalnych domaga się przynajmniej roboczej, tymczasowej systematyzacji.

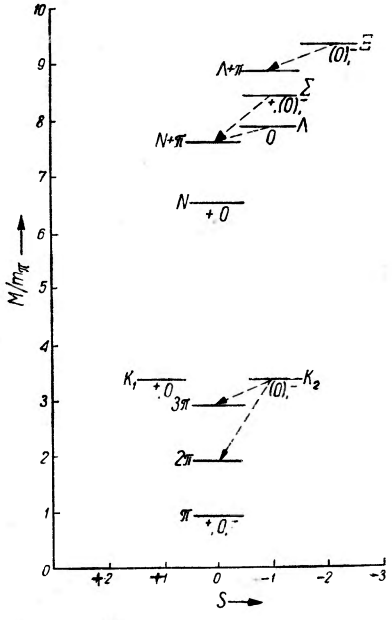
Najbardziej znany w tej chwili jest tzw. model Gell-Manna i Paisa, omówiony w artykule P. Zielińskiego w *Postępach Fizyki* [25].

Przypomnę tu tylko, że autorzy tego modelu wprowadzają pewną wielkość, charakteryzującą pewne grupy cząstek. Wielkość ta nazywana przez autorów „dziwnością" (*strangeness*) S (Sachs, który próbował pewnych nieznacznych modyfikacji modelu Gell-Manna — wprowadza termin: „atrybut" $= -S$) przyjmuje wartości całkowite, przy czym wynosi 0 dla nukleonów i mezonów π, ± 1 dla mezonów ciężkich, -1 lub -2 dla hyperonów.

Oddziaływania między cząstkami elementarnymi i ich schematy rozpadu rządzone są według Gell-Manna przez pewne reguły wyboru, odpowiadające określonym zmianom wartości *strangeness*.

Na rys. 1 przedstawiony jest schemat klasyfikacji cząstek, oparty o *strangeness* — nową liczbę kwantową.

W świetle opisanych wyżej faktów doświadczalnych schemat dopuszcza istnienie 2 rodzajów ciężkich mezonów, różniących się wartością *strangeness*. Licznie występujące mezony dodatnie oraz mezon Θ^0, produkowane z reguły jednocześnie z hyperonami, mają wartość *strangeness* = 1 (wymaga tego zasada zachowania *strangeness* w procesach szybkich, oraz fakt tzw. „łącznej produkcji" [23]; mezonom ciężkim ujemnym przypisuje się w tym modelu wartość *strangeness* = -1 (tego domaga się zasada zachowania *strangeness*, oraz fakt tworzenia się hyperonów o *strangeness* = -1 w reakcji wchłaniania cząstek K^- przez jądra).



Rys. 1. Na osi odciętych odłożone są wartości *strangeness*, na osi rzędnych — masy poszczególnych cząstek w jednostkach masy mezonu π.

Wartość *strangeness* cząstek K^- taka sama, jak dla hyperonów, wynika ze schematu reakcji oddziaływania ciężkich mezonów ujemnych z nukleonami w jądrze. Reakcja taka jako szybka powinna zachowywać wartość sumy *strangeness* cząstek, występujących w stanie początkowym i końcowym, a ponieważ w wyniku reakcji produkowane są hyperony o *strangeness* = -1, zatem tę samą wartość *strangeness* przypisuje się mezonom K^-.

Na gruncie modelu Gell-Manna i Paisa zrozumiały staje się nadmiar mezonów dodatnich w stosunku do ujemnych. Tworzenie cząstek „dziwnych" w wyniku zdarzeń tzw. „zerowych", czyli typu nukleon-nukleon lub mezon π-nukleon, wymaga jako reakcja szybka zerowej wartości *strangeness* cząstek w stanie końcowym, zatem powstawania cząstek parami — o *strangeness* -1 i $+1$. Mezony ciężkie o *strangeness* $+1$ (K^+) mają znacznie więcej odpowiednich cząstek do łącznej produkcji (Λ^0, $\Sigma^{\pm}{}^0$, K^-) niż mezony ujemne o *strangeness* = -1 (tylko K^+ są z nimi łącznie produkowane).

---

* Podany w nawiasie mezon K° o *strangeness* = -1 byłby antycząstką mezonu Θ° — brak jednak jakichkolwiek danych doświadczalnych wskazujących na istnienie tej cząstki.

Energetyczny próg dla produkcji hyperonów jest jednak znacznie niższy (około 150 MeV) niż dla ciężkich mezonów (około 480 MeV). Dlatego wyżej wspomniany stosunek K^+/K^- maleje przy wyższych energiach; możliwe jest wówczas powstanie dwóch mezonów K o przeciwnym znaku nowej liczby kwantowej i zarazem o przeciwnym ładunku (por. diagram Sachsa, rys. 1), obok możliwej produkcji mezonu K^+ łącznie z hyperonem.

Wyżej wymienione fakty pasują więc dobrze do rozważań modelu Gell-Manna.

Znacznie więcej kłopotu sprawiają wyniki doświadczalne dotyczące badania zagadnienia: jedno- lub różnorodności mezonów ciężkich. Jak już wspomniano wyżej, wydaje się, że mezon τ czy τ', rozpadający się na trzy mezony π, nie może być identyczny z mezonem typu Θ (więc np. $K_{\pi 2}$, rozpadającym się na dwa mezony π); tymczasem wyniki pomiarów mas, czasu życia, względnych częstości występowania i przekrojów czynnych ze względu na rozpraszanie poszczególnych cząstek K nie wskazują na jakiekolwiek różnice między rozważanymi cząstkami.

Lee i Orear [26] sugerowali pewne, nieco sztuczne wyjście z tego dylematu: mianowicie założenie istnienia dwóch typów cząstek, o różnych czasach życia, związanych ze sobą genetycznie. Możliwe byłoby wówczas obserwowanie pozornie jednolitego czasu życia dla całego zespołu cząstek. Sugestia ta nie znalazła dotychczas jakiegokolwiek potwierdzenia w wynikach doświadczeń, a nawet rezultaty niektórych prac zdają się jej przeczyć [11].

Obecnie prowadzona jest intensywna dyskusja na poruszone wyżej tematy i zagadnienie liczby różnych cząstek, zwanych mezonami K, jest całkowicie otwarte.

Literatura

1. Hoang, Phys. Rev., **101**, 1834 (1956).
2. R. H. Dalitz, Proc. of the Fifth Annual Rochester Conference (1955).
3. N. Dallaporta, Proc. of Pisa Conference (1955).
4. M. Gell-Mann, Proc. of Pisa Conference (1955).
5. D. Ritson, A. Pevsner, S. Fung i wsp., Phys. Rev. **101**, 1085 (1956).
6. G-Stack Collaboration, Nuovo Cim. **2**, 1063 (1956).
7. J. Crussard, V. Fouche, J. Hennesy i wsp., Nuovo Cim. **3**, 731 (1956).
8. V. Fitch, R. Motley, Phys. Rev., **101**, 496 (1956).
9. L. Alvarez, F. C. Crawford i wsp., Phys. Rev. **101**, 503 (1956).
10. J. Orear, G. Harris, S. Taylor, nie publikowane (ukaże się w Phys. Rev.).
11. Proceedings of the Sixth Annual Rochester Conference (1956).
12. M. Widgoff, M. Shapiro i wsp., nie publikowane.

13. W. P. Walker, Phys. Rev. **98**, 1407 (1955).
W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, Phys. Rev. **98**, 121, (1955).
14. J. M. Blatt, S. T. Butler, Nuovo Cim. **3**, 409 (1956).
15. W. F. Fry, J. Schneps i wsp., Phys. Rev. **100**, 1448 (1956).
16. E. P. George, A. J. Hertz i wsp., Nuovo Cim. **3**, 94 (1956).
17. R. H. Dalitz, Phil. Mag. **44**, 1068 (1953).
18. R. H. Dalitz, Phys. Rev. **94**, 1946 (1954).
19. E. Fabri, Nuovo Cim., **11**, 479 (1954).
20. G. Costa, L. Taffara, Nuovo Cim. **3**, 169 (1956).
21. Haddock, Nuovo Cim. **4**, 240 (1956).
Bhowmik, Nuovo Cim. **3**, 574 (1956).
22. B. T. Feld, A. C. Odian i wsp., Phys. Rev. **100**, 1539 (1955).
23. Np. C. Dahanayake, P. E. Francois i wsp., Nuovo Cim. **1**, 888 (1955).
24. Np. D. Lal, Y. Pal, B. Peters, Phys. Rev. **92**, 438 (1953).
25. P. Zieliński, Postępy Fizyki **7**, 331 (1956).
26. T. D. Lee, J. Orear, Phys. Rev. **100**, 932 (1955).
27. R. W. Birge, D. H. Perkins i wsp., Nuovo Cim. **4**, 834 (1956).

Jan Nikliborc
Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Wrocławskiego

Emisja polowa elektronów z metali

Wstęp

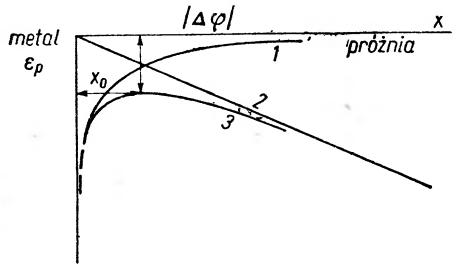
Emisja polowa, tzn. wyrzucanie elektronów z metalu do próżni pod wpływem silnego pola elektrycznego, bywa również nazywana zimną (lub — rzadziej — autoelektronową) w odróżnieniu od emisji z rozżarzonego metalu, zwanej termoemisją, wykrytej i zbadanej przez Richardsona; źródłem elektronów emisji polowej jest zwykle cienkie ostrze lub włókno metalowe o niewysokiej temperaturze. Interpretacja emisji polowej wykracza poza ramy fizyki klasycznej i starej teorii kwantów, natomiast wymaga zastosowania mechaniki kwantowej. Z uwagi na to, że ilościowe sprawdzenie doświadczalne kwantowej teorii emisji polowej stanowi zarazem weryfikację samej kwantowej mechaniki, wzbudziła emisja polowa zrozumiałe zainteresowanie wśród fizyków, którzy poświęcili temu zagadnieniu szereg prac.

Prócz tego teoretycznego aspektu zainteresowanie emisją polową tłumaczy się względami praktycznymi. Zjawisko to gra ważną rolę w wyładowaniach elektrycznych w gazach, w przebiciu elektrycznym w próżni, a poza tym stanowi podstawę prostego pod względem konstrukcji, ale ważnego z punktu widzenia osiągnięć w dziedzinie badania struktury i własności powierzchni metalu, typu mikroskopu elektronowego oraz jonowego. Szczególnie ważne są ostatnie prace w tym kierunku [7] [43] [57], wskazujące na wielką zdolność rozpoznawczą tych przyrządów, przekraczającą zdolność rozpoznawczą mikroskopów elektronowych soczewkowych.

Niniejszy artykuł stanowi szkic zagadnienia emisji polowej; nie dążyłem do wyczerpania zagadnienia; ograniczyłem się do przedstawienia tych prac, których przedmiotem jest natura zjawiska; rolę emisji polowej w przebiciu etc. przedstawiłem bardzo krótko na końcu artykułu; mikroskopowi polowemu zostanie poświęcony odrębny referat; w nim zo-

widoczne, że pole obniża wysokość bariery potencjału na powierzchni metalu, tzn. obniża pracę wyjścia elektronu.

Obniżenie bariery prowadzi oczywiście, jak widać z rysunku 1, do powstania maximum krzywej 3, którego odległość x_0 od powierzchni metalu maleje ze wzrostem natężenia pola.



Rys. 1

W odległości x_0 działanie siły obrazowej jest dokładnie skompensowane działaniem pola zewnętrznego:

$$\frac{e^2}{4x_0^2} = eE. \tag{2}$$

Obniżenie pracy wyjścia wynosi:

$$\Delta\varphi = -\frac{e^2}{4x_0} - eEx_0 \,. \tag{3}$$

Uwzględniając (2) otrzymujemy z (3)

$$\Delta\varphi = -\, e^{3/2} E^{1/2} \,. \tag{4}$$

Równanie Richardsona na gęstość prądu termoemisji przyjmuje po uwzględnieniu tego obniżenia (czyli tzw. efektu Schottky'ego) postać:

$$I_E = AT^2 e^{-\frac{\varphi + \Delta\varphi}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{\varphi - e^{3/2} E^{1/2}}{kT}} \,, \tag{5}$$

gdzie A oznacza stałą.

Z wzoru (5) wynika, że w stałej temperaturze $\ln I_E$ jest liniową funkcją $E^{1/2}$. Otóż liniowa zależność $\ln I_E$ od $E^{1/2}$ została sprawdzona aż do pól $0{,}7 \times 10^6$ V/cm (P f o r t e [52]) i 10^6 V/cm (de B r u y n e [9]). Okazało się, że nachylenie $\frac{d \ln I_E}{dE^{1/2}}$ zgadza się z wartością teoretyczną $\frac{e^{3/2}}{kT}$ wynikającą z wzoru (5), z dokładnością do 1%. Potwierdza to użyteczność koncepcji „siły obrazowej", na której jest oparte wyjaśnienie efektu Schottky'ego.

Interesujący jest dalszy rozwój tego zagadnienia, przypadający już na okres mechaniki kwantowej. Późniejsze dokładniejsze badania [60] [66] z roku 1939 ujawniły występowanie niewielkich, sięgających około 1%,

periodycznych odchyleń od linii Schottky'ego. Wyjaśnili te odchylenia na gruncie kwantowej mechaniki Guth i Mullin [26]. Uwzględniając współczynnik transmisji elektronów padających na powierzchnię metalu, zamiast wzoru (5) napiszemy dokładniej:

$$I_E = A\bar{D}(E)T^2 e^{-\frac{\varphi - e^{3/2}E^{1/2}}{kT}}, \tag{6}$$

gdzie $\bar{D}(E)$ oznacza średni współczynnik transmisji elektronów różnych energii, gdy natężenie pola wynosi E. Oznaczając przez I_0 gęstość prądu nasycenia dla $E = 0$ (ekstrapolacja) otrzymujemy z relacji (6):

$$\ln I_E - \ln I_0 = \ln \frac{\bar{D}(E)}{\bar{D}(0)} + \frac{e^{3/2}}{kT} E^{1/2}. \tag{7}$$

Otóż wyjaśnienie powstawania periodycznych odchyleń od liniowej zależności $\ln I_E$ od $E^{1/2}$ oparto na założeniu, że $\bar{D}(E)$ jest funkcją natężenia pola E. Analiza zagadnienia doprowadziła do wniosku, że współczynnik transmisji jest sumą dwóch członów, z których pierwszy zmienia się ze zmianą pola monotonicznie, natomiast drugi — periodycznie. Autorzy interpretują te zmiany jako wynik interferencji fal odbitych od różnych obszarów bariery potencjału, zakrzywionej polem na wzór krzywej (3) z rys. 1, przy czym różne obszary bariery odpowiadają różnym odległościom x od powierzchni metalu. Najprostszym przypadkiem byłaby bariera prostokątna; zjawisko byłoby wtedy analogiczne do odbicia światła od dwóch powierzchni nieciągłości współczynnika załamania.

Ogólny przebieg odchyleń od linii Schottky'ego przewidzianych teoretycznie zgadza się zadowalająco z wynikami pomiarów i stanowi w ten sposób interesujący dowód stosowalności kwantowej mechaniki do interpretacji subtelniejszych efektów termoelektronowej emisji.

Reasumując dotychczasowe wywody należy stwierdzić, że przewidywane przez Schottky'ego obniżenie bariery potencjału rzeczywiście istnieje oraz że przebieg linii Schottky'ego jest — w ogólnym zarysie — zgodny z przewidywaniami teorii. Zgodność ta odnosi się jednak do termoemisji. Schottky jednakże interpretuje również polową emisję stosując tę samą linię rozumowania; zakłada bowiem, że zachodzi ona wtedy, gdy pole zewnętrzne całkowicie zniweluje barierę. Krytyczna wartość potrzebnego do tego natężenia pola E_0 wynika na podstawie wzoru (5) z warunku $\varphi = e^{3/2} E^{1/2}$; wzór(5) sprowadza się wtedy do $I = AT^2$.

To krytyczne natężenie E_0 wynosi dla wolframu ($\varphi \approx 4{,}5$ eV) około

10^8 V/cm, to znaczy co najmniej o rząd więcej od wartości pól obliczonych na podstawie makroskopowej geometrii elektrod, przy których różni autorzy obserwowali już polową emisję.

Ten brak zgodności teorii z doświadczeniem tłumaczy wprawdzie Schottky mikrogeometrią powierzchni, której drobne nierówności powodują, że lokalne pole E_l na powierzchni mikro lub submikroskopowych występów jest większe od średniego E_m (makro); jest $E_l = \beta E_m$; spółczynnik β nazywa Schottky *„Grobfeinfaktor"* i oblicza na przykładzie prostych form nierówności, że pole lokalne może znacznie przekraczać pole makro.

Klasyczna interpretacja Schottky'ego nie wytrzymała jednak próby doświadczenia w zastosowaniu do emisji polowej. Badanie charakterystyk emisji polowej pokazało, że wykres logarytmu prądu względem pierwiastka z napięcia względnie natężenia pola na powierzchni katody nie przedstawia linii prostej (Gossling [25], Piersol [53]), jak powinno być wg Schottky'ego. Prace Millikana i współpracowników [38] pokazały natomiast, że wyniki obserwacji własnych oraz Gosslinga, przedstawione w formie wykresu zależności $\ln I$ od $\frac{1}{E}$, leżą dobrze na linii prostej, zgodnie z zależnością wykładniczą:

$$I = Ae^{-\frac{B}{E}}. \tag{8}$$

W tym empirycznym wzorze A i B oznaczają stałe.

Okazało się również, że emisja polowa jest w szerokich granicach niemal niezależna od temperatury: Piersol [53] zanurzył lampę do ciekłego powietrza i nie stwierdził różnicy w emisji, podczas gdy prace Millikana i współpracowników a zwłaszcza Gosslinga wykazały niezależność emisji od temperatury, aż do zapoczątkowania termicznej emisji. Wyniki te nie są zgodne z teorią Schottky'ego, która prowadzi do wniosku, że w pobliżu krytycznej wartości natężenia pola E_0 emisja powinna być zależna od temperatury.

Cz. II. Okres kwantowy

A. Szkic kwantowej teorii emisji polowej

Koncepcje Schottky'ego próbowano rozwinąć na gruncie Sommerfeldowskiej teorii metali (Houston [31], Waterman [68]). Próbę wyjaśnienia emisji polowej w oparciu o mechanikę kwantową podjął O. W. Richardson [55].

Jednakże punktem zwrotnym w rozwoju zagadnienia emisji polowej była praca Fowlera i Nordheima [20], w której zjawisko emisji

w niskich temperaturach i silnych polach zinterpretowano jako tunelowy efekt mechaniki kwantowej. Należy jednak zaznaczyć, że nieco wcześniej przeprowadził podobne obliczenia dla atomu wodoru w polu elektrycznym Oppenheimer [50] zwracając uwagę na pokrewieństwo tego zagadnienia z emisją elektronów w silnych polach; nie rozpatrywał jednak bliżej tego zagadnienia.

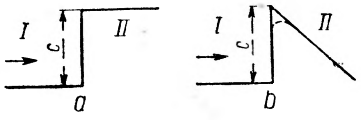
By obliczyć gęstość prądu elektrycznego emisji polowej, należy zgodnie z wzorem (1) wyznaczyć funkcję rozkładu $N(W,T)$ i współczynnik transmisji $D(W,E)$.

Rozkład $N(W,T)$ obliczył Nordheim [47] [48] w oparciu o Sommerfeldowską teorię metali, a więc stosując statystykę Fermiego-Diraca. Wynik obliczeń wyraża wzór:

$$N(W, T) = \frac{4\pi mkT}{h^3} \ln\left(1 + e^{-\frac{W-\mu}{kT}}\right), \tag{9}$$

gdzie μ oznacza energię na granicy Fermiego.

By wyznaczyć $D(W,E)$, należało rozwiązać równanie Schrödingera dla obu obszarów I i II, oddzielonych barierą potencjału o wysokości C (rys. 2), przy czym musi być spełniony warunek ciągłości funkcji ψ i $\frac{d\psi}{dx}$ na granicy ośrodków; w obszarze II ψ odpowiada elektronom poruszającym się w prawo, tzn. opuszczającym metal. Fowler i Nordheim przeprowadzili obliczenia dla uproszczonej bariery (rys. 2b, pełna linia) nie uwzględniając siły obrazowej. Na $D(W,E)$ otrzymują (przybliżony) wzór



Rys. 2

$$D(W, E) = \frac{4\{W(C-W)\}^{1/2}}{C} e^{-\frac{4K(C-W)}{3E}^{3/2}}, \tag{10}$$

gdzie $K^2 = \frac{8\pi^2 m}{h^2}$.

Przyjmując — jako aproksymację dostateczną dla dziedziny emisji polowej w niskiej temperaturze — w miejsce rozkładu (9) wyrażenie

$$N(W) = \frac{4\pi m}{h^3}(\mu - W) \quad [\text{gdy } W < \mu, \text{ poza tym } 0] \tag{11}$$

otrzymuje się z (11), (10) i (1)

$$I = \frac{16\pi me}{Ch^3} \int_0^{\mu} W^{1/2}(C-W)^{1/2}(\mu - W) e^{-\frac{4K(C-W)}{3E}^{3/2}} dW, \tag{12}$$

stąd uwzględniając, że $C = \mu + \varphi$

$$I = \frac{e}{2\pi h} \frac{\mu^{1/2}}{(\varphi + \mu)\varphi^{1/2}} E^2 e^{-\frac{4K\varphi^{3/2}}{3E}} \tag{13}$$

Jeżeli wyrazimy I w A/cm^2, μ i φ w woltach, E w woltach/cm oraz uwzględnimy wartości liczbowe stałych występujących we wzorze, otrzymamy:

$$I = 6{,}2 \times 10^{-6} \frac{\mu^{1/2}}{(\varphi + \mu)\varphi^{1/2}} E^2 e^{-\frac{6{,}8 \times 10^7 \varphi^{3/2}}{E}} * \tag{14}$$

Ten wzór można napisać krótko:

$$I = AE^2 e^{-\frac{B}{E}} \tag{15}$$

lub

$$\ln \frac{I}{E^2} = \ln A - \frac{B}{E}, \tag{15a}$$

co dobrze zgadza się z empirycznym wzorem Millikana (8). Dalszą aproksymację opracował Nordheim [46] uwzględniając działanie siły obrazowej (krzywa kreskowana na rys. 2b), tzn. przyjmując jako energię potencjalną elektronu w obszarze II rys. 2b wyrażenie: $C - \frac{e^2}{4x} - eEx$.

Wyniki obliczeń ujął w formie funkcji $f\left(\frac{\sqrt{e^3E}}{\varphi}\right)$ noszącej dziś nazwę funkcji Nordheima. Stanowi ona poprawkę do wykładnika funkcji wykładniczej we wzorze na $D(W,E)$, który należy pomnożyć przez $f\left(\frac{\sqrt{e^3E}}{\varphi}\right)$; wartość funkcji zmienia się od 1 do 0, gdy pole rośnie od 0 do ∞; argumentem tej funkcji jest stosunek wartości poprawki Schottky'ego ($-\Delta\varphi$ we wzorze (3)), tj. obniżki pracy wyjścia pod wpływem pola E do normalnej wartości φ. Nordheim przedstawił rezultaty swoich obliczeń w postaci tabeli; pewne poprawki do rachunków Nordheima wprowadzili Houston, Burgess i Kroemer [32]. W tej formie idea Schottky'ego obniżenia pracy wyjścia przez pole elektryczne znalazła swój wyraz w kwantowej teorii emisji polowej.

Należy zaznaczyć, że stosując inne aproksymacje przy obliczeniach otrzymuje się nieco odmienne wyrażenia na stałą A we wzorze na emisję (Sommerfeld, Bethe [64], Nordheim [48], Guth i Mul-

* W pracy Nordheima i Fowlera podano omyłkowo inny współczynnik liczbowy w funkcji wykładniczej, później poprawiony.

l i n [27]). Stała A nie gra jednak istotnej roli, gdyż decydujące znaczenie ma funkcja wykładnicza.

Przenikliwość bariery potencjału rośnie szybko, gdy zmniejsza się praca wyjścia; wpływ siły obrazowej na współczynnik transmisji, gdy pole elektryczne osiąga wysokie wartości stosowane przy doświadczeniach z emisją polową, jest również bardzo znaczny. Wyniki są podane w formie tabeli w artykule S o m m e r f e l d a, B e t h e g o [64] na stronie 440. Bardzo pożyteczne wyniki obliczeń gęstości prądu emisji polowej z uwzględnieniem funkcji N o r d h e i m a ogłosił D o l a n w r. 1953 [12] w formie tabeli; obliczenia zostały przeprowadzone dla szerokiego zakresu pól i prac wyjścia (2 — 6,30 eV).

B. Sprawdzenie kwantowej teorii emisji polowej

Teoria F o w l e r a i N o r d h e i m a dała impuls do całego szeregu prac mających na celu sprawdzenie jej założeń. Prace te rozwinęły się w dwóch głównych kierunkach: pierwszy polegał na pomiarach zależności $\ln\frac{I}{E^2}$ od $\frac{1}{E}$, drugi na badaniu rozkładu $N(W)D(W)$. Najpierw zostanie omówiony pierwszy kierunek; prace należące do drugiej grupy przedstawiono w ustępie 2.

1. Metoda charakterystyk

Zdjęcie charakterystyk $\left(\text{zależności } \ln\frac{I}{E^2} \text{ od } \frac{1}{E}\right)$ jest połączone z poważnymi trudnościami, gdyż należy wyznaczyć gęstość prądu i natężenie pola, a bezpośrednio mierzy się natężenie prądu i napięcie między elektrodami. Celem wyznaczenia gęstości prądu trzeba zmierzyć pole powierzchni emitującej, która z reguły nie jest ostro ograniczona; do tego dochodzi druga zasadnicza trudność związana z tym, że gęstość prądu emisji zależy — caeteris paribus — od kierunku krystalograficznego. Wyznaczenie natężenia pola elektrycznego wymaga znajomości geometrii emittera, a tu napotykamy omawianą już trudność związaną z submikroskopową strukturą powierzchni (spółczynnik β Schottky'ego). Mogłoby się wydawać, że zastosowanie ciekłej rtęciowej katody usunie tę trudność; toteż takie próby zostały istotnie wykonane (B e a m s [5], Q u a r l e s [54], M o o r e [39]). Wyniki nie okazały się jednak zadowalające. Ponieważ pole elektryczne o wysokim natężeniu działa na powierzchnię rtęci znaczną siłą (0,11 do 11 atm. dla pól od 5×10^5 do 5×10^6 V/cm), należy oczekiwać deformacji powierzchni rtęci. Stosowano zatem — by ten czynnik wyeliminować — impulsy napięciowe mikrosekundowe. Ale pola

znacznie słabsze ($1{,}8 \times 10^6$ V/cm; Beams) niż tego wymaga teoria prowadziły do przebicia między rtęciową katodą a stalową kulą, umieszczoną w odległości 0,25 mm od powierzchni rtęci. Müller [42] przypuszcza, że w czasie 10^{-6} sek. mogły powstać nierówności na powierzchni rtęci na skutek wędrówki powierzchniowej w polu elektrycznym.

Istotny postęp w technice eksperymentu stanowiło zastosowanie jako katod wyżarzonych w wysokiej próżni ostrzy wolframowych, jakie są stosowane w mikroskopie Müllera [42], i wyznaczenie promienia krzywizny ostrza za pomocą mikroskopu elektronowego (Haefer [28]) celem obliczenia pola elektrycznego na powierzchni ostrza. Wyżarzanie ostrza w próżni prowadzi do wygładzenia jego powierzchni i zaokrąglenia wierzchołka; sprawdzono to wielokrotnie posługując się mikroskopem elektronowym. Obserwacje dokonane w mikroskopie Müllera dowodzą, że wierzchołek emitującego ostrza jest utworzony z monokryształu mikro- lub submikroskopowych rozmiarów. W tych warunkach gęstość prądu z emitującej powierzchni ostrza zmienia się od punktu do punktu z dwóch powodów: primo natężenie pola elektrycznego maleje wraz z odległością od samego wierzchołka, w którym promień krzywizny jest najmniejszy; secundo — praca wyjścia zmienia się wraz z kierunkiem krystalograficznym; liczne pomiary, przeprowadzone dla wolframu — jedynego metalu przebadanego dość dokładnie pod tym względem z uwagi na wysoką temperaturę topnienia, a więc możliwość wyżarzenia i oczyszczenia tym sposobem powierzchni — wskazują, że anizotropia pracy wyjścia w różnych kierunkach krystalograficznych jest znaczna; podczas gdy średnia wartość pracy wyjścia, mierzona w przypadku powierzchni polikrystalograficznych, wynosi dla wolframu 4,53 eV, dla ścianki (116) mamy 4,30, a dla (011) 5,8 eV [44], [45], [61], [62]. Przyjmuje się dziś, że te różnice są spowodowane podwójną warstwą elektryczną na powierzchni kryształu, której moment zależy od ścianki kryształu. Próby obliczeń przeprowadził dla kilku ścian wolframu R. Smoluchowski [63]. Pomiary przeprowadzano mierząc emisję elektronów z monokryształu w różnych kierunkach krystalograficznych (termoemisję i emisję polową). To zagadnienie zostanie dokładniej przedstawione w referacie poświęconym mikroskopii polowej. Ponieważ gęstość prądu emisji zależy w wysokim stopniu od pracy wyjścia zarówno w przypadku termoemisji, jak i emisji polowej, więc różne elementy powierzchni ostrza emitują prądy, których gęstości mogą się różnić o kilka rzędów przy tym samym natężeniu pola.

By sprawdzić teorię Fowlera i Nordheima, wyznaczył Haefer na podstawie charakterystyk $\lg \frac{I}{E^2}$ vs $\frac{1}{E}$ stałą $\lg A$ (rzędna punktu przecięcia z osią rzędnych ekstrapolowanej charakterystyki) oraz stałą

$B = -\frac{\partial \lg \frac{I}{E^2}}{\partial \frac{1}{E}}$ i porównał z wartościami obliczonymi teoretycznie na podstawie wzoru Nordheima i Fowlera. Obliczenia oparł na następujących uproszczonych założeniach: kształt powierzchni ostrza aproksymował za pomocą hyperboloidy obrotowej i obliczył E na wierzchołku ostrza z wzoru $E = \frac{2U}{r \ln \frac{4d}{r}}$, gdzie r oznacza promień krzywizny wierzchołka ostrza, zmierzony mikroskopem elektronowym z dokładnością ocenianą na 10 — 15%, U napięcie, d ($d \gg r$) odległość anody od ostrza. Celem wyznaczenia gęstości prądu przyjął — nie bez dowolności — pewną skuteczną powierzchnię emitującą i dla niej wyznaczył średnią gęstość prądu. Ponadto posłużył się średnią wartością pracy wyjścia φ = 4,50 eV dla całej powierzchni emitującej; jako μ przyjął 5,71 eV. Wyniki jego obliczeń są zestawione w tabeli (1); mimo uproszczonych założeń zgodność teorii z doświadczeniem jest dobra.

Tabela 1

	Obliczone		Zmierzone	
	wg wzoru(14) (bez poprawki Nordheima)	(z poprawką Nordheima)	ostrze 1	ostrze 2
lg A	—6.16	—5,10	—5,4	—5,0
B(V/cm)	$2{,}84 \cdot 10^8$	$2{,}76 \cdot 10^8$	$2{,}6 \cdot 10^8$	$2{,}7 \cdot 10^8$

Bardziej wyspecjalizowanymi metodami posłużyli się niedawno Dyke i Trolan [16] w jednej z cyklu prac prowadzonych na szerszą skalę w Linfield College (Mc Minville, Oregon. USA). Zmiany w stosunku do metody pracy Haefera dadzą się ująć w następujących punktach:

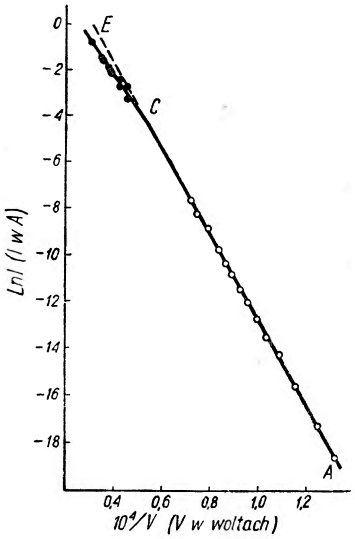
1. Oprócz prądu stałego stosowano, zwłaszcza w dziedzinie wyższych prądów, technikę impulsową, mianowicie impulsy prostokątne trwające 1/2 lub 2 mikrosekundy, których amplitudę można było zmieniać od 2 do 35 kV; w ten sposób zmniejsza się nagrzanie ostrza ciepłem Joule'a, a także deformację ostrza, wywołaną migracją powierzchniową w polu elektrycznym [1], [6], [19], [69].

2. Stosowano ulepszoną technikę wysokiej próżni, uzyskując ciśnienie chemicznie aktywnych gazów ok. 10^{-12} mm Hg, oceniane na podstawie obserwacji szybkości adsorpcji na ostrzu pozostałych gazów, kontrolowanej za pomocą obrazów elektronowych na fluoryzującym ekranie, podobnie jak w mikroskopie Müllera. Haefer pracując na pompie nie uzyskiwał próżni lepszej niż ok. 10^{-8} mm Hg, co — jak uczą obser-

wacje w mikroskopie Müllera — nie wystarczy, by uchronić ostrze od adsorpcji aktywnych gazów.

3. Rozszerzono zakres stosowanych średnich gęstości prądu aż do gęstości 10^7 do 10^8 A/cm^2 (Haefer do 10^6 A/cm^2).

4. Na podstawie obserwacji kształtu ostrza (mikroskopem elektronowym) uwzględniono zmianę pola elektrycznego z odległością od wierzchołka oraz związaną z tym zmianę gęstości prądu. Opierano się jednak w dalszym ciągu na średniej pracy wyjścia (4,5 eV), co niewątpliwie stanowi ograniczenie dokładności pomiarów.



Rys. 3

Wyniki pracy potwierdzają w granicach błędu obserwacji przewidywania teorii Fowlera i Nordheima (rys. 3 odcinek AC) aż do gęstości prądu ok. 10^7 A/cm^2; przy wyższych gęstościach daje się zauważyć odstępstwo od krzywej teoretycznej (CE); autorzy tłumaczą je działaniem naboju przestrzennego. Przy dalszym wzroście gęstości prądu do ok. 10^7 do 10^8 A/cm^2 powstawał łuk próżniowy (p. niżej).

Inną interpretację odstępstw od krzywej teoretycznej zaproponował ostatnio Lewis [34]. Jego zdaniem zaobserwowane odchylenia są spowodowane tym, że w silnych polach elektrycznych zawodzi aproksymacja kształtu bariery za pomocą energii potencjalnej siły obrazowej. Jeżeli przyjąć koncepcję siły obrazowej, to w polu 10^7 V/cm wierzchołek bariery jest oddalony od powierzchni o ca 5 Å, w polu 5×10^7 V/cm tylko o ca 3Å. W tych warunkach znaczna część bariery pochodzi od sił, których nie można już aproksymować za pomocą siły obrazowej.

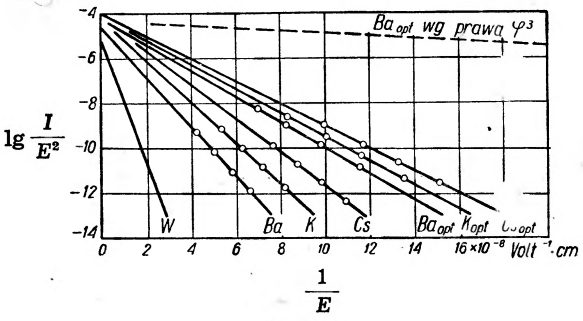
Wzór (14) zawiera w członie wykładniczym $\varphi^{3/2}$, można więc, zmieniając φ w znany sposób, oprzeć na tym sprawdzenie teorii. Po raz pierwszy zrobił to Müller [40], który zdjął szereg charakterystyk dla ostrza wolframowego pokrytego warstwą adsorpcyjną; stosował Ba, Mg, Th. Otrzymał jednak wyniki zgodne z zależnością φ^3 zamiast $\varphi^{3/2}$ (na podstawie kąta nachylenia charakterystyk). Pomiary zostały podjęte powtórnie przez Haefera [28], który naparowywał na ostrze wolframowe cienkie warstwy Ba, K i Cs. By uniknąć powstawania na ostrzu drobniutkich krystalitów, proces naparowywania przeprowadzał powoli, przy o ile możności niskich temperaturach parowania. Wyniki pomiarów dla czystego wolframu, wolframu pokrytego cieniutką warstewką Ba, K i Cs

oraz dla wolframu pokrytego warstwą adsorpcyjną w stopniu odpowiadającym najmniejszej pracy wyjścia (Ba_{opt}, K_{opt}, Cs_{opt}) przedstawia rys. 4 i tabela (2).

Tabela 2

	Zmierzone metodą charakterystyk c. p.	Zmierzone innymi metodami		
Ba	2,45	2,50	2,55	
K	2,18	2,24	2,26	
Cs	1,92	1,91	1,96	1,94
W-Ba_{opt}	1,63	1,56	2,1	1,68
W-K_{opt}	1,56	1,70	1,76	
W-Cs_{opt}	1,50	1,36	1,70	

Widać z tych wyników, że zależność emisji od pracy wyjścia, postulowana przez teorię Fowlera i Nordheima, potwierdza się całkowicie; wyniki Müllera tłumaczy Haefer powstawaniem kryształitów podczas naparowywania, co zwiększa pole i emisję prowadząc do pozornie silniejszej zależności emisji od φ, niż przewiduje teoria.



Rys. 4

2. Badanie rozkładu $N(W)D(W)$

Rozpatrywaliśmy dotychczas emisję elektronów z metali w pewnym przypadku granicznym: niskich temperatur i silnych pól. Zagadnienie może być jednak postawione znacznie ogólniej (jak zaznaczono już we wstępie) i objąć duże zakresy T i E.

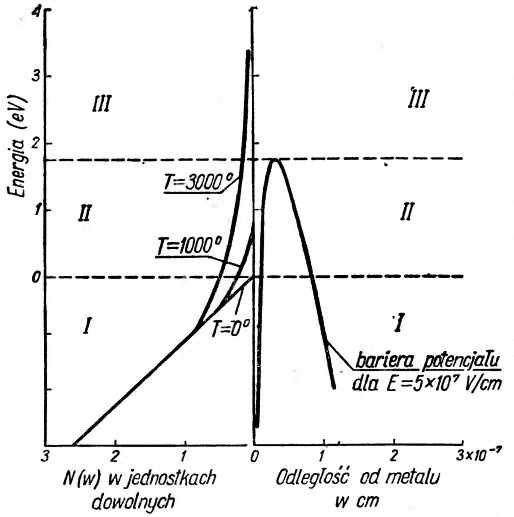
Liczba elektronów opuszczających w sekundzie jednostkę powierzchni metalu wyraża się ogólnie wzorem

$$\frac{I}{e}\int N(W,T)\ D(W,E)\ \mathrm{d}W, \tag{1a}$$

gdzie $D(W,E)$ oznacza współczynnik transmisji zależny od energii W i pola E. Wyrażenie (1a) nie może być jednak przedstawione w postaci

analitycznej ważnej ogólnie; wzory Fowlera i Nordheima oraz Richardsona odnoszą się do przypadków granicznych. Sytuację dobrze ilustruje rys. 5 (wg [17]).

Lewa część rysunku przedstawia liczbę $N(W,T)$ elektronów padających z wnętrza metalu o temp. T w sekundzie na jeden cm^2 powierzchni w zależności od energii W; wykresy odnoszą się do temp. 0°K, 1000°K i 3000°K; chodzi oczywiście o część energii, odpowiadającą składowej prędkości normalnej do powierzchni. Prawa część rysunku przedstawia przebieg bariery potencjału na powierzchni metalu; ten przebieg, zależny oczywiście od pola, przedstawiono na rysunku dla wysokiej wartości natężenia $E = 5{,}0 \times 10^7$ V/cm.

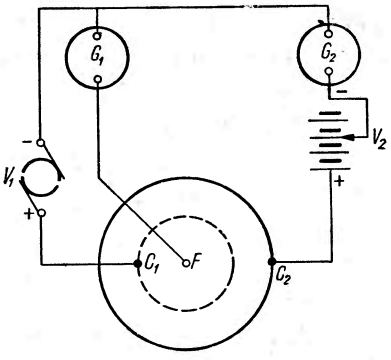


Rys. 5

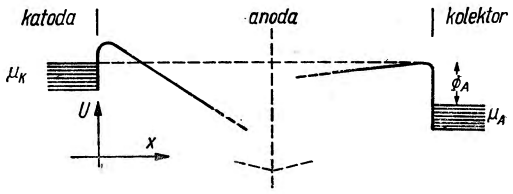
Na rysunku można wyróżnić trzy dziedziny: dziedzinę I, poniżej poziomu Fermiego (dla którego przyjęto na rysunku energię 0), odpowiadającą emisji polowej w niskich temperaturach; jest to ta dziedzina, którą dotychczas zajmowaliśmy się, główna dziedzina emisji polowej. Obszar III odpowiada termicznej emisji ponad barierą, obniżoną łącznym działaniem pola zewnętrznego i siły obrazowej. Natomiast dziedzina II odpowiada emisji polowej w podwyższonej temperaturze i silnym polu: emisja termopolowa (T-E). Ta dziedzina jest dotychczas najmniej zbadana. Rozgraniczenie dziedzin przedstawione na rys. 5 ma oczywiście tylko znaczenie orientacyjne. Emisja polowa w temperaturach normalnych obejmuje także elektrony o energii wyższej niż granica Fermiego w 0°K, a na emisję termiczną w silnych polach złożą się prócz elektronów przechodzących ponad barierą również elektrony przenikające barierę tunelowo. Aby uzyskać dokładniejsze dane tyczące emisji, należy wyjść poza dotychczas omówione metody obserwacyjne.

Otóż charakterystyczną cechę dotychczas omówionych badań eksperymentalnych emisji stanowi mierzenie integralnej emisji elektronów w określonych warunkach. Dalszych interesujących wyników można jednak oczekiwać na podstawie badań rozkładu $N(W,T)D(W,E)$. Oprócz licznych badań rozkładu w dziedzinie Richardsonowskiej — czym nie będę się tutaj zajmował — objęto tego typu obserwacjami dotychczas emisję

polową w ciaśniejszym znaczeniu, tj. w temperaturach niewiele odbiegających od pokojowej. Henderson i Dahlstrom przeprowadzili badania [30], stosując metodę pola hamującego. Jak wynika z rys. 6, elektrony emitowane z cienkiego włókna F, przyśpieszane napięciem V_1 między włóknem i siatką C_1, były po przejściu przez C_1 hamowane polem między C_1 a kolektorem miedzianym C_2; napięcie hamujące wynosi $V_1—V_2$. Otóż stwierdzono, że elektrony osiągały C_2 tylko wtedy, gdy V_2 było co najmniej równe pracy wyjścia miedzianego kolektora C_2. Ten wynik znakomicie potwierdza koncepcję, że elektrony są emitowane efektem tunelowym. Wyjaśnia to rys. 7 (wg [41]). Aby elektrony emitowane z poziomu Fermiego (T bliskie 0°K) z włókna F mogły osiągnąć kolektor C_2, którego bariera potencjału jest bardzo szeroka i praktycznie nie obniżona polem, muszą one przejść powyżej tej bariery; w tym celu potencjał C_2 musi być obniżony o V_2. Aby kolektor osiągnęły elektrony z poziomów poniżej poziomu Fermiego, należy odpowiednio zwiększyć V_2. Tu jednak wyłoniła się następująca trudność: ponieważ bariera potencjału staje się dla elektronów o mniejszej energii szybko nieprzezroczysta, więc trudno oczekiwać, że dotrą do C_2 elektrony z poziomów dużo niższych niż około $^1/_2$ Volta. Tymczasem pomiary Hendersona wykazały udział elektronów nawet z poziomów 20 i więcej woltów poniżej energii Fermiego. Dokładniejsze pomiary przeprowadzone przez Müllera [41] — przy zastosowaniu monokrystalicznego ostrza jako katody, zastąpieniu siatki-anody C_1 pełną anodą zaopatrzoną w dwa otworki, stanowiące podwójną blendę dopuszczającą do kolektora tylko wąziutki stożek elektronów emitowanych z określonej powierzchni monokryształu (ostrza), na koniec przy kontroli próżni i czystości ostrza za pomocą obrazów elektronowych — pokazały jednak, że wyniki pomiarów są (przy zachowaniu odpowiednich warunków) zgodne z przewidywaniami teoretycznymi. Wykres 8 przedstawia krzywe rozkładu obliczone dla $T = 0°K$ i $T = 500°K$ oraz wyniki pomiarów. Widoczny jest wyraźny udział w emisji elektronów o ener-

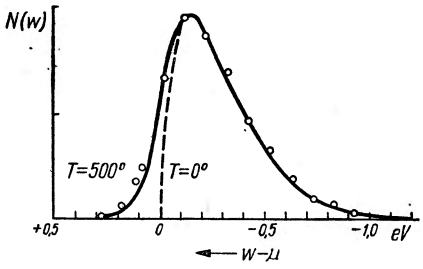


Rys. 6



Rys. 7

giach przekraczających granicę Fermiego; takie elektrony są wprawdzie stosunkowo nieliczne, ale bariera potencjału jest dla nich bardziej przezroczysta. Pomiary rozkładu energii emitowanych elektronów przeprowadzono dla kilku ścianek (012, 111, 001) uzyskując we wszystkich przypadkach jednakowe wyniki. Zarówno obserwacje Hendersona, jak i pierwsze pomiary Müllera, zdające się wskazywać na udział w emisji również elektronów o energiach znacznie poniżej poziomu Fermiego, zostały wyjaśnione przez Richtera [56]. Doszedł on na podstawie obliczeń do wniosku, że te wyniki pozostają w związku z deformacjami pól elektrycznych, spowodowanymi bądź mikrostrukturą powierzchni katody, bądź zastosowaniem siatki jako anody.



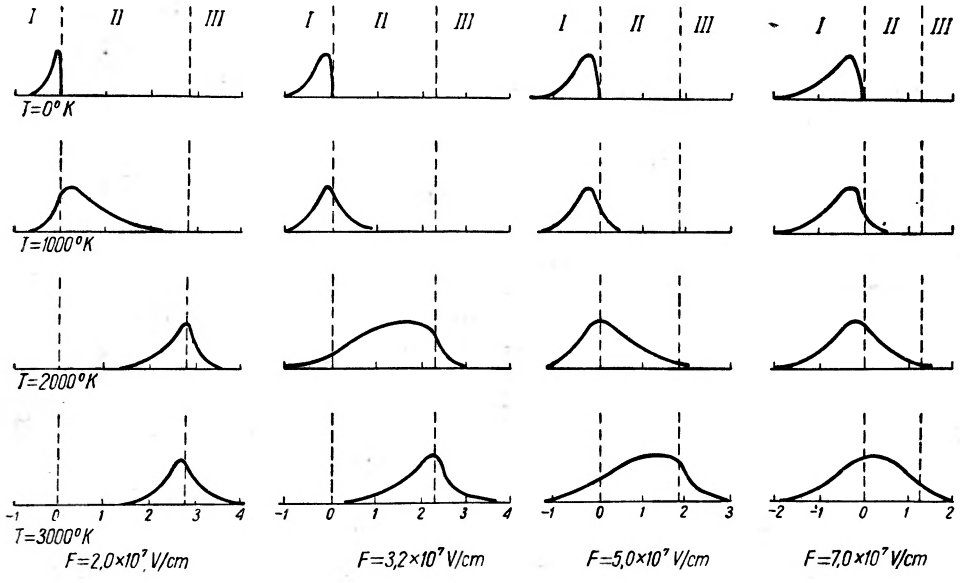
Rys. 8

Nie brakło również prób numerycznych obliczeń rozkładu $N(W, T)D(W, E)$ elektronów emitowanych przez wolfram. Dolan i Dyke [17] przeprowadzili rachunki dla szerokiego zakresu pól i temperatur i ogłosili wyniki w formie szeregu wykresów, na których maksima rozkładu stanowią odcinki jednakowych wysokości. Rys. 9 przedstawia te wyniki. Jak widać z rysunku, w niskich temperaturach dla pól $2 \times 10^7 < E < 7 \times 10^7$ V/cm maksimum krzywej rozkładu leży w pobliżu poziomu Fermiego (0 na osi odciętych, rys. 9), zgodnie z wynikami pomiarów. W dziedzinie temperatur około 1000°K przedział emisji rozszerza się, a maksimum przesuwa się w stronę wyższych energii. W temperaturach wysokich (3000°K) maksimum leży blisko wierzchołka bariery potencjału.

Interesujące są również wnioski, które można wyciągnąć w odniesieniu do efektu cieplnego, towarzyszącego emisji. Ten efekt może mieć różny znak; jeżeli średnia energia elektronów emitowanych leży powyżej poziomu Fermiego, wówczas należy oczekiwać chłodzenia emittera w czasie emisji. Wtedy bowiem elektrony wysyłane mają wyższą energię niż elektrony przewodnictwa, które są dostarczane, by je zastąpić, a które mają energie bardzo bliskie poziomu Fermiego; elektrony emitowane czerpią potrzebną nadwyżkę energii ponad poziom Fermiego na koszt energii cieplnej kryształu. Zjawisko to występuje szczególnie wyraźnie podczas termicznej emisji i jest bardzo dobrze znane, a nawet wykorzystywane dla celów pomiarowych. Na tym cieplnym efekcie oparta jest jedna z metod pomiaru pracy wyjścia podczas termoemisji. Stosując tę metodę Davisson i Germer [11] otrzymali dla wolframu $\varphi =$

= 4,52 eV, a więc wartość bardzo bliską tej wartości średniej pracy wyjścia, która jest dziś uważana za najdokładniejszą.

Później w r. 1940 Henderson i Fleming [29] otrzymali na podstawie efektu oziębienia (4,46 ± 0,09) eV.



Rys. 9

Podczas polowej emisji w normalnych temperaturach efekt cieplny jest znikomy. Henderson [29] stwierdził, że żadnej mierzalnej zmiany temperatury na skutek polowej emisji nie otrzymuje się aż do temperatur, w których zaczyna się termoemisja. Metoda obserwacji była oparta na pomiarze napięcia termoelektrycznego złącza wolframowo-tantalowego, umieszczonego w bezpośrednim sąsiedztwie emitujących ostrzy. Te pomiary stanowią dalszy ważki argument na korzyść kwantowej interpretacji polowej emisji.

Z punktu widzenia teoretycznego można oczekiwać, że może mieć miejsce również ogrzewanie emittera podczas emisji (Nottingham [49], Dyke, Dolan [17]). Nastąpi to wtedy, gdy średnia energia elektronów wysyłanych przez ermitter leży poniżej poziomu Fermiego, a uzupełnienie zasobu elektronów jest dokonywane przez elektrony o wyższych energiach. Przy rozpatrywaniu bilansu cieplnego emitującego ostrza należy obok ciepła Joule'a uwzględniać omówiony tu efekt grzania lub chłodzenia związanego z emisją. W temperaturach bardzo niskich grzanie skutkiem emisji może stanowić ograniczenie dla poboru znacznych prądów z metali nadprzewodzących.

Gomer i Kulm [24] ogłosili w r. 1952 wyniki pomiarów emisji polowej z tantalu w temperaturze nadprzewodnictwa; lampa była zanurzona w kryostacie z ciekłym helem; żadnych różnic w emisji powyżej i poniżej temperatury przejścia (4,4°K) nie udało się stwierdzić. Granica błędu obserwacji nie przekraczała 0,2%.

Emisja termopolowa (*T-E*)

Dziedziną przejściową zajmował się już Millikan ze współpracownikami proponując — zresztą bez uzasadnienia — wzór:

$$I = A(T + cE)^2 e^{-\frac{B}{T + cE}} \tag{16}$$

w dalszych pracach stosowano jednak uproszczoną formułę (8). Fakt, że prąd jest w dużym stopniu niezależny od T poniżej temperatury termoemisji, został stwierdzony niejednokrotnie już we wczesnej fazie prac nad emisją polową (de Bruyne [9], Piersol [53]) znacznie przed podjęciem teoretycznego opracowania dziedziny przejściowej. To zadanie zostało wykonane — częściowo — przez Gutha i Mullina [27]. Przerzucenie pomostu między przypadkami granicznymi emisji polowej i termoemisji udało się jednak tylko w ograniczonym zakresie temperatur ok. 500 — 1200°K i pól od $2 - 4 \times 10^7$ V/cm. Autorzy uwzględnili udział w emisji elektronów, należących do dziedziny II rys. 5; dodając ten udział do prądu emisji polowej z dziedziny I otrzymano wyrażenie na gęstość prądu:

$$I = \left\{ 1{,}55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{f^2\varphi} + 120{,}5\,T^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \left(\frac{1}{n + 8{,}813 \cdot 10^3 f\varphi^{1/2} T/E} + \right. \right.$$

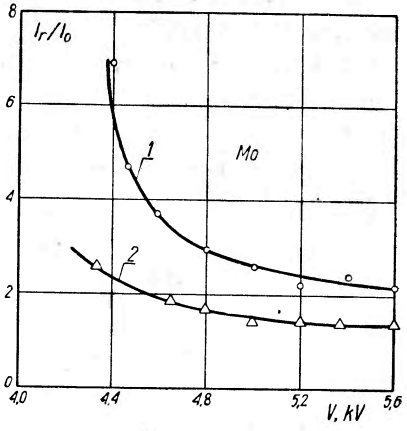
$$\left. \left. + \frac{1}{n - 8{,}813 \cdot 10^3 f\varphi^{1/2} T/E} \right) \right\} e^{-\frac{6{,}838 \cdot 10^7 f \varphi^{3/2}}{E}} \text{ A/cm}^2 , \tag{17}$$

gdzie f oznacza funkcję Nordheima. W tym wzorze człon sumy w nawiasie { } zawierający szereg nieskończony, odpowiada emisji z obszaru II. Z przytoczonych przez autorów obliczeń wynika, że dla wolframu w temp. 1000°K i w polu 2×10^7 V/cm emisja jest ok. 5 razy większa, niż przewidywana na gruncie teorii Fowlera i Nordheima; dla $E = 3 \times 10^7$ V/cm emisja jest 1,7 razy większa. Jeżeli chodzi o wyższe temperatury i silne pola, istnieją tylko numeryczne obliczenia rozkładu $N(W,T)D(W,E)$ Dolana i Dyke'a, omówione już poprzednio.

W ostatnich latach podjęto próby dokładniejszego doświadczalnego zbadania przejściowej dziedziny; Łukirski i Carewa [10] stosowali pola oceniane na 10^7—10^8 V/cm i temperatury do 1200°K. Katodę stanowiło ostrze w lampie typu projektora Müllera. Badacze ci stwierdzili, że stosunek I_T/I_0 (prądu w temperaturze T do prądu w tem-

peraturze normalnej) maleje ze wzrostem napięcia. Ilustruje to rys. 10 przedstawiający wyniki pomiarów dla molibdenu; jest widoczne, że wielkość efektu temperaturowego maleje ze wzrostem pola; ten wynik zgadza się z przewidywaniami Gutha i Mullina przytoczonymi powyżej.

Andrejew [1] stosował ostrze wolframowe i mierzył, posługując się puszką Faradaya jako kolektorem, prądy w określonych kierunkach krystalograficznych; przedział temperatur i pól podobny jak w [10]. Z jego pomiarów wynika, że równanie Guntha i Mullina sprawdza się w przebadanym przedziale co najmniej jakościowo.



Rys. 10

W najszerszym przedziale temperatur i pól badali emisję pracownicy zespołu Linfield College [13], [14], [15], [16], [17], [18]. Stosując metodę impulsową, o której już była mowa poprzednio, uzyskiwano emisję, która przy dostatecznie wysokich polach, a zatem i gęstościach prądu, przechodziła w łuk próżniowy (przebicie). Należy podkreślić, że stosując najwyższe osiągalne dziś próżnie (oceniane na około 10^{-12} mm Hg aktywnych gazów) i czyste ostrza (kontrolowane za pomocą obrazów elektronowych) otrzymywano wyniki o wysokim stopniu powtarzalności. Przebicie następowało po przekroczeniu krytycznej wartości na średnią gęstość prądu, dość zgodnej dla różnych ostrzy (10^7 do 10^8 A/cm^2). Na podstawie przybliżonych ocen temperatury ostrza w chwili przebicia wnoszą autorzy, że iskra próżniowa powstaje wtedy, gdy temperatura wierzchołka ostrza leży, na skutek ciepła Joule'a, powyżej 3000°K. Gęstoć prądu tej termoemisji tuż przed przejściem w łuk próżniowy jest według przybliżonej oceny około 6 razy większa niż z zimnej katody przy tym samym polu. Mechanizm powstania łuku próżniowego proponowany przez autorów polegałby na tym, że w tej wysokiej temperaturze wierzchołka emittera zachodzi intensywne parowanie, a zjonizowane (elektronami) atomy neutralizują ujemny nabój przestrzenny nad powierzchnią ostrza, co pociąga za sobą znaczny wzrost prądu, towarzyszący zapoczątkowaniu przebicia. Efekt chłodzenia ostrza podczas emisji autorzy oceniają jako mały w porównaniu z grzaniem oporowym podczas końcowych stadiów przejścia emisji T-E w łuk próżniowy.

Dyke, Barbour, Martin i Trolan opublikowali w r. 1955 [19] wyniki pomiarów emisji T-E, przeprowadzonych w granicach pól $2{,}5 \times 10^7 < E < 7 \times 10^7$ V/cm i temperatur $300 < T < 2000$°K. Wyniki okazały się zgodne z obliczeniami Dyke'a i Dolana [17], omówionymi już poprzednio.

Zakończenie

W niniejszym referacie starałem się przedstawić rozwój zagadnienia emisji polowej kładąc główny nacisk na te prace, które miały na celu wyjaśnienie mechanizmu zjawiska i sprawdzenie wniosków wynikających z teorii. Ogólnie można stwierdzić, że przewidywania teorii znalazły całkowite potwierdzenie w doświadczeniu; należy również podkreślić różnorodność metod sprawdzenia oraz duży zakres stosowanych pól i temperatur.

Na zakończenie chciałbym pokrótce wspomnieć o niektórych zastosowaniach teorii nie wdając się w dokładniejszy opis. Prace, które dotychczas dotyczyły głównie metali, zaczynają obejmować również półprzewodniki. Apker i Taft [2] badali emisję z ostrzy wykonanych z siarczku kadmu, stwierdzając jej wzrost, gdy na ostrze padało światło wzbudzające fotoprzewodnictwo. Teorię emisji polowej z półprzewodników rozwinął Stratton [65]. Rozumowanie przebiega analogicznie jak u Fowlera i Nordheima. Autor dochodzi jednak do wniosku, że wystąpią odrębne charakterystyczne zjawiska spowodowane istnieniem stanów powierzchniowych na powierzchni półprzewodnika.

W wyładowaniach elektrycznych w gazach emisja polowa gra prawdopodobnie ważną rolę. Długo sporne zagadnienie tzw. plamki katodowej w łuku rtęciowym znalazło — jak się wydaje — dostateczne wyjaśnienie głównie dzięki pracom Froome'a [22]) (p. także Wasserrab [67] Bauer [4]) jako efekt związany z emisją polową. W różnych formach przebicia elektrycznego w gazach względnie w próżni [8], [30a], [15] decydującym czynnikiem jest emisja polowa. Należy także wymienić emisję z katod złożonych, po odpowiedniej aktywacji (Malter [36] Paetow [51]) oraz z katod pokrytych warstwą adsorpcyjną.

Również w przebiciu dielektryków stałych a nawet ciekłych gra rolę emisja polowa z metali [23].

Odrębne, ale pokrewne, ważne zagadnienie stanowi pewna forma przebicia elektrycznego w ciałach stałych, zwana wewnętrzną emisją polową (Zener [70]). To zjawisko polega na tunelowym przejściu elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa przez zabronioną strefę

energetyczną, gdy pasma energetyczne są silnie nachylone polem elektrycznym.

To zagadnienie ma już dość obszerną literaturę; zostało niedawno zreferowane przez Franza [21].

Literatura

1. I. S. Andrejew, Żurn. Techn. Fiz. **22**, 1428 (1952).
2. L. Apker, E. Taft, Phys. Rev. **88**, 1037 (1952).
3. J. Bardeen, Phys. Rev. **49**, 653 (1936).
4. Bauer, Z. Phys. **138**, 35 (1954).
5. J. W. Beams, Phys. Rev. **44**, 803 (1933).
6. J. A. Becker, Bell System Tech. J. **30**, 907 (1951).
7. J. A. Becker, R. G. Brandes, J. Appl. Phys. **27**, 221 (1956).
8. W. S. Boyle, P. Kisliuk, L. H. Germer, J. Appl. Phys. **26**, 720 (1955).
9. N. A. de Bruyne, Proc. Roy. Soc. A. **120**, 423 (1928).
10. T. W. Carewa, I. I. Łukirski, Sbornik poswiaszczennyj siemidesiatyletiju akadiemika A. F. Joffe, 109 (1950).
11. C. Davisson, L. H. Germer, Phys. Rev. **20**, 300 (1922); **24**, **666** (1924).
12. W. W. Dolan, Phys. Rev. **91**, 510 (1953).
13. W. P. Dyke, W. W. Dolan, J. K. Trolan, Phys. Rev. **91**, **1054** (1953).
14. W. P. Dyke, J. P. Barbour, W. W. Dolan, J. K. Trolan, E. E. Martin, Phys. Rev. **92**, 45 (1953).
15. W. P. Dyke, J. K. Trolan, E. E. Martin, J. P. Barbour, Phys. Rev. **91**, 1043 (1953).
16. W. P. Dyke, J. K. Trolan, Phys. Rev. **89**, 799 (1953).
17. W. P. Dyke, W. W. Dolan, Phys. Rev. **95**, 327 (1954).
18. W. P. Dyke, J. K. Trolan, W. W. Dolan, F. J. Grundhauser, J. Appl. Phys. **25**, **106** (1954).
19. W. P. Dyke, J. P. Barbour, E. E. Martin, J. K. Trolan, Phys. Rev. **99**, 1192 (1955).
20. R. H. Fowler, L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. A. **119**, 173 (1928).
21. W. Franz, Erg. exakt. Naturwiss. **27**, 1 (1953).
22. K. D. Froome, Proc. Phys. Soc. B. **63**, 377 (1950).
23. M. Geller, Phys. Rev. **101**, 1685 (1956) (tam wcześniejsza literatura).
24. R. Gomer, J. K. Kulm, J. Chem. Phys. **20**, 1500 (1952).
25. B. S. Gossling, Phil. Mag. **1**, 609 (1926).
26. E. Guth, C. J. Mullin, Phys. Rev. **59**, 575 (1941).
27. E. Guth, C. J. Mullin, Phys. Rev. **61**, 339 (1942).
28. R. H. Haefer, Z. Phys. **116**, 604 (1940).
29. J. E. Henderson, G. M. Fleming, Phys. Rev. **58**, 887 (1940).
30. J. E. Henderson, R. K. Dahlstrom, Phys. Rev. **55**, 473 (1939).

30a. A. R. Hippel, Dielectrics and Waves (1954).

31. W. V. Houston, Z. Phys. **47**, **33** (1928).
32. J. M. Houston, R. E. Burgess, H. Kromer, Phys. Rev. **90**, 515 (1953).
33. R. O. Jenkins, Rep. on Progr. in Phys. **9**, 177 (1942/3).
34. T. J. Lewis, Phys. Rev. **101**, 1694 (1956).

35. J. E. Lilienfeld, Phys. Z. **23**, 506 (1922).
36. L. Malter, Phys. Rev. **50**, 48 (1936).
37. R. A. Millikan, Shackelford, Phys. Rev. **12**, 167 (1918); **15**, 239 (1920).
38. R. A. Millikan, C. F. Eyring, S. S. Mackeown, Phys. Rev. **31**, 900 (1928).
39. D. H. Moore, Phys. Rev. **50**, 344 (1936).
40. E. W. Müller, Z. Phys. **102**, 734 (1936).
41. E. W. Müller, Z. Phys. **120**, 261 (1943).
42. E. W. Müller, Erg. exakt. Naturwiss. **27**, 290 (1953).
43. E. W. Müller, Z. Naturf. **11a**, 88 (1956).
44. E. W. Müller, J. Appl. Phys. **26**, 732 (1955).
45. M. H. Nichols, Phys. Rev. **57**, 297 (1940).
46. L. W. Nordheim, Proc. Roy. Soc. A. **121**, 626 (1928).
47. L. Nordheim, Z. Phys. **46**, 833 (1928).
48. L. Nordheim, Phys. Z. **30**, 177 (1929); Müller-Pouillets Lehrb. der Physik, IV/4, 243 (1934).
49. W. B. Nottingham, Phys. Rev. **59**, 906 (1941).
50. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **31**, 66 (1928).
51. H. Paetow, Z. Phys. **111**, 770 (1939).
52. W. S. Pforte, Z. Phys. **49**, 46 (1928) .
53. R. J. Piersol, Phys. Rev. **31**, 441 (1928).
54. L. R. Quarles, Phys. Rev. **48**, 260 (1935).
55. O. W. Richardson, Proc. Roy. Soc. A. **117**, 19 (1928).
56. G. Richter, Z. Phys. **119**, 406 (1942).
57. D. J. Rose, J. Appl. Phys. **27**, 215 (1956).
58. R. G. Sachs, D. L. Dexter, J. Appl. Phys. **21**, 1304 (1950).
59. W. Schottky, Z. Phys. **14**, 63 (1923).
60. R. L. E. Seifert, T. E. Phipps, Phys. Rev. **56**, 652 (1939).
61. B. G. Smirnow, G. N. Szuppe, Żurn. Tiechn. Fiz. **22**, 973 (1952).
62. G. F. Smith, Phys. Rev. **94**, 295 (1954).
63. R. Smoluchowski, Phys. Rev. **60**, 661 (1941).
64. A. Sommerfeld, H. Bethe, Hb. d. Phys. **XXIV/2**, 333 (1933).
65. R. Stratton, Proc. Phys. Soc. B. **68**, 746 (1955).
66. D. Turnbull, T. E. Phipps, Phys. Rev. **56**, 663 (1939).
67. Th. Wasserrab, Z. Phys. **130**, 311 (1951).
68. A. T. Waterman, Proc. Roy. Soc. A. **121**, 28 (1928).
69. Ł. Wojda, R. Męclewski, Acta Phys. Polon. **14**, 501 (1955).
70. C. Zener, Proc. Roy. Soc. A. **145**, 525 (1934).

Jerzy Kociński
Zakład Ferromagnetyzmu
Instytutu Fizyki PAN

Stan badań teoretycznych struktury domenowej ferromagnetyków

1. Hipoteza domen

Aby wyjaśnić fakty doświadczalne, P. Weiss (1907) [1] wysunął hipotezę, że kryształ ferromagnetyka składa się z obszarów — domen, namagnesowanych jednorodnie. Namagnesowanie domeny wynika stąd, że elementarne momenty magnetyczne oddziaływają ze sobą siłami niemagnetycznymi. Trzeba więc rozróżniać namagnesowanie mikroskopowe — spontaniczne, w obszarze domeny, wyznaczone przez siły oddziaływania i stałe w określonej temperaturze, i makroskopowe, równe wektorowej sumie namagnesowań domen, które może przyjmować wartości od zera do nasycenia, zależnie od wzajemnych kierunków namagnesowania domen.

Hipoteza domen prowadzi do dwu zagadnień teorii ferromagnetyzmu: 1) wytłumaczenie namagnesowania spontanicznego, 2) znalezienie praw rządzących zmianą kierunku namagnesowania wewnątrz kryształu, czyli podanie jego struktury domenowej. W dalszym ciągu artykułu zajmiemy się drugim zagadnieniem, przyjmując namagnesowanie spontaniczne domen jako fakt dany.

2. Odkrycie domen i zarys rozwoju badań

Hipoteza domen przekształciła się w bezsporny fakt w wyniku zastosowania metody proszkowej do badań ferromagnetyków. Próba stosowania tej metody przez L. von Hamosa i P. A. Thiessena [2] nie dała pozytywnych rezultatów, jednakże prace F. Bittera (1931, 1932) [3] i N. Akułowa (1932) [4] doprowadziły do stwierdzenia istnienia domen.

Badania przeprowadzono na monokryształach żelaza, kobaltu i niklu. Na gładką powierzchnię kryształu nakładano cienką warstwę ferromagnetycznego proszku Fe_2O_3 (rozmiary ziarna rzędu 1 μ) lub zawiesiny Fe_2O_3 w alkoholu. Pod mikroskopem metalograficznym przy kilkadziesiątkrotnych powiększeniach obserwowano regularne wzory utworzone przez ziarenka proszku, skupione w pewnych miejscach na powierzchni. Zjawisko tłumaczono w ten sposób: powierzchnia kryształu przecina domeny, więc mogą się pojawić na niej bieguny magnetyczne w niektórych miejscach, a zatem lokalne pola magnetyczne, działające na ziarenka proszku. Podobne zjawisko obserwujemy w postaci obrazu linii pola z opiłek żelaza, umieszczonych na kartce papieru w pobliżu magnesu.

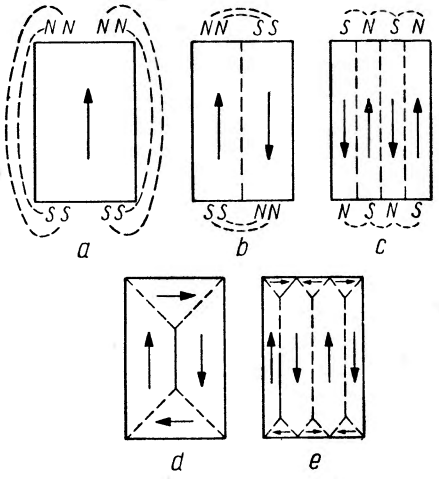
Następnie L. W. Mc Keehan i W. C. Elmore badali wpływ na charakter obrazu pola magnetycznego o kierunku prostopadłym do powierzchni kryształu. W 1935 r. L. Landau i E. Lifszic [5] ogłosili podstawową pracę teoretyczną o domenowej budowie ferromagnetyka. W dwa lata później W. C. Elmore [6] stwierdził, że obraz obserwowany na powierzchni kryształu polerowanego mechanicznie (w celu uzyskania gładkiej powierzchni) nie daje wiadomości o strukturze domenowej, ale jest związany z naprężeniami powierzchni spowodowanymi polerowaniem. Obrazy tego rodzaju badał T. Soller [7]. Aby powstał obraz związany ze strukturą domenową, trzeba stosować polerowanie elektrolityczne. Od roku 1937 wzrasta ilość prac doświadczalnych na ten temat. Większość z nich dotyczy kryształów żelazo-krzemu, najłatwiejszych do wytworzenia. Teoretyczna praca L. Néela z 1944 r. [8] stanowi rozwinięcie idei Landaua i Lifszica w zastosowaniu do kryształów żelaza. W 1949 r. H. J. Williams, R. M. Bozorth i W. Shockley [9] badając kryształy żelaza krzemowego rozwijają dalej technikę doświadczalną i badają wpływ naprężeń mechanicznych i pola magnetycznego na obrazy. Porównują oni rezultaty badań z przewidywaniami teoretycznymi (własnymi i Néela) stwierdzając dobrą zgodność. Ich praca usunęła resztę wątpliwości co do faktu istnienia domen. Od roku 1949 datuje się też stały wzrost zakresu badań i ilości publikacji.

3. Przyczyna istnienia domen

Krótko mówiąc, kryształ jest zbudowany z domen, ponieważ w ten sposób posiada minimalną energię swobodną.

Weźmy pod uwagę rysunki 1a, b, c, d, e (C. Kittel [10]). Rysunek a przedstawia kryształ ferromagnetyka w postaci pojedynczej domeny, namagnesowany do nasycenia. W wyniku istnienia biegunów magnetycznych na powierzchniach z tą strukturą związana jest duża energia

magnetyczna dana przez $\frac{1}{8\pi}\int H^2 \, dV^*$. Gdy przekrój kryształu jest kwadratem, to jest ona rzędu $I_s^2 \cong 10^6$ erg · cm^{-3}, I_s oznacza nasycenie namagnesowania. Rysunek b przedstawia wynik podziału kryształu na dwie domeny namagnesowane w kierunkach przeciwnych; energia magnetyczna jest tutaj o połowę mniejsza. Proces podziału można prowadzić dalej, jak w c. Przy N domenach energia magnetyczna jest zredukowana w wyniku zmniejszenia rozmiarów przestrzennych pola magnetycznego w przybliżeniu do $\frac{1}{N}$ jej wartości dla struktury a. Można spodziewać się samorzutnego podziału kryształu na domeny, dopóki przyrost energii związany z wytworzeniem warstwy granicznej dwu sąsiednich domen nie stanie się większy niż ubytek energii magnetycznej spowodowany podziałem.



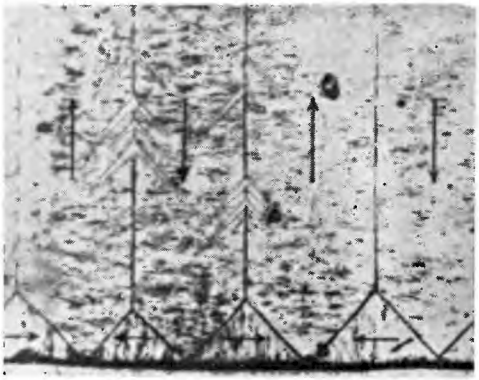
Rys. 1. Powstawanie domen (C. Kittel)

W dalszym ciągu artykułu okaże się, że wartość związanej z tą warstwą energii jest rzędu 1 erga na 1 cm^2 powierzchni warstwy. Jeśli więc założymy, że na jednym cm^2 jest $N = 10^3$ domen, to energia warstwy granicznej kryształu sześciennego o krawędzi jednego cm jest rzędu 10^3 ergów, a energia magnetyczna jest także rzędu 10^3 ergów. Przykład ten ilustruje warunki równowagi energetycznej dla przyjętej struktury.

Można znaleźć, jak w d, strukturę domenową o zerowej energii magnetycznej. W d warstwy graniczne — ścianki domen pryzmatycznych, tworzą kąty 45° z kierunkami namagnesowania w domenach kształtu trapezu i domenach pryzmatycznych. Dlatego składowa wektora namagnesowania prostopadła do ścianki jest ciągła przy przejściu przez ściankę i wewnątrz kryształu nie powstają bieguny magnetyczne, a zatem nie ma pola magnetycznego. Można więc mówić o zamknięciu strumienia magnetycznego w krysztale, skąd pochodzi dla domen pryzmatycznych nazwa: domeny zamykające. Stopień podziału typu e zależy znowu od wielkości energii domen zamykających. Rysunek 2 przedstawia fotografię części powierzchni kryształu Fe-Si z obrazem proszkowym odpowiadającym strukturze typu e. Obrazy proszkowe wskazują często na strukturę bardziej

* W artykule jest stosowany układ jednostek Gaussa.

skomplikowaną. We wszystkich jednak przypadkach prowadzą do wniosku, że kryształ posiada strukturę domenową, ponieważ towarzyszy jej mniejsza energia swobodna aniżeli w przypadku jednorodnego namagnesowania.



Rys. 2. Obraz proszkowy (retuszowany) na powierzchni kryształu żelaza krzemowego (H. J. Williams). Strzałki wskazują kierunki namagnesowania domen

Wielkość rzeczywistych domen zależy w dużym stopniu od rozmiarów i kształtu kryształu. W kryształach dotychczas stosowanych o krawędzi długości kilku do kilkunastu mm objętość małych domen znajdujących się na powierzchni (np. domeny zamykające) zwanych powierzchniowymi jest rzędu 10^{-6} cm^3, zaś dużych domen wewnątrz kryształu, zwanych zasadniczymi, rzędu 10^{-2} cm^3.

4. Metoda badania teoretycznego

Zasadniczy problem teorii polega na tym, aby z ogólnego wyrażenia na minimum energii swobodnej, przedstawionego w zależności od parametrów charakteryzujących kryształ, znaleźć strukturę domenową. Problem ten nie został dotąd rozwiązany. Dotychczasowe postępowanie polega na tym, że zakładamy dla badanego kryształu pewną strukturę domenową, kierując się wskazaniami teoretycznymi i wnioskami z obrazów proszkowych. Względne wielkości domen znajdujemy przez zastosowanie warunku minimum energii swobodnej.

Wyniki w ten sposób uzyskane opisują strukturę tylko kilku typów kryształów i są dalekie od zdania sprawy z całości rezultatów doświadczeń. Ta metoda postępowania będzie zilustrowana przy znajdowaniu struktury dla kryształów kobaltu i żelaza. W tym celu należy najpierw poznać składniki energii całkowitej istotne dla struktury domenowej.

5. Rodzaje energii istotne dla struktury domenowej

Energia wymiany. Pomiary współczynnika giromagnetycznego [11] prowadzą do wniosku, że moment magnetyczny ferromagnetyków wynika przede wszystkim z istnienia spinu elektronu. Przyczynek ruchu orbitalnego elektronów do nasycenia namagnesowania nie przekracza 10%.

Zakładając model atomowy ferromagnetyka (Heisenberg, 1928), według którego w każdym węźle siatki krystalicznej znajduje się atom

z wypadkowym spinem S, mamy do czynienia z zagadnieniem wielu elektronów. Rezultatem rozważań kwantowo-mechanicznych jest stwierdzenie, że energia oddziaływania elektronów ze sobą zawiera składnik, który nie występuje w dynamice klasycznej, tzw. energię wymiany. Oddziaływanie powoduje równoległe lub antyrównoległe ustawienie spinów w zależności od znaku całki J, tzw. całki wymiany. Gdy $J > 0$, to energia jest najmniejsza przy spinach równoległych i wtedy mamy do czynienia z ferromagnetyzmem. Dla dwu spinów energię wymiany można przedstawić w postaci:

$$W_{ij} = -2J_{ij}\vec{S}_i\vec{S}_j.$$

J_{ij} oznacza całkę wymiany dla spinów i, j; $\vec{S}$ wektor spinu atomu mierzony w jednostkach $\hbar$. We wzorze występuje iloczyn skalarny dwu wektorów spinu. Dla wielu spinów energia wymiany ma postać:

$$W = -2J\sum_{i>j}\vec{S}_i\vec{S}_j = -2JS^2\sum_{i>j}\cos\varphi_{ij}$$

przy założeniu, że całka J jest jednakowa dla wszystkich par spinów. To założenie jest usprawiedliwione, ponieważ wartość J maleje szybko z odległością i sumowanie ogranicza się do par najbliższych sąsiadów. Wyrażenie na energię wymiany przedstawimy w postaci stosowanej do badania struktury domenowej. Gdy sąsiednie spiny tworzą ze sobą mały kąt ($\varphi_{ij} \ll 1$), wtedy część energii wymiany zależna od φ_{ij} (istotna dla badania struktury) ma postać: $F_w = JS^2\Sigma\varphi_{ij}^2$, dla pary spinów:

$$f_w = JS^2\varphi^2.$$

Dogodna w zastosowaniu jest też inna postać energii. Niech cosinusy kierunkowe spinu w węźle siatki $\vec{r}_j$ będą: α_j^x, α_j^y, α_j^z. Wtedy cosinusy w sąsiednim węźle siatki $\vec{r}_i$ można przedstawić w zależności od α_j^x, α_j^y, α_j^z za pomocą rozwinięcia w szereg Taylora, np. dla α_j^x:

$$\alpha_i^x = \alpha_j^x + [x_{ij}(\partial/\partial x_{ij}) + y_{ij}(\partial/\partial y_{ij}) + z_{ij}(\partial/\partial z_{ij})]\alpha_j^x + \\ + \tfrac{1}{2}[x_{ij}^2(\partial^2/\partial x_{ij}^2) + y_{ij}^2(\partial^2/\partial y_{ij}^2) + z_{ij}^2(\partial^2/\partial z_{ij}^2)]\alpha_j^x + \ldots\ldots$$

podobnie dla α_i^y, α_i^z. Pamiętając, że $\cos\varphi_{ij} = \alpha_i^x\alpha_j^x + \alpha_i^y\alpha_j^y + \alpha_i^z\alpha_j^z$, otrzymujemy po uporządkowaniu i wykonaniu sumowania po najbliższych sąsiadach, wyrażenie na gęstość energii wymiany:

$$F_w \cong A[(\nabla\alpha_1)^2 + (\nabla\alpha_2)^2 + (\nabla\alpha_3)^2]$$

$\nabla\alpha_1, \nabla\alpha_2, \nabla\alpha_3$ oznaczają gradienty cosinusów kierunkowych spinu $\vec{S}$. Dla

siatki sześciennej przestrzennie centrowanej $A = \frac{2JS^2}{a}$, gdzie a oznacza stałą siatki. Dla żelaza $A = 2{,}0 \cdot 10^{-6}$ erg·cm^{-1}.

Energia magnetokrystaliczna. Aby namagnesować monokryształ ferromagnetyka, trzeba wykonać pracę określoną przez całkę $\int_0^I H dI$, gdzie H jest polem magnetycznym zewnętrznym, I_s określa nasycenie namagnesowania kryształu. Wielkość pracy zależy od kątów, jakie tworzy H z pewnymi kierunkami w krysztale: krawędziami sześcianu dla siatki sześciennej, osią heksagonalną dla siatki heksagonalnej. W przypadku żelaza (układ sześcienny przestrzennie centrowany) najmniejszą pracę przy namagnesowaniu do nasycenia trzeba wykonać wtedy, gdy H ma kierunek krawędzi sześcianu, dla niklu (układ sześcienny powierzchniowo centrowany), gdy H ma kierunek przekątnej głównej, dla kobaltu, gdy H ma kierunek osi heksagonalnej. Energią magnetokrystaliczną nazywa się różnicę pomiędzy pracą namagnesowania w pewnym dowolnym kierunku (określonym przez cosinusy α_1, α_2, α_3 dla siatki sześciennej) względem osi kryształu a pracą minimalną. Przedstawia się ją (N. S. Akułow [12]) dla Fe i Ni w postaci sumy:

$$F_K = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2,$$

α_1, α_2, α_3 oznaczają cosinusy kątów, jakie tworzy kierunek nasycenia namagnesowania z osiami kryształu, K_1, K_2 są stałymi charakterystycznymi dla materiału.

Dla Co (układ hexagonalny):

$$F_K = K_1\gamma_1^2 + K_2\gamma_1^4,$$

γ_1 oznacza sinus kąta pomiędzy kierunkiem I_s i osią hexagonalną, K_1, K_2 są stałymi charakterystycznymi dla danego materiału. Wartości stałych wynoszą dla Fe: $K_1 = (4{,}68 \pm 0{,}34) \cdot 10^5$ erg·cm^{-3}, K_2 — niewyznaczone, dla Ni: $K_1 = -0{,}50 \cdot 10^5$ erg·cm^{-3}, wartość K_2 nie jest znana, dla Co: $K_1 + K_2 = 52 \cdot 10^5$ erg. cm^{-3}, $\frac{K_1}{K_2} \simeq 4$. Kierunki, którym odpowiada minimalna praca namagnesowania, nazywa się łatwymi, a pozostałe trudnymi.

Stałe K wprowadzono jako współczynniki, pozwalające opisać anizotropowe właściwości kryształu. Anizotropia wskazuje na to, że pomiędzy spinami i siatką atomową istnieje sprzężenie. Dotychczasowe próby tłumaczenia (Brooks 1940, Van Vleck 1947 [13, 14]) są jednak niewystarczające.

Energia magnetostrykcyjna. W najprostszym przypadku, gdy kryształ poddany jest jednorodnemu naprężeniu zewnętrznemu, ener-

gia magnetostrykcji, podobnie jak energia magnetokrystaliczna, wynika z anizotropowości kryształu ze względu na namagnesowanie. Naprężenie powoduje powstanie łatwych i trudnych kierunków namagnesowania. Np. dla niklu namagnesowanie do nasycenia w kierunku [111] wtedy, gdy kryształ jest poddany naprężeniu σ tworzącemu kąt Θ z tym kierunkiem, wymaga wykonania pracy:

$$F_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_{111}\sigma \cos^2\Theta,$$

λ_{111} — stała magnetostrykcji, określająca względną zmianę długości w kierunku namagnesowania. Ogółem λ zależy od kierunku namagnesowania względem osi kryształu. Dla niklu: $\lambda_{111} = -26\cdot10^{-6}$.

Energia magnetyczna. Wynika z oddziaływania na siebie elementarnych momentów magnetycznych. Jest określona przez:

$$-\frac{1}{2}\int IH\mathrm{d}v, \text{ lub: } \frac{1}{8\pi}\int H^2\mathrm{d}v.$$

Całkowanie wykonuje się w pierwszym wzorze — po objętości kryształu, w drugim — po całej przestrzeni.

Energia w zewnętrznym polu $\vec{H}$. Energia pojedynczego dipola o momencie $\vec{m}$ jest: $-\vec{m}\cdot\vec{H}$. Dla kryształu gęstość energii jest dana przez:

$$-\vec{I}\cdot\vec{H}.$$

6. Struktura domenowa kryształu o jednej osi łatwego namagnesowania

W podstawowej pracy teoretycznej o strukturze domenowej Landau i Lifszic zajęli się kryształem ferromagnetyka o jednej osi łatwego namagnesowania (np. kobaltu).

Przy założeniu zupełnego zamknięcia strumienia magnetycznego w krysztale (por. rozdz. 3) i pominięciu energii magnetostrykcji, na energię swobodną kryształu składa się energia wymiany i magnetokrystaliczna. Gęstości tych energii można przedstawić jako:

$$F_W = \frac{1}{2}\alpha[(\nabla S_x)^2 + (\nabla S_y)^2 + (\nabla S_z)^2],$$

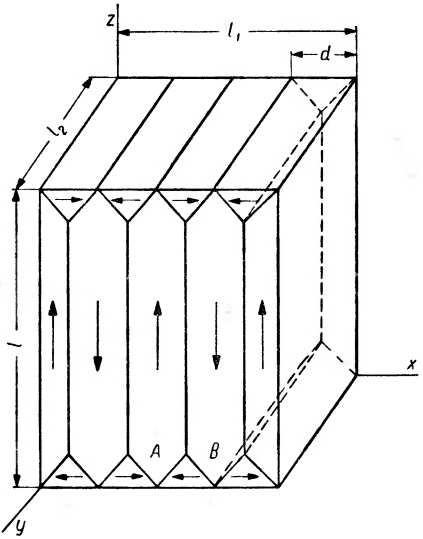
$$F_K = \frac{1}{2}\beta(S_x^2 + S_y^2),$$

α jest stałą analogiczną do A, S_x, S_y, S_z oznaczają rzuty wektora spinu na osi układu współrzędnych. β jest proporcjonalne do K_1, człon z K_2

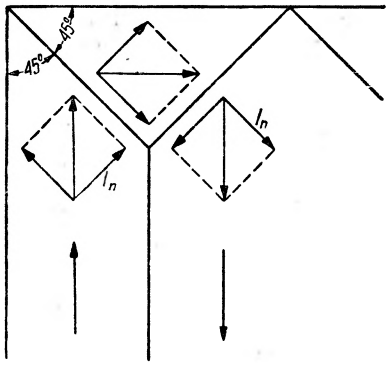
opuszczamy (por. rozdz. 5). Energia swobodna kryształu wyraża się przez funkcjonał:

$$\int_{\text{po krysztale}} (F_W + F_K)\,dv .$$

Postępowanie ogólne polegałoby na wariacji tego funkcjonału względem S_x, S_y, S_z. W praktyce założymy, że kryształ wycięty w kształcie prostopadłościanu składa się z płaskich, prostopadłościennych domen zasadniczych, uzupełnionych na powierzchni domenami zamykającymi. Oś łatwa jest równoległa do krawędzi l (por. rys. 3). l, l_1, l_2, d oznaczają rozmiary kryształu i domen, strzałki wskazują kierunki namagnesowania. Ścianki domen zamykających tworzą z kierunkami namagnesowania kąty 45°,



Rys. 3. Struktura kryształu według modelu Landaua i Lifszyca



Rys. 4. Zamknięcie strumienia magnetycznego w krysztale. Składowa normalna I_n wektora namagnesowania jest ciągła przy przejściu przez ściankę

tak że strumień magnetyczny jest zupełnie zamknięty w krysztale (por. rys. 4). Energia magnetokrystaliczna związana jest tylko z domenami zamykającymi. Gęstość energii: $F_K = \frac{1}{2}\beta S^2$, bo: $S_x = \pm S$. Objętość jednej domeny zamykającej wynosi: $\frac{1}{4} d^2 l_2$. Na każdej z dwu powierzchni kryształu jest $\frac{l_1}{d}$ takich domen, więc całkowita objętość wszystkich domen zamykających wynosi: $\frac{1}{2} d\, l_1 l_2$, zaś energia E_K:

$$E_K = \frac{1}{4}\beta S^2 d l_1 l_2 .$$

We wnętrzu domen energia wymiany posiada wartość minimalną. Należy ją uwzględnić tylko w warstwach granicznych. Zakładamy, że zmiana kierunku namagnesowania przy przejściu od jednej domeny do drugiej (np. od A do B) odbywa się stopniowo przez obrót wektora $\vec{S}$ w płaszczyźnie YOZ. Wtedy: $S_x = 0$, $S_y = S \cdot \sin \Theta$, $S_z = S \cdot \cos \Theta$, gdzie $\Theta = \Theta(x)$ jest kątem pomiędzy kierunkiem $\vec{S}$ i osią Z. Gęstość energii wymiany jest wtedy równa: $\frac{1}{2} a \left(\frac{d\vec{S}}{dx}\right)^2$, lub: $\frac{1}{2} \alpha S^2 \left(\frac{d\Theta}{dx}\right)^2$, magnetokrystalicznej: $\frac{1}{2} \beta S^2 \sin^2 \theta$. Energia jednej warstwy granicznej dana jest przez minimalną wartość całki:

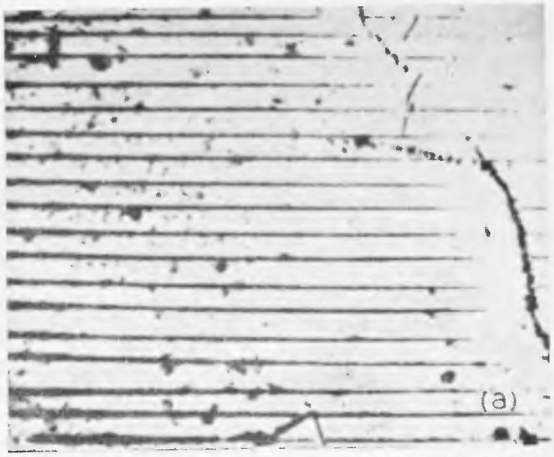
$$F = \int \left[\frac{1}{2} \alpha S^2 \left(\frac{d\Theta}{dx}\right)^2 + \frac{1}{2} \beta S^2 \sin^2 \Theta \right] dx.$$

Przedział całkowania rozciąga się na grubość warstwy granicznej. Rozwiązanie zagadnienia wariacyjnego daje związek: $\cos \Theta = -\operatorname{tgh}\left(\sqrt{\frac{\beta}{\alpha}} x\right)$ na zależność Θ od x zapewniającą minimum energii. Energia dla jednej warstwy wyliczona za pomocą całki F wynosi: $2 S^2 l l_2 \sqrt{\alpha\beta}$. W krysztale jest $\frac{l_1}{d}$ takich warstw, wobec tego całkowita energia wynosi:

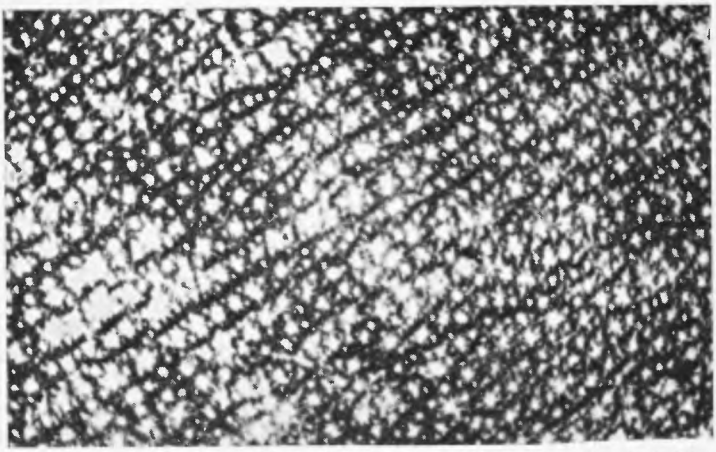
$$E = 2 S^2 l l_1 l_2 \frac{\sqrt{\alpha\beta}}{d}.$$

Korzystamy z warunku, że struktura domenowa zapewnia minimum energii swobodnej kryształu i znajdujemy ze związku: $\frac{\partial}{\partial a}(E + E_K) = 0$ wartość na d: $d = 2\sqrt{2l}\sqrt[4]{\frac{\alpha}{\beta}}$. Landau i Lifszic wyliczyli postać wyrażenia na d również dla kryształu o powierzchniach tworzących kąty różne od 90° z osią Z. Poza tym znaleźli prędkość przesuwania się warstwy granicznej, gdy kryształ jest umieszczony w zewnętrznym polu H, równoległym do kierunku łatwego (oś Z), oraz przenikalność magnetyczną w polu H o kierunku poprzecznym do kierunku namagnesowania.

Wyniki teorii można zastosować do kryształu kobaltu. Obrazy proszkowe wskazują na faktyczne istnienie przyjętej w teorii struktury domen zasadniczych, ale na bardziej skomplikowane domeny powierzchniowe (por. z rys. 5, 6). Teoretyczna wartość d zgadza się co do rzędu wielkości z wymierzoną. Pozostałe wyniki teorii nie zostały dotychczas sprawdzone doświadczalnie.



Rys. 5. Obraz proszkowy na powierzchni kryształu kobaltu, równoległej do osi łatwej (R. M. Bozorth), powiększenie około 70 x

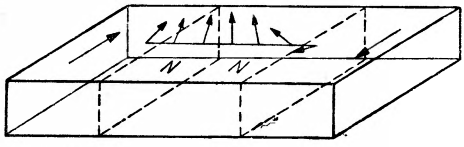


Rys. 6. Obraz proszkowy na powierzchni kryształu kobaltu, prostopadłej do osi łatwej (W. C. Elmore), powiększenie około 75 x

7. Ścianka Blocha

W poprzednim rozdziale przyjęto, że sąsiednie domeny są przedzielone obszarem, w którym kierunek spinu ulega stopniowej zmianie. Obszar ten nosi nazwę: ścianka Blocha (pierwszy badał F. Bloch, 1932 [15]). Istnienie takiego obszaru jest uzasadnione energetycznie. Niech kierunki namagnesowania dwu domen tworzą ze sobą kąt φ_0. Gdyby spiny tych domen tworzyły ze sobą kąt φ_0, to energia wymiany dla pary spinów wynosiłaby $JS^2\varphi_0^2$. Gdy zmiana kierunku spinu odbywa się stopniowo — w N krokach (por. rys. 7), tak że sąsiednie spiny tworzą

ze sobą kąt $\frac{\varphi_0}{N}$, to energia wymiany dla łańcucha $N+1$ spinów wynosi: $NJS^2\,\frac{\varphi_0^2}{N^2} = \frac{1}{N}\,JS^2\varphi_0^2$, czyli jest N razy mniejsza. Zatem energia wymiany maleje, gdy grubość ścianki rośnie. Wzrost grubości ścianki powoduje jednak przyrost energii anizotropii (energii magnetokrystalicznej, lub magnetostrykcyjnej), ponieważ w ściance spiny na ogół nie leżą w łatwym kierunku. Efektywna grubość ścianki jest taka, że przyrost energii swobodnej jest minimalny. Oszacujemy rząd wielkości dla grubości i energii ścianki, uwzględniając tylko energię wymiany i magnetokrystaliczną. Niech sąsiednie domeny będą namagnesowane antyrównolegle ($\varphi_0 = \pi$). Gdy zmiana kierunku namagnesowania jest rozłożona na N spinów, to dla każdej linii spinów przy przejściu przez ściankę (por. rys. 7) energia wymiany wynosi: $\frac{\pi^2 JS^2}{N}$. Na jednym cm^2 powierzchni ścianki jest $\frac{1}{a^2}$ atomów, każdy o spinie S (a = stała siatki), więc energia na 1 cm^2 jest równa: $\frac{\pi^2 JS^2}{Na^2}$. Energia magnetokrystaliczna jest rzędu stałej K razy objętość, więc dla 1 cm^2 powierzchni ścianki wynosi: KNa. Suma obu gęstości energii:



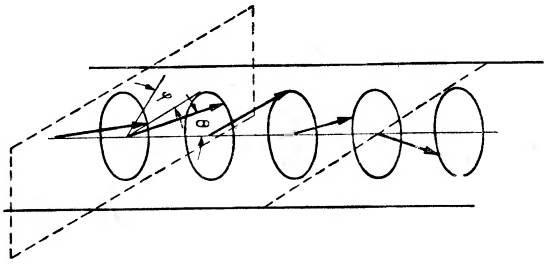
Rys. 7. Ścianka Blocha pomiędzy domenami namagnesowanymi antyrównolegle

$$E = \frac{\pi^2 JS^2}{Na^2} + KNa$$

osiąga minimum przy N wyznaczonym z warunku: $\frac{dE}{dN} = 0$. $N = \left(\frac{\pi^2 JS^2}{Ka^3}\right)^{1/2}$ wyznacza grubość ścianki w jednostkach stałej siatki. Dla żelaza co do rzędu wielkości $N = 300$ stałych siatki $\cong 1000$ Å. Energia 1 cm^2 powierzchni ścianki: $\gamma = 2\pi\left(\frac{JKS^2}{a}\right)^{1/2}$ Dla żelaza co do rzędu wielkości $\gamma = 1$ erg·cm^{-2}.

W rachunku założono milcząco, że sąsiednie spiny tworzą ze sobą równe kąty $\frac{\varphi_0}{N}$, a także że każdy spin oddziałuje tylko z dwoma sąsiadami z jednej „linii spinów". Założenia te nie są — ściśle biorąc — słuszne. Poza tym przyjęto, że kierunek spinu przy przejściu przez ściankę pozo-

staje stale w jej płaszczyźnie. Rozpatrzymy teraz treść tych założeń. W ogólności sąsiednie domeny nie muszą być namagnesowane wprost przeciwnie. Ścianka B l o c h a może dzielić domeny o kierunkach namagnesowania tworzących ze sobą dowolny kąt (por. rys. 8). Położenie spinu w ściance jest wyznaczone przez kąty Θ i φ. Θ — pomiędzy kierunkiem spinu i kierunkiem normalnej do ścianki, φ — pomiędzy rzutem spinu na płaszczyznę ścianki a dowolnym kierunkiem w tej płaszczyźnie. Zmia-



Rys. 8. Przebieg zmiany kierunku spinu w ściance B l o c h a dla $\Theta \neq 90°$

na kierunku spinu musi się jednak odbywać w ten sposób, aby w ściance nie było biegunów magnetycznych, gdyż energia z nimi związana jest duża w porównaniu z energią wymiany i anizotropii. W ściance nie ma biegunów magnetycznych, gdy wektor spinu obraca się dokoła kierunku normalnej do ścianki (por. rys. 8). Poza tym ścianka musi połowić kąt pomiędzy kierunkami namagnesowania w domenach. Do tego warunku wrócimy w następnym rozdziale.

Zagadnienie ogólne polega na wyznaczeniu zmiany φ w ściance (przy stałym Θ), tak aby przyrost energii swobodnej był minimalny. Przyrost energii w ściance w stosunku do domen otaczających wynosi:

$$\gamma = \int (E_a + E_w)\, dx,$$

E_a — gęstość energii anizotropii, E_w — gęstość energii wymiany. W E_w uwzględnione jest oddziaływanie pomiędzy najbliższymi sąsiednimi spinami. Granice całkowania są określone przez wartości kąta φ po obu stronach ścianki. Wyrażenia na E_a i E_w zależą od konkretnej sytuacji. Rozwiązanie zagadnienia wariacyjnego prowadzi jednak do dwu ogólnych wniosków: 1) w każdym punkcie ścianki gęstości energii anizotropii i wymiany są sobie równe; 2) im większa lokalna gęstość energii, tym większy kąt pomiędzy sąsiednimi spinami. Wyrażenie na γ daje się w poszczególnych przypadkach scałkować efektywnie. W tabelce podano wartości energii i grubości ścianek pomiędzy domenami namagnesowanymi antyrównolegle dla niklu, żelaza i kobaltu. Szczegółowe obliczenia energii dla kryształów o symetrii kubicznej i hexagonalnej przeprowadził B. A.

Tabela 1

	Gęstość energii γ (erg. cm^{-2})	Grubość ściany δ (cm 10^8)
Ni	0,31	2060
Fe	1,25	1410
Co	8,20	160

Tab. I. Gęstość energii i grubość ścianki Blocha dla ścianek 180° niklu, żelaza i kobaltu. Wartości według B. A. Lilley

Lilley [16]. Doświadczalne wartości energii ścianki są zgodne z teoretycznymi co do rzędu wielkości (Becker, Döring, 1939 [17], Ogawa, 1949 [18]). Newton i Kittel [19] wskazali metodę badania energii i grubości ścianki za pomocą wiązki neutronów. Eksperymenty są jak dotąd mało dokładne.

W rozważaniach przyjęto, że ścianka jest płaska. Doświadczenia pokazują, że powierzchnia ścianki może być różnorodnie zakrzywiona. Ścianka nie jest sztywną „płytką", ale tworem „elastycznym" dopasowującym swój kształt do energetycznej sytuacji w obszarze, który przedziela.

8. Powstawanie obrazów proszkowych

Znajomość struktury ścianki Blocha pozwala zrozumieć mechanizm powstawania obrazów proszkowych. Ponieważ zmiana kierunku spinu w ściance odbywa się przez obrót dokoła normalnej do powierzchni ścianki, więc wzdłuż linii przecięcia ścianki z powierzchnią kryształu spiny mają składową normalną do tej powierzchni. Wzdłuż linii przecięcia pojawiają się dodatnie lub ujemne bieguny magnetyczne i związane z nimi niejednorodne pole magnetyczne (rys. 7). Można dodać, że dla pewnej struktury kryształu żelaza krzemowego udało się wykazać doświadczalnie (Williams, Bozorth, Shockley), jaki biegun elementarnego momentu magnetycznego związanego ze spinem znajduje się na powierzchni. Pole magnetyczne działa na ziarenka proszku ferromagnetycznego siłą $\vec{m}\ \nabla\vec{H}$,* gdy ziarenko to jest trwałym magnesem. Gdy ziarenka nie posiadają trwałego momentu magnetycznego, wtedy działanie pola polega na: 1) indukowaniu momentu magnetycznego, 2) wywieraniu sił przyciągania. Ziarenka koncentrują się w miejscach o maksymalnym natężeniu pola. Bieguny magnetyczne występują na powierzchni kryształu także wtedy, gdy przecięta domena posiada składową namagnesowania nor-

* $\vec{m}$ oznacza moment magnetyczny ziarenka.

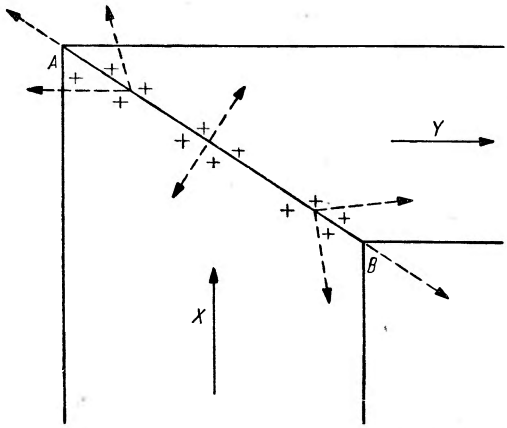
malną do tej powierzchni. Tak jest np. w przypadku kobaltu, na powierzchni kryształu prostopadłej do osi heksagonalnej (rys. 6). W miejscach, gdzie pole jest dostatecznie niejednorodne następuje koncentracja ziarenek proszku. Wielkość koncentracji jest ogółem mniejsza niż w poprzednim przypadku. Ostre, ciemne linie utworzone z ziaren odpowiadają więc położeniu ścianek B l o c h a.

Można wątpić, czy pole tak powstałe posiada wystarczające natężenie, aby gromadzić ziarenka proszku. Jednak przybliżony rachunek (C. K i t t e l) pokazuje, że dla żelaza w odległości 1 μ od powierzchni natężenie pola wytworzonego przez krawędź ścianki B l o c h a wynosi 20 oerstedów, co wystarcza, aby spowodować obserwowany efekt.

Gdy kryształ jest umieszczony z zewnętrznym polu H, to obraz się zmienia, a interpretacja jest trudniejsza. Nie będziemy się zajmować tym przypadkiem.

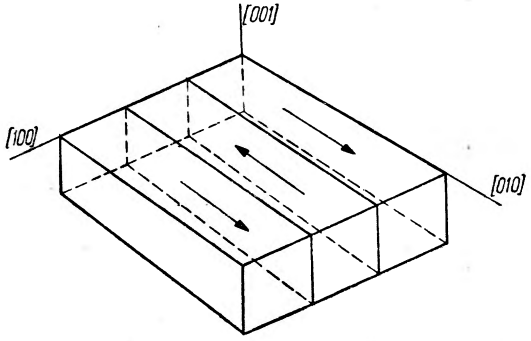
9. Czynniki decydujące o rodzaju struktury domenowej

Decydującą rolę dla struktury domenowej odgrywa pole magnetyczne, które może powstać na ściance pomiędzy dwiema sąsiednimi domenami. Okazuje się, że tylko przy pewnej orientacji ścianki względem kierunków namagnesowania domen można zredukować pole do zera; gdy pierwotne położenie ścianki jest inne, siły pola działają w kierunku nadania jej położenia o zerowym polu H. Weźmy pod uwagę sytuację przedstawioną na rys. 9. Ścianka AB dzieli dwie domeny X i Y namagnesowane w kierunkach (zaznaczonych strzałkami) tworzących ze sobą kąt 90°. Gęstość biegunów magnetycznych na ściance określona jest przez składową normalną wektora namagnesowania. Z uwagi na położenie ścianki gęstość powierzchniowa dodatnich biegunów magnetycznych, związana z namagnesowaniem domeny X, jest większa niż gęstość powierzchniowa biegunów ujemnych związana z Y. W rezultacie na ściance powstają „wolne bieguny magnetyczne", a zatem pole H, zazna-



Rys. 9. Pola określające położenie ścianki. Linie ciągłe oznaczają granice domen, strzałki ciągłe — kierunki namagnesowania domen, strzałki przerywane oznaczają pola spowodowane wolnymi biegunami na ściance AB (K. H. S t e w a r t)

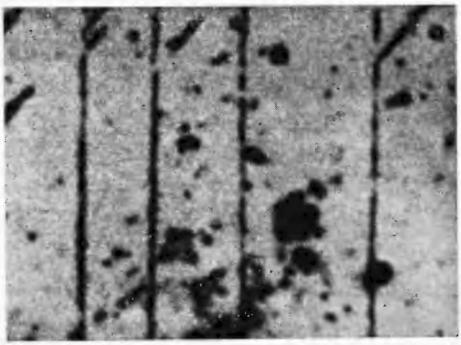
czone na rysunku strzałkami przerywanymi. To pole magnetyczne ma w pobliżu A kierunek bliższy namagnesowaniu X, w pobliżu B bliższy namagnesowaniu Y. Wobec tego domena X będzie wzrastać w pobliżu A, domena Y w pobliżu B, co uwidoczni się przesuwaniem ścianki. Trwać to będzie do chwili, gdy ścianka przepołowi kąt pomiędzy kierunkami namagnesowania X i Y. Przedstawiona sytuacja ilustruje ogólną zasadę: w równowadze ścianki mają takie położenie, że ilość biegunów magnetycznych we wnętrzu kryształu jest możliwie mała. W rzeczywistych kryształach defekty sieci, lokalne naprężenie, wtrącenia obcych ciał znacznie komplikują strukturę domenową, tak że we wnętrzu kryształu zawsze istnieją wolne bieguny magnetyczne. Nie będziemy rozważali wpływu tych czynników i ograniczymy się do kryształów idealnych. Można zresztą uzyskać kryształy, których struktura domenowa jest bliska strukturze idealnych modeli.



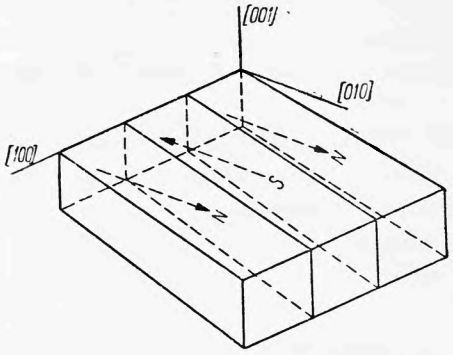
Rys. 10. Powierzchnia kryształu równoległa do płaszczyzny {001}. Domeny zasadnicze w kształcie prostopadłościanu — strzałki oznaczają kierunki namagnesowania domen

Wymienioną zasadę można formalnie wyrazić wprowadzając energię swobodną, związaną z polem H: $\frac{1}{8\pi}\int H^2\,dv$ musi znikać dla położenia równowagi. Oszacujmy wielkość energii związanej z polem H wewnątrz kryształu. Dla sytuacji przedstawionej na rysunku obrót ścianki o kąt Θ z położenia równowagi spowoduje powstanie gęstości biegunów magnetycznych: $\sqrt{2}\,I_s \sin\Theta . I_s$ oznacza nasycenie namagnesowania. Natężenie pola H wynosi: $2\pi\sqrt{2}\,I_s \sin\Theta$. Gęstość energii magnetycznej każdej z dwu domen w tym polu jest równa w przybliżeniu: $|-\vec{I}_s\vec{H}| = 2\pi I_s^2 \sin\Theta$. Dla żelaza wynosi to $1{,}8\cdot 10^7 \sin\Theta$ erg·cm^{-3}. Ponieważ energia ścianki jest rzędu 1 erg·cm^{-2}, więc tylko małe odstępstwa od warunku $H = 0$ mogą nie spowodować wielkiego przyrostu energii swobodnej kryształu.

Konieczność zredukowania wolnych biegunów magnetycznych jest ważna nie tylko dla położenia ścianek, ale decyduje też o rodzaju struk-

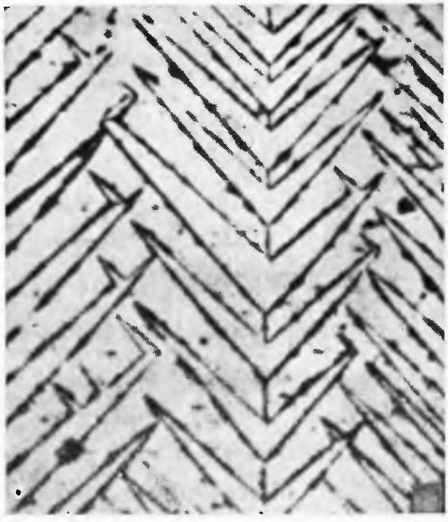


Rys. 11. Obraz proszkowy (H. J. Williams) powierzchni odpowiadającej strukturze przedstawionej na rys. 10

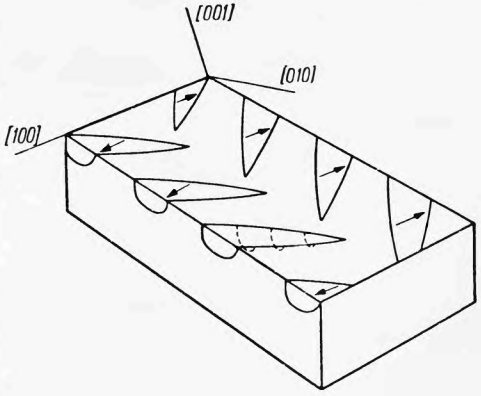


Rys. 12. Powierzchnia kryształu tworząca z płaszczyzną {001} kąt różny od 0. Na powierzchni występują bieguny magnetyczne. Strzałki oznaczają kierunki namagnesowania domen

tury domenowej na powierzchniach kryształu. Gdy kryształ nie jest umieszczony w zewnętrznym polu H, które może wymusić pewien kie-



Rys. 13. Obraz proszkowy powierzchni kryształu Fe-Si tworzącej kąt około 1° z płaszczyzną {001} (Williams, Bozorth, Shockley), powiększenie około 80 x



Rys. 14. Struktura domenowa odpowiadająca obrazowi z rys. 13 (Williams, Bozorth, Shockley)

runek namagnesowania, to kierunki namagnesowania domen w większości pokrywają się z osiami łatwymi kryształu. Domena namagnesowana

w kierunku innym niż łatwy posiada dużą energię magnetokrystaliczną, więc z uwagi na kryterium o minimum energii swobodnej kryształu, domeny tego typu nie mogą zajmować dużej jego części. Namagnesowanie domeny w kierunku łatwym może jednak spowodować pojawienie się biegunów magnetycznych na powierzchni kryształu. Na powierzchni kryształu powstają wtedy domeny powierzchniowe, których namagnesowanie nie zawsze leży w łatwym kierunku, a dzięki którym energia swobodna ulega zmniejszeniu. Dla ilustracji weźmy pod uwagę kryształ żelaza wycięty w kształcie prostopadłościanu. Strukturę domen zasadniczych namagnesowanych w łatwym kierunku przedstawia schematycznie rys. 10. Powierzchnia *AB* jest równoległa do płaszczyzny {001} i nie ma na niej biegunów magnetycznych. Obraz proszkowy takiej powierzchni przedstawia fotografia na rys. 11. Gdy powierzchnia *AB* kryształu tworzy z płaszczyzną {001} kąt różny od zera (por. rys. 12), to pojawiają się na niej bieguny magnetyczne. Wobec tego powstają domeny powierzchniowe, redukujące energię magnetyczną. Obraz proszkowy dla małego kąta nachylenia, około 1°, przedstawia fotografia z rys. 13. Rys. 14 pokazuje odpowiednią strukturę domenową.

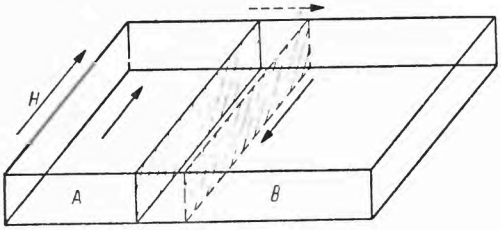
W rozważaniach nie uwzględniono, dla prostoty, roli magnetostrykcji, która jest ważna tylko dla niektórych materiałów, np. niklu. Nie omówiono wpływu, jaki wywierają na strukturę domenową naprężenia wewnętrzne, defekty siatki i zanieczyszczenia materiału. Czynniki te w konkretnych przypadkach odgrywać mogą rolę decydującą. Jednakże wnioski uzyskane bez uwzględnienia ich znajdują w szczególnych sytuacjach dobre potwierdzenie doświadczalne.

10. Ruch ścianki Blocha w zewnętrznym polu H

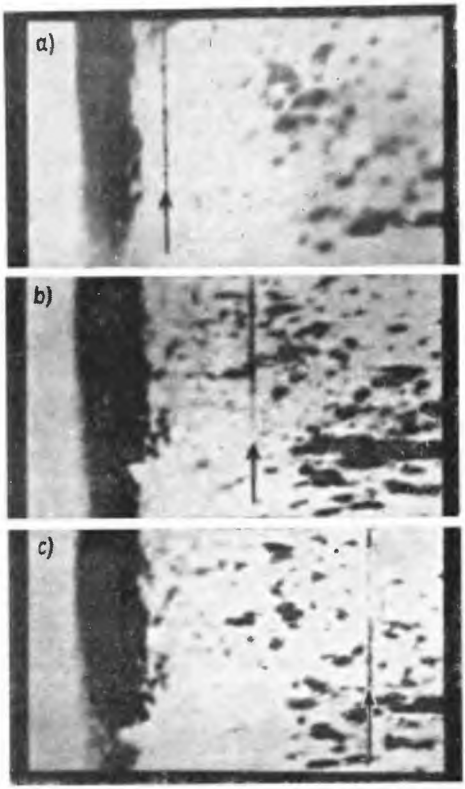
Weźmy pod uwagę ściankę Blocha dzielącą dwie domeny namagnesowane antyrównolegle, ścianka 180° (por. rys. 15). W zewnętrznym polu H o kierunku zgodnym z namagnesowaniem domeny A ścianka Blocha zmienia położenie: przesuwa się powiększając objętość domeny A, zmniejszając domenę B (rys. 15). Prędkość ruchu jest skończona i wprost proporcjonalna do natężenia pola H. Rysunki 16a, b, c pokazują trzy położenia ścianki 180° podczas ruchu w zewnętrznym polu H.

Ruch ścianki jest zrozumiały ze względów energetycznych. Domena B posiada w polu H maksymalną energię potencjalną: $-\vec{I}_s \cdot \vec{H} V$, V oznacza objętość domeny. Przez przesunięcie ścianki objętość zmniejsza się, a więc energia maleje. Jak sugeruje podany opis, ruch ścianki odbywa się już

w najmniejszym polu H i ścianka raz poruszona posuwa się tak długo, dopóki nie nastąpi całkowite przemagnesowanie domeny. W rzeczywistości tak nie jest. Decydującą rolę dla ruchu ścianki mają zanieczyszczenia materiału, defekty sieci, naprężenia wewnętrzne ogólnie zwane przeszkodami, które powodują, że ścianka posuwa się skokami od przeszkody do przeszkody, aczkolwiek ze skończoną prędkością. Ruch zaczyna się wtedy, gdy zewnętrzne pole H jest większe od pola koercji obszaru kryształu otaczającego ściankę.



Rys. 15. Ruch ścianki Blocha w zewnętrznym polu H. Strzałka przerywana wskazuje kierunek ruchu



Rys. 16 a, b, c. Obrazy proszkowe dla kryształu Fe-Si pokazujące zmianę położenia ścianki 180° w zewnętrznym polu H; (Williams, Shockley). Położenie ścianki zaznaczono strzałką

Ruch ścianek 180° odgrywa decydującą rolę przy tłumaczeniu zjawiska koercji w ferromagnetykach, wyłączając magnesy proszkowe [20]. Zainteresowanie nim w ostatnich latach jest duże.

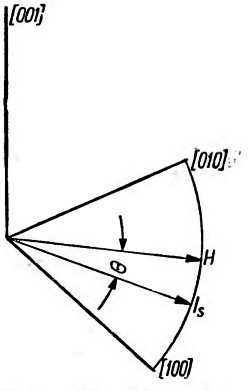
W ogólnym przypadku zewnętrzne pole H może mieć dowolny kierunek względem namagnesowań domen, a ścianki są także innego typu niż 180°. Wtedy sytuacja jest bardziej złożona. Można wtedy wyodrębnić dwa etapy zmiany kierunku namagnesowania domen w krysztale: w słabym polu H — przez ruch ścianek (odpowiada to stromej części krzywej namagnesowania), w silnym polu H — przez obrót kierunków namagnesowania (odpowiada to prawie poziomej części krzywej). Procesy te są istotne przy tłumaczeniu krzywych namagnesowania dla kryształów.

Zanim przeprowadzimy szczegółowy rachunek dla struktury kryształu żelaza, zajmiemy się krótko tym ostatnim zagadnieniem.

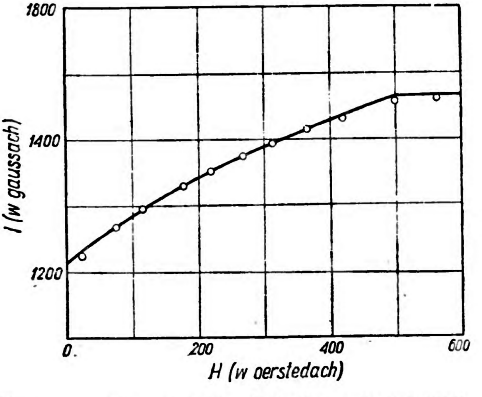
11. Krzywa namagnesowania dla kryształu żelaza w kierunku [110]

Teoretyczne krzywe namagnesowania dla monokryształów żelaza, niklu i kobaltu można uzyskać z warunku na minimum energii swobodnej kryształu. Wystarczy uwzględnić tylko energię magnetokrystaliczną i energię w zewnętrznym polu H.

Weźmy pod uwagę kryształ żelaza. Bez zewnętrznego pola H kierunki namagnesowania domen leżą wzdłuż osi [100], [010], [001]. Gdy kryształ umieścimy w polu H o kierunku [110] (rys. 17), najpierw domeny namagnesowane w kierunku [001] zmieniają kierunek namagnesowania na [100] lub [010] przez ruch ścianek Blocha, następnie kierunki namagnesowania w płaszczyźnie {001} doznają obrotu w stronę pola H. Rachunek wykonany na podstawie tych założeń pozwala wyznaczyć krzywą namagnesowania, której przebieg bardzo dobrze odpowiada rezultatom pomiarów z wyjątkiem części dla bardzo małego H.



Rys. 17. Kierunki namagnesowania domen w zewnętrznym polu H (K. H. Stewart)



Rys. 18. Teoretyczna krzywa namagnesowania dla kryształu żelaza w kierunku [110] (K. H. Stewart). Punkty eksperymentalne według Honda, Masumoto i Kaya (1928)

Na gęstość energii magnetokrystalicznej z uwagi na:

$$a_1 = \cos(45^0 - \Theta) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sin\Theta + \cos\Theta);\ a_2 = \cos(45^0 + \Theta) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos\Theta - \sin\Theta);\ a_3 = 0;$$

mamy wyrażenie:

$$F_K = K_1\left(\frac{1}{2} - \cos^2\Theta\right)^2 + K_2 \cdot 0 .$$

Na gęstość energii w polu H : $F_H = -I_s H \cos\Theta$. Z warunku na minimum sumy $F_K + F_H$ uzyskujemy równanie krzywej namagnesowania w kierunku [110]:

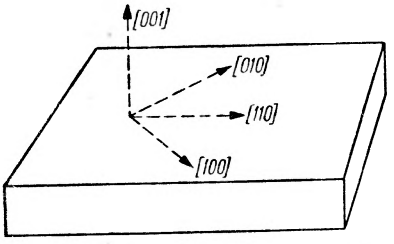
$$\frac{HI_s}{4K_1} = \frac{I}{I_s}\left[\left(\frac{I}{I_s}\right)^2 - \frac{1}{2}\right].$$

Postać krzywej przedstawia rys. 18. I oznacza namagnesowanie zależne od H.

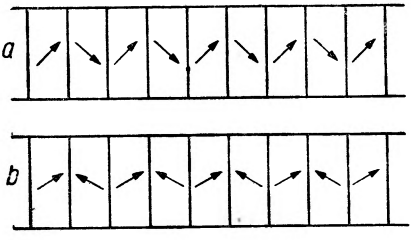
W rachunku nie uwzględniono energii ścianek ani energii związanej z domenami zamykającymi. Mają one znaczenie dla części krzywej $I(H)$ przy słabym H (Lee 1953 [21]).

12. Struktura domenowa kryształu żelaza

L. Néel podał strukturę domenową kryształu o symetrii sześciennej, wyciętego w kształcie prostopadłościanu i zbadał przebieg zmiany struktury w zewnętrznym polu H. Kryształ przedstawiony jest na rys. 19. Osie typu [100] odpowiadają łatwym kierunkom namagnesowania. Najdłuższa krawędź kryształu jest równoległa do osi [110], powierzchnie: górna i dolna są równoległe do płaszczyzny {001}. Zakładamy, że krawędź równoległa do osi [110] jest nieskończenie długa, przez co unikamy rozważania efektu rozmagnesowującego końców kryształu.



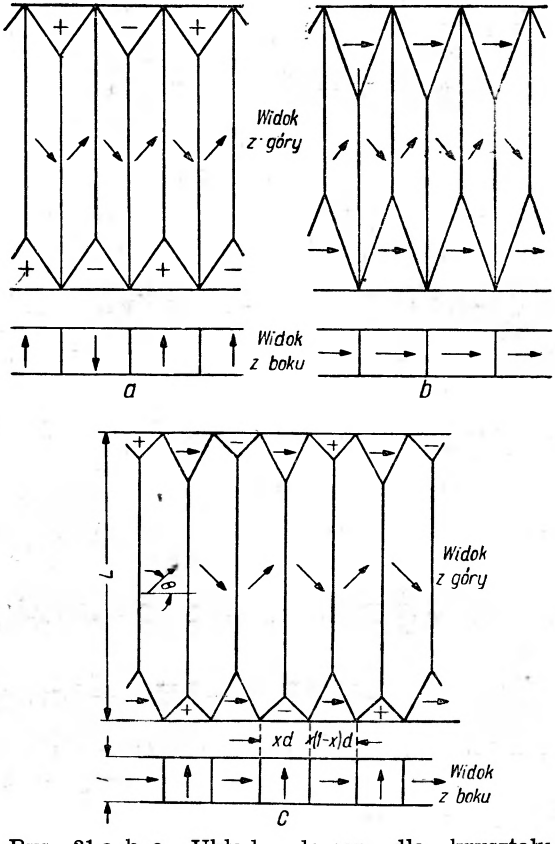
Rys. 19. Kierunki osi w krysztale badanym przez L. Néela (Stewart, Ferromagnetic Domains)



Rys. 20 a, b. Układ domen zasadniczych. (Widok powierzchni {100} dla kryształu Néela: a) w słabym polu H, b) w silnym polu H. (Stewart, Ferromagnetic Domains)

Uprzednio pokazano, że w polu H o kierunku osi [110] wektory namagnesowania domen są rozłożone pomiędzy dwa kierunki łatwego namagnesowania najbliższe kierunku pola H. Aby uniknąć biegunów magnetycznych na ściankach pomiędzy domenami, należy przyjąć zasadniczą

strukturę jak na rys. 20a, b. Rysunek a przedstawia kierunki namagnesowania, gdy pole H jest małe, na rysunku b widać zmianę, jakiej one ulegają ze wzrostem pola H. Powierzchnie ścianek są prostopadłe do kierunku pola H. Aby usunąć bieguny magnetyczne występujące na powierzchniach bocznych, należy uzupełnić strukturę odpowiednimi domenami powierzchniowymi. Zakładamy, że energia magnetostrykcyjna jest mała



Rys. 21 a, b, c. Układy domen dla kryształu Néela. Strzałki wskazują kierunki namagnesowania, znaki +, −, bieguny magnetyczne (Stewart, Ferromagnetic Domains)

i można ją zaniedbać. Trzeba znaleźć taki kształt domen powierzchniowych, aby przyrost energii swobodnej był minimalny. W tym celu przyjmujemy dwa rodzaje domen przedstawione na rysunkach 21a, b. Strukturze a odpowiada energia magnetokrystaliczna $F_K = 0$, bo wektor namagnesowania ma kierunek łatwy, ale nie minimalna energia F_H w polu H, zaś strukturze b odpowiada $F_K = 0$, gdyż wektor namagnesowania ma kierunek trudny, ale minimalne F_H, ponieważ pole H ma ten sam kierunek.

Energia magnetyczna związana ze strukturą a jest mała i można ją pominąć. Każdą strukturę cechują optymalne warunki ze względu na wielkość jednego rodzaju energii. Zatem układ tych dwu rodzajów domen (rys. 21c), wziętych w odpowiednim stosunku objętości, spełni warunek minimalnego przyrostu energii swobodnej. Przeprowadzimy teraz rozważania ilościowe.

W domenach zasadniczych gęstość energii magnetokrystalicznej wynosi:

$$F_K = \frac{1}{4} K_1 (2 \cos^2 \Theta - 1)^2,$$

a gęstość energii w polu H:

$$F_H = -I_s H \cos \Theta,$$

Θ oznacza kąt pomiędzy kierunkiem namagnesowania I_s a kierunkiem pola H (rys. 21c), przy czym H jest związane z Θ równaniem:

$$H = \frac{2K_1}{I_s} \cos \Theta \, (2 \cos^2 \Theta - 1) \text{ (porównaj rozdz. 11).}$$

Suma obu gęstości energii wynosi:

$$F = F_K + F_H = \frac{1}{4} K_1 (2 \cos^2 \Theta - 1)^2 - 2K_1 \cos^2 \Theta (2 \cos^2 \Theta - 1).$$

W domenach typu a kierunek namagnesowania leży wzdłuż osi [100] i jest prostopadły do kierunku pola H, zatem $F_K = 0$ i $F_H = 0$. Przyrost gęstości energii w stosunku do domen zasadniczych wynosi:

$$F_a = -F = \frac{1}{4} K_1 (2 \cos^2 \Theta - 1) \, (6 \cos^2 \Theta + 1).$$

W domenach typu b: $F_K = \frac{1}{4} K_1$, $F_H = -I_s H = -2 \cos \Theta K_1 (2 \cos^2 \Theta - 1)$, gdyż kierunek namagnesowania leży wzdłuż osi [110] i jest równoległy do kierunku pola H. Zatem przyrost gęstości energii w stosunku do domen zasadniczych jest równy:

$$F_b = \frac{1}{4} K_1 - 2K_1 \cos \Theta (2 \cos^2 \Theta - 1) - \frac{1}{4} K_1 (2 \cos^2 \Theta - 1)^2 + \\ + 2K_1 \cos^2 \Theta (2 \cos^2 \Theta - 1).$$

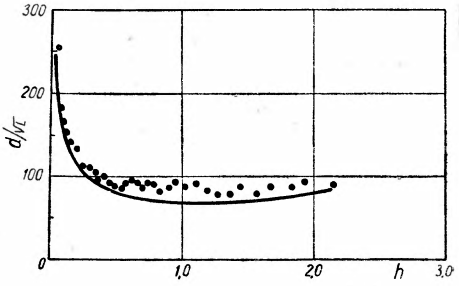
Stosunek objętości domen typu a i b można określić za pomocą ułamka x zależnego od wielkości F_a i F_b (rys. 21c). Gdy szerokość domeny zasadniczej wynosi $\frac{d}{2}$, to długości krawędzi domen a i b są równe odpowiednio: xd, $(1 - x)\, d$. Objętości domen a i b wyrażone na jednostkę długości krawędzi l (por. rys. 21c) są równe odpowiednio: $\frac{x^2 d^2}{4} \operatorname{tg} \Theta$, $\frac{(1-x)^2 d^2}{4} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2}$.

Przy wyznaczeniu tych objętości korzystamy z warunku, że kierunki ścianek muszą być takie, aby składowa normalna $(I_s)_n$ wektora namagnesowania przy przejściu przez ściankę była ciągła. Przyrost energii (na jednostkę długości krawędzi l) wynosi więc:

$$F_{ab} = \frac{x^2 d^2}{4} \operatorname{tg}\Theta \cdot F_a + \frac{(1-x)^2 d^2}{4} \operatorname{ctg}\frac{\Theta}{2} \cdot F_b$$

Kładziemy $\frac{1}{4}\operatorname{tg}\Theta \cdot F_a = W_a$, $\frac{1}{4}\operatorname{ctg}\frac{\Theta}{2} \cdot F_b = W_b$. F_{ab} osiąga minimum przy $x = \frac{W_b}{W_a + W_b}$ i jest równe: $d^2 \frac{W_a W_b}{W_a + W_b}$. Znajdujemy teraz wielkość d w zależności od szerokości kryształu L i natężenia pola H. W tym celu należy uwzględnić tylko F_{ab} i energię ścianek domen zasadniczych. Energie F_H i F_K domen zasadniczych nie zależą od d, energia ścianek domen powierzchniowych może być pominięta wobec małej powierzchni ścianek w stosunku do powierzchni ścianek domen zasadniczych. Wobec tego energia wyrażona na jednostkę długości kryształu i krawędzi l wynosi:

$$W = 2d \frac{W_a W_b}{W_a + W_b} + \frac{2\gamma L}{d},$$



Rys. 22. Przebieg zmiany d w zależności od zredukowanego pola h przy $L = 1$ cm. (Stewart, Ferromagnetic Domains)

γ oznacza energię ścianki na jednostkę powierzchni. Wartość W osiąga minimum przy:

$$d = \sqrt{\frac{\gamma L (W_a + W_b)}{W_a W_b}}.$$

Wzór określa zależność d od L i od H. Namagnesowanie odpowiadające polu H wynosi: $I = I_s \cos\Theta$. Tabela 2 przedstawia wartości liczbowe dla kryształu żelaza przy $L = 1$ cm. Na wykresie 22 pokazano zależność $\frac{d}{\sqrt{L}}$ od h $\left(h = \frac{HI_s}{K_1} = 2\cos\Theta(2\cos^2\Theta - 1)\right.$, według wartości z tabelki oraz wyników eksperymentów (punkty) Batesa i Neale'a (1950). Na osi rzędnych podano d w μ. Z teorii wynika, że $\frac{d}{\sqrt{L}} \to \infty$ gdy $H \to 0$. Pochodzi to stąd, że energia domen typu a zanika przy $H = 0$. Wielkość d jest jednak ograniczona ze względów geometrycznych. Gdy $d > L$, to

struktura przyjęta nie może istnieć. W rachunku zaniedbano energię magnetyczną związaną z domenami typu a. Wprowadzenie dodatkowych domen zamykających (L a w t o n 1949) daje skończoną wartość na d ($= 300\,\mu$) w $H = 0$, przy niezmienionych pozostałych warunkach.

Tabela 2

$\cos\Theta = \frac{I}{I_s}$	H (oerstedy)	$W_a \cdot 10^{-4}$ (erg. cm^{-3})	$W_b \cdot 10^{4}$ (erg. cm^{-3})	$\frac{W_a \cdot W_b}{W_a + W_b} 10^{-4}$ (erg. cm^{-3})	γ (erg. cm^{-2})	$\frac{d}{\sqrt{L}} 10^2$
0,71	0	0	6,47	0	1,21	∞
0,72	13	0,39	6,25	0,37	1,19	1,79
0,73	24	0,69	6,06	0,62	1,17	1,37
0,75	47	1,30	5,67	1,06	1,12	1,03
0,80	113	2,73	4,54	1,71	0,99	0,76
0,85	190	3,96	3,29	1,79	0,81	0,67
0,90	281	4,73	1,98	1,40	0,59	0,65
0,95	385	4,56	0,77	0,66	0,32	0,70

Tab. II Energie W_a, W_b oraz odległość d dla domen zamykających, dla kryształu o szerokości L. $\frac{d}{2}$ = szerokości domeny zasadniczej (L. N é e l). Wartości wyliczono przy: $K_1 = 4{,}2 \cdot 10^5$ erg·cm^{-3}, $I_s = 1720$ gaussów.

W bilansie energii nie uwzględniono energii magnetostrykcyjnej, związanej z istnieniem domen zamykających. Dobra zgodność wyników doświadczeń i teorii pochodzi stąd, że dla żelaza energia magnetostrykcji jest mała w porównaniu z energią anizotropii magnetokrystalicznej.

13. Nowe metody doświadczalnego badania struktury domenowej

Poza metodą proszkową istnieją jeszcze dwie — zresztą mało rozwinięte i stosowane — metody badania struktury domenowej. Jedną zapoczątkował L. H. G e r m e r (1942) [22], później stosował L. M a r t o n (1949) [23], ostatnio G. S c h e i d l e r (1954) [24]. W metodzie tej wiązka elektronów biegnących blisko powierzchni ferromagnetyka ulega ugięciu przez pole magnetyczne związane ze strukturą domenową i padając na ekran lub płytę fotograficzną daje skomplikowane obrazy. Druga metoda (F o w l e r, F r y e r [25]) korzysta ze światła spolaryzowanego. W magnetooptycznym zjawisku K e r r a płaszczyzna polaryzacji doznaje obrotu po odbiciu od powierzchni ciała namagnesowanego, a zmiany kąta obrotu ujawniają strukturę domenową. Ta metoda badania daje bezpośrednią obserwację domen. Dotychczas jest bardzo mało stosowana z uwagi na trudności zbudowania wystarczająco czułej aparatury.

Jeszcze przed wynalezieniem metody proszkowej spodziewano się, że tzw. zjawisko B a r k h a u s e n a — małe, nieodwracalne zmiany na-

magnesowania, zachodzące wtedy, gdy ferromagnetyk jest umieszczony w powoli zmieniającym się polu H, które można mierzyć za pomocą odpowiedniego układu elektrycznego — da dużo wiadomości o strukturze domenowej. Okazało się jednak, że te nieodwracalne zmiany nie odpowiadają zmianie kierunku namagnesowania domen, jak się spodziewano, ale przesunięciom ścianek Blocha, odpowiadającym przemagnesowaniu małych części domen (Teeble, 1955 [26]).

14. Nowe badania struktury domenowej

Ostatnio zajęto się stopami Ni-Fe, Ni-Co, z uwagi na właściwości anizotropowe.

Bardzo dużą anizotropię wykazują stopy Ni-Fe poddane specjalnej obróbce walcowania na zimno.

Kryształy Ni_3Fe wykazują strukturę domenową. Domeny oddzielone są ścianami typu 180° (Chikazumi i Suzuki [27], 1955, Néel, 1954 [28]).

W stopach Ni-Fe i Ni-Co (symetria kubiczna) można wytworzyć dodatkową jednoosiową anizotropię drogą powolnego chłodzenia po wyżarzeniu powyżej temperatury Curie. Oś anizotropii leży w kierunku wektora namagnesowania poszczególnych domen, zmienia się więc w obszarze kryształu. Struktura domenowa jest bardzo złożona. Zjawisko tłumaczy się obecnie anizotropowym rozmieszczeniem atomów (L. Néel, 1954 [29], Taniguchi, Yamamoto, 1954, 1956 [30]).

W 1955 roku (Fowler, Fryer [31]) zapoczątkowano doświadczalne badania struktury domenowej cienkich warstw uzyskiwanych przez napylania katodowe w próżni. Pracę teoretyczną z tej dziedziny opublikował C. Kittel [32].

Roberts i Bean [33] w 1954 roku zapoczątkowali badania doświadczalne struktury domenowej ferromagnetycznego stopu manganu i bizmutu. Oba składniki nie są ferromagnetykami. Ostatnio rozwinął badania W. Andrä [34]. Wymieniono tylko niektórych autorów i nie dokonano przeglądu całego zakresu współczesnej problematyki, ponieważ wymagałoby to zapoznania się z wieloma szczegółami badań struktury domenowej. Ogółem można stwierdzić przewagę badań doświadczalnych nad teoretycznymi. Od czasu ukazania się pracy Néela badania teoretyczne struktury domenowej kryształów nie posunęły się istotnie naprzód. Stale rosnący, różnorodny materiał doświadczalny otwiera przed teorią szerokie pole działania.

Literatura

1. P. Weiss, J. Phys. radium, **VI** (1907).
2. von Hamos, P. A. Thiessen, Z. Phys., **71**, 442 (1931).
3. F. Bitter, Phys. Rev., **38**, 1903 (1931), Phys. Rev. **41**, 507 (1932).
4. N. S. Akułow, M. Degtiar, Ann. Phys., **15**, 750 (1932).
5. L. Landau, E. Lifszic, Phys. Z. Soviet., **8**, 153 (1935).
6. W. C. Elmore, Phys. Rev., **51**, 982 (1937).
7. T. Soller, Z. Phys., **106**, 485 (1937).
8. L. Néel, J. Phys. radium, **8**, 241 (1944).
9. H. J. Williams, R. M. Bozorth, W. Shockley, Phys. Rev., **75**, 155 (1949).
10. C. Kittel, Rev. Mod. Phys., **21**, 541 (1949).
11. S. J. Barnett, Proc. Am. Acad. Sci., **75**, 109 (1944).
12. N. S. Akułow, Z. Phys., **57**, 249 (1929), **69**, 78 (1931).
13. H. Brooks, Phys. Rev., **58**, 909 (1940).
14. Van Vleck, Ann. Inst. Pioncaré, **10**, 57 (1947).
15. F. Bloch, Z. Phys., **74**, 295 (1932).
16. B. A. Lilley, Phil. Mag., (VII), **41**, 792 (1950).
17. R. Becker, W. Döring, Ferromagnetismus, Berlin (1939).
18. S. Ogawa, Sci. Rep. Tohoku Univ., **I**, 53 (1949).
19. R. R. Newton, C. Kittel, Phys. Rev., **74**, 1601 (1948).
20. R. Brenner, Z. Angew. Phys., **7**, 499 (1955).
21. E. W. Lee, Proc. Phys. Soc. A, **66**, 623 (1953).
22. L. H. Germer, Phys. Rev., **62**, 295 (1942).
23. L. Marton, J. Appl. Phys., **20**, 1258 (1949).
24. G. Scheidler, Arbeitstagung Festkörperphysik II, Dresden, 181 (1954).
25. C. A. Fowler, E. M. Fryer, Phys. Rev., **86**, 426 (1952).
26. R. S. Teeble, Proc. Phys. Soc. B, **68**, 1017 (1955).
27. S. Chikazumi, K. Suzuki, Phys. Rev., **98**, 1130 (1955).
28. L. Néel, J. phys. radium, **15**, 225 (1954).
29. L. Néel, C. R., **238**, 305 (1954).
30. Mikio Yamamoto et alii, Phys. Rev., **102**, 1295 (1956).
31. C. A. Fowler, E. M. Fryer, Phys. Rev., (1955).
32. C. Kittel, Phys. Rev., **70**, 965 (1946).
33. B. W. Roberts, C. P. Bean, Phys. Rev., **96**, 1494 (1954).
34. W. Andrä, Ann. Phys., **17**, 78 (1956).
35. K. H. Stewart, Ferromagnetic domains, Cambridge (1954).

Andrzej Jurewicz
Instytut Fizyki, Uniwersytet Warszawski

O próbach uzasadnienia modelu Gell-Manna i Paisa

1. Wstęp

Artykuł niniejszy stanowi w pewnym sensie dokończenie niedawno opublikowanego w tym czasopiśmie artykułu P. Zielińskiego*. O ile jednak w wymienionej pracy przedstawiono głównie fenomenologiczną stronę zagadnienia systematyzacji cząstek elementarnych, o tyle tutaj będę się starał przedstawić inną stronę problemu: próby matematycznego uzasadnienia modeli.

Istnieje oczywiście wiele prób matematycznych. Ograniczę się tutaj do tych prac, które nie wnikając w wewnętrzną strukturę cząstek, za punkt wyjścia uważają zasadę łącznej produkcji i wynikające z niej zasady zachowania. Zasady te dają pewne wskazówki co do kształtu i w ogóle możliwości istnienia oddziaływań między poszczególnymi polami opisującymi cząstki. Próby te, genetycznie związane z pierwszymi pracami Paisa [1], starają się wiązać nowe zasady zachowania z własnościami transformacyjnymi pól w przestrzeni spinu izotopowego (przestrzeni izotopowej, ostatnio coraz częściej nazywanej po prostu izoprzestrzenią).

Pomysł wyprowadzenia nowej liczby kwantowej — atrybutu (podobną rolę u innych autorów odgrywają *„strangeness"*, *„curious particle number"*) zyskał, jak się zdaje, prawo obywatelstwa w pracach związanych z cząstkami elementarnymi i to nie tylko w pracach teoretycznych, ale i doświadczalnych. Nie znamy jak dotąd żadnej reakcji tworzenia nowych cząstek, która sprzeciwiałaby się zasadzie zachowania atrybutu. Tyczy się to zarówno reakcji wywołanych przez promienie kosmiczne, jak i sztucznych. Więcej, zasada ta daje często najlepszą interpretację faktów doświadczalnych spośród alternatywnych możliwości. Wydaje się więc, że zasada zachowania arybutu jest wystarczająco ugruntowana doświadczalnie.

Dla rozważań teoretycznych istotne jest, że podczas procesów produkcji (czyli w tzw. reakcjach szybkich, *„gorących"*) atrybut

* P. Zieliński, *Postępy Fizyki* **7**, 331 (1956).

jest zachowany, natomiast podczas procesów rozpadu (czyli w reakcjach powolnych, *„zimnych"*) — nie. W związku z tym traktuje się obecnie te dwa typy reakcji — odrębnie. Przypuszcza się, że inne oddziaływania są odpowiedzialne za produkcje, a inne za rozpad. Ponieważ zaś łatwiej jest budować teorię, w której jakaś wielkość jest zachowana, niż w sposób konsystentny włączyć do niej odpowiednie reguły wyboru, nic więc dziwnego, że większość prac teoretycznych posługuje się formalizmem opisującym wyłącznie reakcje szybkie. Dopiero ostatnio pojawiają się próby rozszerzenia formalizmu także i na reakcje powolne [2], [3], [12]. Ograniczymy się na razie do reakcji szybkich. Zgodnie z założeniem teorii pola przypisujemy każdej cząstce funkcję spełniającą określone własności transformacyjne w zwykłej przestrzeni czterowymiarowej. Może więc być ona pseudoskalarem (dla mezonów π), spinorem (dla nukleonów) itp. Hamiltoniany oddziaływania budujemy wg formalnych założeń teorii tak, aby były one prawdziwymi niezmiennikami. Wiążą się z tym, jak wiadomo, pewne fizyczne zasady zachowania. I tak np. niezmienniczość hamiltonianu ze względu na obroty odzwierciedla się w zachowaniu momentu pędu, niezmienniczość ze względu na transformację cechowania ma swój wyraz w zasadzie zachowania ładunku itp. Należałoby się więc spodziewać, że nowa zasada zachowania, jaką jest zasada zachowania atrybutu, również powinna mieć formalny odpowiednik w niezmienniczości hamiltonianu ze względu na jakieś nowe transformacje.

Już dawniej wprowadzono do zbioru pojęć fizyki pojęcie spinu izotopowego. Chodziło, jak wiadomo, o to, żeby traktować jednolicie różne stany ładunkowe tej samej cząstki. Okazało się jednak, że pomysł ten, pogłębiony i rozszerzony ma znacznie szerszy zasięg. Wiele ostatnich prac z zakresu teorii cząstek elementarnych wiąże ich systematyzację właśnie z koncepcjami wywodzącymi się z izospinu.

Wprowadzamy mianowicie, niezależnie od zwykłej czaso-przestrzeni, pewną abstrakcyjną przestrzeń izotopową — izo-przestrzeń, której sens fizyczny nie jest dziś jeszcze jasny. W różnych wariantach teorii przestrzeń ta jest 3 lub 4-wymiarowa. (Nie jest to sprawą arbitralną. Wg Paisa [4] mianowicie tylko w 3 lub 4-wymiarowej izoprzestrzeni daje się zrealizować zwykłą niezależność ładunkową oddziaływań). W związku z tym hamiltoniany stają się zależne od zmiennych w izoprzestrzeni. Żądamy, aby hamiltoniany te były inwariantami ze względu na pewne transformacje w izoprzestrzeni. Oznaczać to będzie zachowanie nowych wielkości podczas dopuszczalnych reakcji.

W zależności od tego, jakich niezmienniczości będziemy żądali od interakcji — możliwe są różne warianty teorii.

2. Teoria Gell-Manna

Teoria Gell-Manna [5], [6], w której istotną rolę odgrywają idee Paisa, podana została pierwotnie w formie bardziej fenomenologicznej. Postaram się streścić najpierw to sformułowanie, a następnie związać z nim pewien aparat matematyczny.

W teorii tej wartości izospinu I są przyporządkowane poszczególnym cząstkom zgodnie z sugestiami doświadczalnymi. I tak np. nukleony mają $I = \frac{1}{2}$, cząstka Λ^0 ma $I = 0$ itd. Niezrozumiałe jest natomiast powiązanie ładunku Q (który także dany jest doświadczalnie) z wielkością I_3 — z rzutem całkowitego izospinu na wyróżniony kierunek w izoprzestrzeni. Związek ten zmienia się od cząstki do cząstki i nie ma jednolitej postaci. Na przykład $Q = I_3 + \frac{1}{2}$ dla nukleonów, natomiast $Q = I_3$ dla cząstki Λ^0. Przyporządkowanie tych wielkości poszczególnym cząstkom podaje rys. 1.

			I	Q
$\Xi^- \; -1/2$	$\Xi^0 \; 1/2$		$\frac{1}{2}$	$I_3 - \frac{1}{2}$
$\Sigma^- \; -1$	$\Sigma^0 \; 0$	$\Sigma^+ \; 1$	1	I_3
	$\Lambda^0 \; 0$		0	I_3
	$N \; -1/2$	$P \; 1/2$	$\frac{1}{2}$	$I_3 + \frac{1}{2}$
	$K^0 \; -1/2$	$K^+ \; 1/2$	$\frac{1}{2}$	$I_3 + \frac{1}{2}$
$\pi^- \; -1$	$\pi^0 \; 0$	$\pi^+ \; 1$	1	I_3

Rys. 1. Schemat poziomów modelu Gell-Manna. Cząstki o takim samym ładunku są w tej samej pionowej kolumnie. Każdej cząstce jest przyporządkowana liczba $I_3^{(1)}$.

W dalszym ciągu, ponieważ oddziaływania są niezależne od ładunku, mamy zachowanie całkowitego izospinu. Jako niezależne od siebie prawa występują — zachowanie I_3 oraz zachowanie Q. W reakcjach powolnych zachowanie I_3 jest pogwałcone, natomiast zawsze jest zachowany ładunek.

Matematycznie postulaty te można sformułować następująco: Rozważamy dwie niezależne trójwymiarowe izoprzestrzenie $I^{(1)}$ oraz $I^{(2)}$. Przyporządkowujemy różnym cząstkom niezależnie od siebie wartości izospinów $I^{(1)}$ oraz $I^{(2)}$. $I^{(1)}$ ma sens zwykłego, tradycyjnego izospinu. Zgodnie z wypowiedzianymi postulatami $I^{(1)2}$ oraz $I_3^{(1)}$ są zachowane podczas szybkich reakcji. Oznacza to, że hamiltonian oddziaływania jest niezmienniczy ze względu na wszelkie obroty w przestrzeni $I^{(1)}$ (zachowanie $I^{(1)2}$), w szczególności ze względu na obroty wokół wyróżnionej osi w tej prze-

strzeni (zachowanie $I_3^{(1)}$). Sens wielkości $I_3^{(2)}$ jest widoczny, jeśli zapostulujemy następującą, jednolitą definicję ładunku:

$$Q = I_3^{(1)} + I_3^{(2)} + \tfrac{1}{2}N, \tag{1}$$

gdzie N oznacza liczbę barionów. Np. dla nukleonu $N = +1$, dla mezonów $N = 0$ itd. Wtedy $I_3^{(2)}$ jest związane bezpośrednio z atrybutem:

$$2I_3^{(2)} = N - a. \tag{2}$$

Widać więc, że żądamy ponadto niezmienniczości interakcji ze względu na obroty wokół wyróżnionego kierunku w przestrzeni $I^{(2)}$. Nic nie mówimy natomiast o dowolnych obrotach w tej przestrzeni, to znaczy o zachowaniu $I^{(2)2}$. Ze względu na zachowanie ładunku wielkość $I_3^{(1)} + I_3^{(2)}$ jest oczywiście zawsze zachowana.

W rezultacie teoria Gell-Manna, zgodnie z doświadczeniem dopuszcza następujące reakcje:

$$\pi^- + P \to \Lambda^0 + K^0$$
$$N + P \to \Lambda^0 + K^0 + P \qquad \text{itd.}$$

Wzbronione są natomiast następujące procesy:

$$N + N \to \Lambda^0 + \Lambda^0$$
$$N + P \to \Lambda^0 + \Sigma^+ \qquad \text{itd.}$$

Ponadto teoria przewiduje asymetrię w produkcji mezonów K^+ oraz K^-. Produkcja K^+ powinna zachodzić przy niższych energiach niż produkcja K^- i fakt ten znajduje potwierdzenie eksperymentalne.

3. Teoria Paisa

Nowsza wersja teorii Paisa [4], [6], stanowi naturalne rozszerzenie przedstawionego wyżej pomysłu Gell-Manna.

Żądamy mianowicie, aby hamiltoniany interakcji były niezmiennicze ze względu na wszystkie możliwe obroty w przestrzeniach $I^{(1)}$ oraz $I^{(2)}$. Wobec tego $I^{(1)2}$, $I^{(2)2}$, $I_3^{(1)}$, $I_3^{(2)}$ są wszystkie z osobna zachowane podczas szybkich reakcji i ich wartości własne są w tych procesach dobrymi liczbami kwantowymi. Naturalnie, $I_3^{(1)} + I_3^{(2)}$ jest zachowane zawsze, także i w procesach powolnych, bo zawsze jest zachowany ładunek.

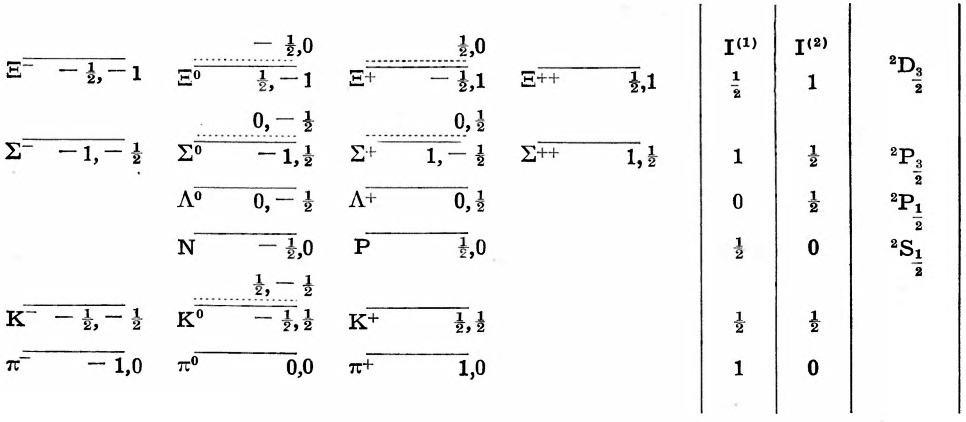
Sformułowanie powyższe jest równoważne przyjęciu niezmienniczości ze względu na obroty w czterowymiarowej izoprzestrzeni. Jak wiadomo bowiem, dowolny obrót czterorowymiarowy daje się złożyć z dwóch obrotów, z których każdy odbywa się już w 3 wymiarach. W języku teorii grup oznacza to, że każda reprezentacja czterowymiarowej grupy obrotów jest scharakteryzowana dwoma liczbami, w tym przypadku $(I^{(1)}, I^{(2)})$.

Ponieważ zaś w zwykłej czteroprzestrzeni różnym cząstkom przyporządkowujemy różne reprezentacje grupy obrotów (spinory, wektory itd.) *, więc i tutaj każdej cząstce przypisujemy pewną reprezentację grupy czterowymiarowych obrotów w izoprzestrzeni. (Oczywiście przyporządkowania w izoprzestrzeni i przestrzeni zwykłej są zupełnie niezależne). W rezultacie więc każdej cząstce przypisujemy 2 liczby, całkowite lub połówkowe. W związku z tym różne cząstki będą miały różne własności transformacyjne ze względu na czterowymiarowe obroty w izoprzestrzeni. Niezmienniczość oddziaływań szybkich uzyskamy budując z naszych pól inwariantne hamliltoniany.

Przyporządkowanie różnych reprezentacji poszczególnym cząstkom jest oparte na analogii z trójwymiarowymi obrotami, a w związku z tym z nomenklaturą spektroskopową. Wiadomo, że reprezentacja $(\frac{1}{2}, 0)$ odpowiada spinorowi a więc jej analogią może być spin $\frac{1}{2}$. Reprezentacji $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ odpowiada wektor, więc jeśli chodzi o orbitalny moment pędu, odpowiada to wartości $L = 1$ itd. Łatwo w rezultacie ustawić następujące analogie:

$$(\tfrac{1}{2}, 0) \rightleftarrows {}^2S_{\frac{1}{2}},\ (0, \tfrac{1}{2}) \rightleftarrows {}^2P_{\frac{1}{2}},\ (1, \tfrac{1}{2}) \rightleftarrows {}^2P_{3/2},\ (\tfrac{1}{2}, 1) \rightleftarrows {}^2D_{3/2} \quad \text{itd.}$$

Spojrzawszy na rys. 2 nie trudno zauważyć zasadę przyporządkowania poszczególnym cząstkom różnych reprezentacji. W rezultacie: Nukleony



Rys. 2. Schemat poziomów wg teorii Paisa. Pionowe kolumny tworzą cząstki o takim samym ładunku. Liczby podane przy każdej cząstce oznaczają wartość $I_3^{(1)}$ oraz $I_3^{(2)}$.

oraz Λ^0 są izospinorami, (dwie niezależne składowe), mezony π samodualnymi tensorami antysymetrycznymi (trzy niezależne składowe) itd.

* Por. np. Corson, *Introduction to tensors, spinors...*, 1953.

Przyporządkowanie to ma jednak zasadniczą wadę. Ponieważ 2 $(I_3^{(1)} + I_3^{(2)}) + 1$ oznacza liczbę różnych stanów w jednym multiplecie, więc w miarę posuwania się w górę tabelki wzrasta degeneracja poszczególnych stanów i ponadto pojawiają się nie znane Λ^+ czy też podwójnie naładowane cząstki Σ^{++}, jak dotąd nie obserwowane.

Pozostaje także niejasna sprawa ciężkich mezonów. Wszystkie one tworzą jeden multiplet, co wskazywałoby na tożsamość różnych mezonów K. Mezony ciężkie nie mogłyby mieć wtedy określonej parzystości. Stałoby to bowiem w sprzeczności z obserwowanymi doświadczalnie rozpadami na 3π oraz 2π. Zagadnienie to nie jest jak dotąd definitywnie rozwiązane. Sugeruje się np., że mezony znajdują się w stanach będących superpozycją stanów o określonej parzystości.

4. Teoria Salama i Polkinghorne'a

Salam i Polkinghorne [7] podali pewną modyfikację sformuławania Paisa. Przyjmując mianowicie tę samą czterowymiarową izoprzestrzeń zapostulowali oni odmienną definicję ładunku. Chcemy mianowicie, aby dla wszystkich cząstek było

$$Q = I_3'^{(1)} + I_3'^{(2)}. \tag{3}$$

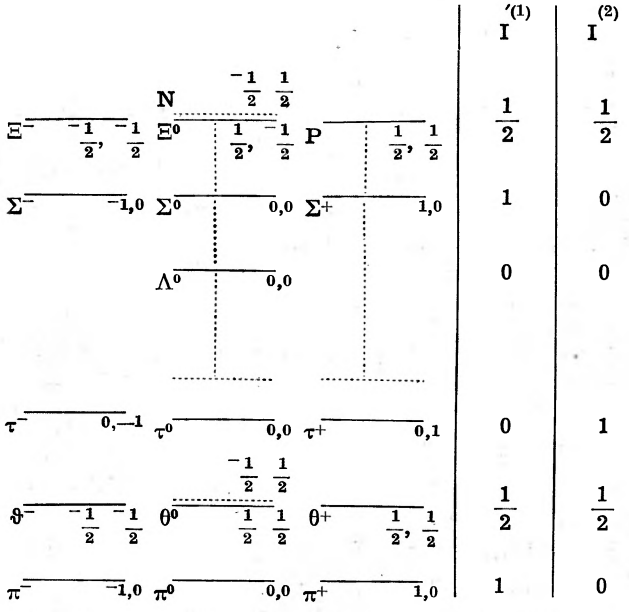
Przypomnijmy, że u Gell-Manna i Paisa ładunek był zdefiniowany przez (1). Z (3) wynikają od razu ograniczenia, jeśli chodzi o wybór możliwych reprezentacji czterowymiarowych obrotów. Musimy mianowicie poprzestać na takich reprezentacjach, dla których $I_3'^{(1)} + I_3'^{(2)}$ jest liczbą całkowitą, tylko wtedy bowiem ładunek będzie całkowitą wielokrotnością ładunku elementarnego. Jak wiadomo, reprezentacje takie mają własności tensorów a nie spinorów. W schemacie Paisa mogły zaś występować także 4-izospinory (np. nukleony). Przypisując reprezentacje poszczególnym cząstkom zwracamy uwagę na fakt, że $I_3'^{(1)}$ ma znaczenie zwykłego izospinu, przyporządkowanie musi więc opierać się na znanych sugestiach doświadczalnych. W rezultacie otrzymujemy nową tabelkę (rys. 3).

Jak widać, została zniesiona degeneracja poszczególnych stanów i wielokrotnie naładowane cząstki. Znalazło się osobne miejsce dla ciężkich mezonów τ. Stanowi więc to niewątpliwy postęp w stosunku do sformułowania Paisa.

Zwraca natomiast uwagę fakt, że ta sama reprezentacja $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ została przyporządkowana nukleonowi i hiperonowi (Ξ), tak że oba te rodzaje cząstek stanowią teraz jeden multiplet. Warto zauważyć jeszcze brak

przedstawicieli reprezentacji (0,1) w rodzinie fermionów (h i p e r o n E i s e n b e r g a ?) oraz reprezentacji (0,0) w rodzinie bozonów.

Jeśli chodzi o efektywne budowanie hamiltonianów oddziaływania, to zakładając całkowitą niezmienniczość wobec obrotów czterowymiaro-



Rys. 3. Schemat według teorii S a l a m a i P o l k i n g h o r n e'a. Cząstki o tym samym ładunku tworzą pionowe kolumny. Liczby oznaczają $I_3^{(1)}$ oraz $I_3^{(2)}$ dla poszczególnych cząstek.

wych w izoprzestrzeni (łącznie ze zwykłymi niezmienniczościami), musimy się ograniczyć do wyrażeń, które są zarówno skalarami jak i izoskalarami. I tak np. dopuszczone są oddziaływania

$$\overline{\Psi}_N \Psi_N \Phi_\pi , \quad \overline{\Psi}_N \Psi_\Lambda \Phi_\vartheta \qquad \text{itd.}$$

a np. niedozwolone

$$\overline{\Psi}_N \Psi_\Lambda \Phi_\pi \qquad \text{itd.}$$

Porównując wyrażenia (1) i (3) wydaje się, że związek między sformułowaniem P a i s a S a l a m a i P o l k i n g h o r n e'a jest właściwie trywialny. Mamy bowiem po prostu:

$$I_3^{\prime(2)} = I_3^{(2)} + \frac{N}{2} \tag{4}$$

Ponieważ jednak obie teorie postulują niezmienniczość ze względu na dowolne obroty w $I^{(2)}$ ($I^{(2)2} = \text{const}$, $I'^{(2)2} = \text{const}$) więc związek ten nie jest już tak prosty, poszczególnym cząstkom są przyporządkowane różne reprezentacje. Ma to wpływ na konkretne rachunki wynikające z teorii, np.

na stosunki między przekrojami czynnymi na poszczególne reakcje. W obu teoriach otrzymamy różne wyniki.

Zagadnieniem porównania przewidywań obu teorii zajmuje się D. Feldman [8], który podaje obszerne zestawienie dla kilkudziesięciu różnych reakcji. Oczywiście na ostateczne rozstrzygnięcie nie pozwala jeszcze szczupłość danych doświadczalnych.

5. Sformułowanie d'Espagnat i Prentkiego

Chciałbym wreszcie zająć się obszerniej najpełniejszym chyba, jak dotąd, matematycznym ujęciem modelu Gell-Manna, podanym przez d'Espagnat i Prentkiego [9].

Wychodzą oni z następujących założeń:

Silne oddziaływania mają być niezmiennicze ze względu na obroty a także i odbicia w trójwymiarowej izoprzestrzeni. Spełnione są też oczywiście zwykłe zasady zachowania (w szczególności zasada zachowania ładunku i zasada zachowania ilości barionów). Poszczególnym cząstkom przypisujemy funkcje falowe, które posiadają określone własności transformacyjne zarówno w przestrzeni zwykłej, jak i w izoprzestrzeni. Są więc one np. spinorami — izowektorami, skalarami — izospinorami itp. Oczywiście, tak jak i w poprzednich teoriach, przyporządkowania w obu przestrzeniach są zupełnie od siebie niezależne. Hamiltoniany interakcji budujemy w zwykły sposób tak, aby były one niezmiennikami ze względu na wszystkie transformacje.

Przyporządkowanie przedstawia się w sposób następujący:

pole	czasoprzestrzeń	izoprzestrzeń	cząstka
ψ	spin $\frac{1}{2}$	spinor 1 rodz.*)	P, N,
ψ	spin $\frac{1}{2}$	spinor 2 rodz.	Ξ^0, Ξ^-
χ	spin $\frac{1}{2}$	skalar	Λ^0
ξ_a	spin $\frac{1}{2}$	ps. wektor	Σ^+, Σ^0, Σ^-
Φ_b	spin 0	ps. wektor	π^+, π^0, π^-
Ψ_ν	spin 1	spinor 1 rodz.	Θ^0, Θ^+

*) Izospinory 1 i 2 rodzaju transformują się różnie ze względu na odbicie. W rezultacie jeśli ξ jest spinorem 1 rodzaju a η — 2 rodzaju, to $\xi^+\xi$ jest skalarem, natomiast $\eta^+\xi$ pseudoskalarem podobnie jak $\xi^T C \xi$: (ξ^+ — macierz sprzężona hermitowsko, ξ^T — macierz transponowana, $C=\begin{pmatrix} 01 \\ -10 \end{pmatrix}$ For. E. Cartan, *Leçons sur la theorie des spineurs. Vol. I. Paris 1938.*

Zapostulowane wyżej założenia ograniczają znacznie liczbę możliwych oddziaływań. Jeśli ograniczymy się do oddziaływań nie zawierających pochodnych, wówczas pełny hamiltonian z dokładnością do stałych sprzężenia przedstawia się następująco (obowiązuje konwencja sumacyjna):

$$H = \Psi^*\beta\gamma_5\tau_a\psi\Phi_a + \chi^*\beta\gamma_5\xi_a\Phi_a + \xi_a^*\beta\gamma_5\chi\Phi_a + \varepsilon_{abc}\,\xi_b^*\beta\gamma_5\xi_c\Phi_a$$
$$+ \varphi^*\beta\gamma_5\tau_a\varphi\Phi_a + \chi^*\beta\gamma_\nu\,\Psi_\nu\,\psi + i\,\chi^*\beta\gamma_\nu\,\varphi C\Psi_\nu +$$
$$+ \xi_a^*\beta\gamma_\nu\,\Psi_\nu^*\tau_a\psi + i\,\xi_a^*\beta\gamma_\nu\,\varphi C\tau_a\Psi_\nu + \text{c.c.}$$

Dla dalszych rozważań należy uzyskać wyrażenie na izospin dla poszczególnych cząstek. Weźmy dla przykładu pole ξ_a (spinor-izowektor) lagranzian dla pola swobodnego ma oczywiście postać:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{i}\left\{\xi_a^*\beta\gamma_\mu\frac{\partial\xi_a}{\partial x_\mu} + \mu\xi_a^*\beta\xi_a\right\}. \tag{6}$$

Najłatwiej uzyskać wyrażenie na izospin poprzez zasadę jego zachowania. W tym celu dokonujemy w izoprzestrzeni infinitezymalnego obrotu

$$\delta\xi_a = \varepsilon_{abc}\,\alpha_b\,\xi_c, \tag{7}$$

gdzie ε_{abc} oznacza znany tensor antysymetryczny. Żądamy jednocześnie niezmienniczości $\mathcal{L}$ ze względu na ten obrót:

$$\delta\mathcal{L} = -\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial x_\nu}\left\{\xi_a^*\beta\gamma_\nu\,\varepsilon_{abc}\,\xi_c\,\alpha_b\right\} = 0, \tag{8}$$

otrzymujemy

$$I_a = \frac{1}{i}\int \varepsilon_{abc}\,\xi_a^*\,\xi_c\,dv \tag{9}$$

wprowadzając nowe zmienne

$$\xi^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\xi_1 - i\,\xi_2)$$
$$\xi^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\xi_1 + i\xi_2), \tag{10}$$
$$\xi^{(3)} = \xi_3$$

a następnie przechodząc do przestrzeni pędów

$$\xi^{(i)} = \sum_{\mathrm{m}} a^{(i)}{}_{\mathrm{m}}\,e^{-\frac{i}{\mathrm{m}}\mathrm{F}\,\mathrm{m}\,t}\,u_{\mathrm{m}} \tag{11}$$

otrzymujemy

$$I_3 = \sum_{\mathrm{m}} a^{*\,(1)}{}_{\mathrm{m}}\,a^{*(1)}_{\mathrm{m}} - \sum_{\mathrm{m}} a^{*\,(2)}{}_{\mathrm{m}}\,a^{(2)}_{\mathrm{m}} = \sum_{\mathrm{m}}\left(n^{(1)}_{\mathrm{m}} - \bar{n}^{(1)}_{\mathrm{m}} - n^{(2)}_{\mathrm{m}} + \bar{n}^{(2)}_{\mathrm{m}}\right), \tag{12}$$

gdzie $n^{(1)}$, $\bar{n}^{(1)}$, $n^{(2)}$, $\bar{n}^{(2)}$ oznaczają odpowiednie liczby cząstek i antycząstek w stanach (1) i (2).

Widać stąd, że spiny izotopowe cząstek ξ_a są odpowiednio: 1, 0, —1, natomiast antycząstek: —1, 0, 1.

Wniosek ten jest oczywiście zgodny z intuicyjnym podejściem, bo cząstki ξ_a to nic innego jak Σ, którym w tej teorii przypisujemy trzy możliwe stany ładunkowe.

Postępując analogicznie dla wszystkich pól otrzymujemy

$$\begin{aligned} 2I_3 = {} & n(P) - n(\bar{P}) - n(N) + n(\bar{N}) + n(\Xi^0) - n(\bar{\Xi}^0) - n(\Xi^-) + n(\bar{\Xi}^-) + \\ & + 2\{n(\Sigma^+) - n(\bar{\Sigma}^+) - n(\Sigma^-) + n(\bar{\Sigma}^-)\} + \\ & + n(\Theta^+) - n(\bar{\Theta}^+) - n(\Theta^0) + n(\bar{\Theta}^0) + 2(n(\pi^+) - (\pi^-)); \end{aligned} \tag{13}$$

Oczywiście wielkość ta jest zachowana — komutuje z hamiltonianem.

Podobnie, jak łatwo się przekonać, stosując transformację cechowania, stałą ruchu jest liczba barionów:

$$\begin{aligned} N = {} & n(P) - n(\bar{P}) + n(N) - n(\bar{N}) + n(\Xi^0) - n(\bar{\Xi}^0) + n(\Xi^-) \\ & - n(\bar{\Xi}^-) + n(\Lambda^\circ) - n(\bar{\Lambda}^0) - n(\bar{\Sigma}^+) + n(\Sigma^+) \\ & + n(\Sigma^0) - n(\bar{\Sigma}^0) + n(\Sigma^-) - n(\bar{\Sigma}^-). \end{aligned} \tag{14}$$

Okazuje się jednak, że nie są to jedyne wielkości, jakie się zachowują. H jest niezmiennicze względem następującej transformacji cechowania:

$$\begin{aligned} & \psi \to \psi\, e^{i\alpha} && \varphi \to \varphi\, e^{-i\alpha} \\ & \chi \to \chi && \xi_\alpha \to \xi_\alpha \\ & \Psi_\nu \to \Psi_\nu\, e^{i\alpha} && \Phi_\alpha \to \Phi_\alpha \end{aligned} \tag{15}$$

Przecechowaniu ulegają izospinory, przy czym izospinory 1 rodzaju transformują się przez $e^{i\alpha}$ a 2 rodzaju przez $e^{-i\alpha}$. Niezmienniczość ze względu na tę tranformację oznacza zachowanie nowej wielkości, niezależnej od pozostałych.

Weźmy np. pole Ψ_ν (wektor — izospinor)

Funkcja Lagrange'a ma postać:

$$\mathcal{L} = -\mu^2 \Psi_\nu \Psi_\nu - \frac{\partial \Psi_\varrho^*}{\partial x_\nu} \frac{\partial \Psi_\varrho}{\partial x_\nu}. \tag{16}$$

Dokonujemy infinitezymalnej transformacji

$$\delta \Psi_\nu = i\alpha \Psi_\nu, \tag{17}$$

wtedy

$$\delta \mathcal{L} = -\frac{\partial}{\partial x_\nu}\left(\frac{\partial \Psi_\varrho^*}{\partial x_\nu} i a \Psi_\varrho - \frac{\partial \Psi}{\partial x_\nu} i a \Psi_\varrho^*\right) \tag{18}$$

i otrzymujemy zasadę zachowania:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\left(\frac{\partial \Psi_\varrho^*}{\partial x_4}\Psi_\varrho - \frac{\partial \Psi_\varrho}{\partial x_4}\Psi_\varrho^*\right)dv = 0 \tag{19}$$

dla wielkości

$$U = i\int(\pi_\varrho \Psi_\varrho - \pi_\varrho^* \Psi_\varrho^*)\,dv \tag{20}$$

Przechodząc do przedstawienia pędowego

$$\begin{aligned}\Psi_\varrho^{(i)} &= \sum_k \sqrt{\frac{\omega_k}{2}}\,(a_{\varrho k}^{(i)} + b_{\varrho k}^{*(i)})\,e^{ikx}\\ \pi_\varrho^{(i)} &= i\sum_k \sqrt{\frac{1}{2\omega_k}}\,(a_{\varrho k}^{*(i)} + b_{k\varrho}^{(i)})\,e^{-ikx}\end{aligned} \tag{21}$$

otrzymujemy wreszcie:

$$U_\theta = \sum_k n_k(\Theta^+) - n_k(\bar{\Theta}^+) + n_k(\Theta^0) - n_k(\bar{\Theta}^0). \tag{22}$$

Wykonując podobny rachunek dla pozostałych dwu pól (nukleonowego i (Ξ)), otrzymuje się w końcu:

$$\begin{aligned}U &= n(P) - n(\bar{P}) + n(N) - n(\bar{N}) - n(\Xi^0) + n(\bar{\Xi}^0)\\ &- n(\Xi^-) + n(\bar{\Xi}^-) + n(\Theta^+) - n(\bar{\Theta}^+) + n(\Theta^0) - n(\bar{\Theta}^0)\end{aligned} \tag{23}$$

Widzimy więc, że w każdym razie stała ta nie jest kombinacją liniową pozostałych wielkości zachowujących się — to znaczy I_3 oraz N.

Wielkość ta oznacza zachowanie całkowitej liczby izofermionów. Aby jednak przekonać się o jej fizycznym charakterze, wystarczy utworzyć wielkość $I_3 + \frac{U}{2}$.

Łatwo się przekonać, że

$$\begin{aligned}I_3 + \frac{U}{2} &= n(P) - n(\bar{P}) - n(\Xi^-) + n(\bar{\Xi}^-) + n(\Sigma^+) - n(\bar{\Sigma}^+) - n(\Sigma^-)\\ &+ n(\bar{\Sigma}^-) + n(\Theta^+) - n(\bar{\Theta}^+) + n(\pi^+) - n(\pi^-) = Q\end{aligned} \tag{24}$$

W ten sposób widać związek wielkości U z atrybutem. Mamy mianowicie

$$U = N - a. \tag{25}$$

Należy jednak podkreślić, że wielkość ta została wyprowadzona z teorii, a nie postulowana a priori. Sprawa równoważności tego sformułowaniu z modelem Gell-Manna jest zupełnie jasna. Obie teorie prowadzą do tych samych szybkich reakcji. Teoria jest konsystentna i zamknięta w tym sensie, że wprowadzenie nowych pól jest możliwe tylko pod warunkiem arbitralnego odrzucenia pewnych oddziaływań tego pola. Dla przykładu wprowadzenie pola spinor — izopseudoskalar χ' prowadzi do następujących oddziaływań

$$\chi'^{*}\beta\gamma_\nu \Psi_\nu C\psi + \chi'\xi\beta^{*}\gamma_\nu \Psi_\nu^{*}\varphi + \text{c.c.} \tag{26}$$

Jak widać, wyrazy te nie są niezmiennicze ze względu na transformacje cechowania w izoprzestrzeni. Okazuje się, że to samo pole musiałoby się transformować w różny sposób.

Można by arbitralnie wykluczyć z oddziaływań np. pierwszy wyraz w (26) — otrzymalibyśmy wtedy cząstkę o własnościach Λ^{+} Paisa. Pozostawienie drugiego wyrazu, a wykluczenie pierwszego z (26) dawałoby cząstki ujemne w atrybucie $a = N - U = 3$ a więc hiperon Eisenberga.

Wydaje się jednak, że konsekwentniejszy jest postulat o odrzuceniu nie pewnych wyrazów z oddziaływania, ale wszystkich pól, które w jakimkolwiek oddziaływaniu mogą prowadzić do sprzecznych wniosków.

Możliwy jest natomiast wariant teorii, w którym zamiast pól: spinor-izoskalar, spinor-izopseudowektor wprowadza się pola spinor-izopseudoskalar, spinor-izowektor. Podobnie zamiast pola skalar-izospinor 1 rodzaju można wprowadzić skalar-izospinor 2 rodzaju. Nie wnosi to jednak niczego nowego do formalizmu.

W pierwszym wypadku istotne jest jedynie łączne występowanie pól ferminowych izopseudoskalarnego i izowektorowego lub alternatywnie izoskalarnego oraz izopseudowektorowego. Nie mogą natomiast występować łącznie pola z obu tych grup.

Przyjmując pogląd wykluczający z góry pewne pola z hamiltonianu widać, że dla wszystkich pól dopuszczonych do teorii mamy $|U| \leqslant 1$. Wyrażając to przez *atrybut* czy *„strangeness"* dostaje się:

$$\begin{aligned} |a| = |S| = |U - N| &\leqslant 1 \text{ dla bozonów} \\ &\leqslant 2 \text{ dla fermionów} \end{aligned} \tag{27}$$

Podejście to jest zgodne z interpretacją zachowania U, jako zachowania całkowitej liczby izofermionów.

Racah [10] zwrócił ostatnio uwagę, że fakt ograniczenia $|U| \leqslant 1$ wiąże się z uogólnioną parzystością $+i$ lub $-i$, którą przyporządkowują izofermionom d'Espagnat i Prentki 'ze względu na odbicia w izoprze-

strzeni. Ponieważ parzystość ta wyraża się przez i^U i nie ma w tym schemacie miejsca na zwykłą parzystość ± 1 (odpowiadającą np. występującym łącznie polom izoskalarnemu i izopseudoskalarnemu). Mielibyśmy bowiem wtedy

$$-1 = i^2 = i^{-2}, \tag{28}$$

a więc brak jednoznacznej odpowiedniości między parzystością a U, które może być ± 2. Widać więc, że wybór tylko tych pól, które spełniają wszystkie wyżej podane zasady zachowania jest w ogóle równoważny ograniczeniu $|U| \leqslant 1$. Oznaczałoby to, że zostały już odkryte cząstki o maksymalnym atrybucie, a więc hiperon Eisenberga pozostałby wtedy fikcją.

Próba d'Espagnat i Prentkiego jest bardzo interesująca jako pierwsze stosunkowo pełne uzasadnienie matematyczne modelu Gell-Manna. Pozostaje jednak pytanie, dlaczego np. jest tu miejsce tylko na jeden rodzaj ciężkich mezonów (prawdopodobnie „*thetony*"?) już bowiem u Salama i Polkinghorne'a uwzględnione zostały już mezony τ. Sprawa jest o tyle trudna do rozstrzygnięcia, że problem ciężkich mezonów także i z doświadczalnego punktu widzenia jest bardzo niejasny.

6. Zakończenie

Przegląd tych kilku teorii nie zdaje sprawy oczywiście z innych prób, jakie zostały podjęte w tej samej dziedzinie. Starałem się dla jednolitości podać tylko jedną tendencję rozwojową, która wydaje się w tej chwili najbardziej odpowiadać sytuacji doświadczalnej.

Są i inne próby, może bardziej formalne, jak np. pomysł Utiyamy [11], który w zasadzie równoważny jest pomysłowi Paisa. W pracy Cerulusa [3], także uzasadniającej model Gell-Manna, korzysta się z bardzo prostego modelu algebraicznego. W pracy tej próbuje się jednocześnie rozszerzyć klasyfikacje na lekkie cząstki (*leptony*), a także ująć zagadnienia powolnych procesów. Ten ostatni problem został podjęty niedawno w dwu obszernych pracach Gatto [13] oraz d'Espagnat i Prentkiego [3].

LITERATURA

1. A. Pais, Physica **19**, 869 (1953)
2. B. d'Espagnat i J. Prentki, Nuovo Cim. **3**, 1045 (1956)
3. F. Cerulus, Nucl. Phys. **1**, 537 (1956)
4. A. Pais, Proc. Nat. Ac. Sc. **40**, 484, 835 (1954)

5. M. Gell-Mann, Phys. Rev. **92**, 1279 (1953)
6. M. Gell-Mann i A. Pais, Proc. of the Glasgow Conf. 342 (1954)
7. A. Salam i J. C. Polkinghorne, Nuovo Com. **2**, 865 (1955)
8. D. Feldman, Phys. Rev. **103**, 254 (1956)
9. B. d'Espagnat i J. Prentki, Nucl. Phys. **1**, 35 (1956)
10. G. Racah, Nucl. Phys. **1**, 302 (1956)
11. R. Utiyama, Phys. Rev. **100**, 248 (1955)
12. R. Gatto, Nuovo Cim. **3**, 318 (1956)

VI Doroczna Konferencja Fizyki Jądrowej Wysokich Energii

Rochester, 1956

Każdy dzień obrad konferencji rochesterskiej rozpoczynał referat, który był aktualnym przeglądem zagadnienia oraz streszczeniem wyników zgłoszonych referatów. Uznaliśmy za słuszne zamieszczenie tłumaczeń opublikowanych w sprawozdaniu z konferencji streszczeń niektórych z tych bardzo interesujących referatów.

REDAKCJA

Sesja teorii pola

Streszczenie referatu G. Källéna „O możliwej sprzeczności w teorii pola"

Nasze rozważania zaczniemy od interesującego modelu nierelatywistycznej teorii pola podanego przed dwoma laty przez T. D. Lee. W modelu tym występują trzy typy cząstek nazywane odpowiednio V, N i Θ. Prawa oddziaływań tych cząstek można krótko streścić w następujący sposób: reakcja $V \rightleftarrows N + \Theta$ jest możliwa, natomiast reakcja $N \rightleftarrows V + \Theta$ jest wzbroniona przez absolutne reguły wyboru. Zakładając, że masa Θ wynosi μ a masy N i V są równe i wynoszą m, można przedstawić widmo energetyczne tego układu cząstek w sposób podany na rys. 1 (lewa kolumna). W modelu tym jedynie cząstka V ma masę różną od swej masy właściwej (*bare mass*). Renormalizacja masy cząstki V jest wykonana w zwykły sposób. Najbardziej interesującym punktem tej teorii jest renormalizacja stałej sprzężenia. Jeżeli oznaczymy przez $\psi_V^{\text{u.r.}}$ niezrenormalizowany operator pola cząstki V, to przy renormalizacji

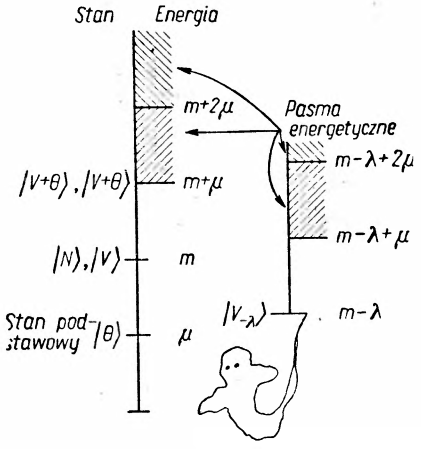
$$\psi_V^{\text{u.r.}} \to n\psi_V ,$$

gdzie ψ_V oznacza zrenormalizowany operator, a n jest pewną stałą. Podobnie jak w elektrodynamice kwantowej n może być wyrażone przez stałe sprzężenia: zrenormalizowaną g i niezrenormalizowaną g_0:

$$n^2 = \left(\frac{g}{g_0}\right)^2 = 1 - \frac{g^2}{2V}\sum_{\vec{k}} \frac{f^2(\omega)}{\omega^3} ,$$

gdzie V oznacza objętość kostki periodyczności, $\omega = \sqrt{\mu^2 + k^2}$, a $f(\omega)$ jest czynnikiem obcinającym *(cut-off factor)*, który można tu dość łatwo wprowadzić, gdyż teoria jest nierelatywistyczna.

Jeżeli będziemy teraz przesuwać wartość obcinania do nieskończoności, to powyższa suma będzie rozbieżna. Jeżeli zrenormalizowana stała sprzężenia g będzie posiadać określoną skończoną wartość, to widzimy, że n^2 dążyć będzie do $-\infty$. Doprowadza to do poważnej sprzeczności, ponieważ spodziewamy się, że czynnik normujący n^2 jest dodatnio określony. Obecnie znamy rozwiązanie tej zagadki. Aby uwolnić teorię od sprzeczności, wprowadzamy w przestrzeni Hilberta nieokreśloną metrykę, tak, że n^2 nie musi już być dodatnio określone. Powstaje teraz pytanie, czy taki określony dodatnio czynnik normujący jest tylko po prostu ułatwieniem matematycznym, czy też posiada on jakieś obserwowalne konsekwencje. Aby odpowiedzieć na to pytanie, napiszmy:



Rys. 1

$$n^2 = 1 - \frac{g^2}{g_c^2},$$

gdzie

$$\frac{1}{g_c^2} = \frac{1}{2V} \sum_{\vec{k}} \frac{f^2(\omega)}{\omega^3}.$$

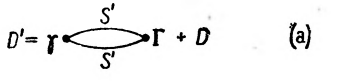
Widzimy, że dopóki $g < g_c$, sprawa jest łatwa i poprzednio otrzymane widmo jest prawdziwe. Jeśli jednak g wzrasta do wartości większej niż g_c, musimy wprowadzić nieokreśloną metrykę w przestrzeni Hilberta. Dokładne badanie wykazuje, że przy $g = g_c$ pojawia się nowy stan układu, posiadający energię mniejszą od energii cząstki V. Oznaczamy tę energię przez $m - \lambda$. Stan taki możemy nazwać stanem $V_{-\lambda}$. Ponad tym stanem jest jeszcze cały szereg stanów: $m - \lambda + \mu$, $m - \lambda + 2\mu$ itd. Stany te są pokazane w prawej kolumnie rysunku 1. Na pierwszy rzut oka model pozostaje nadal modelem fizycznym. Dokładniejsze rozważanie wykazuje jednak, że możliwe są przejścia między tym nowym widmem i widmem przyjętym na początku, przejścia te zachodzą przy tym z ujemnym prawdopodobieństwem. To znaczy, że dla $g > g_c$ możliwe są trzy typy reakcji:

		prawdopodobieństwo
$V + \theta$	$\rightarrow V' + \theta'$	w_1
	$\rightarrow N + \theta' + \theta''$	w_2
	$\rightarrow V_{-\lambda} + \theta'$	w_3,

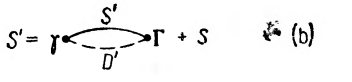
przy czym zamiast zwykłego związku $w_1 + w_2 + w_3 = 1$ mamy obecnie związek $w_1 + w_2 - w_3 = 1$. Widzimy, że dla $g > g_c$ model ten opisuje coś zupełnie niefizycznego. Ludzie, którzy znaleźli ten nowy stan przy $g > g_c$, byli z tego bardzo dumni i nazwali go *„duchem"*.

Czy w bardziej realistycznych teoriach pola, na przykład w elektrodynamice kwantowej, również zdarzają się takie nieszczęścia? To pytanie jest bardzo interesujące; w ubiegłych latach zajmowało się nim wielu badaczy i niektórzy dawali nawet nań zdecydowanie pozytywną odpowiedź. Można jednak powiedzieć o historiach z „duchami", że „chociaż nawet ludzie, którzy je głoszą, są zupełnie przekonani o ich prawdziwości, to nie znaczy to wcale, że są one rzeczywiście prawdziwe".

Landau i jego współpracownicy z Moskwy doszli do bardzo podobnych wniosków wychodząc z zupełnie innych założeń. Podali oni argument, który jest „przynajmniej dla nich zupełnie wystarczający". Ponieważ ważne jest wiedzieć, czy argument ten jest poprawny, przedyskutujemy go szczegółowo i podamy powody, dla których nie jest on miarodajny. Argument ten jest obecnie używany i przez innych badaczy. Landau i współpracownicy nie znali modelu Lee. Wyszli oni z elektrodynamiki kwantowej i próbowali znaleźć rozwiązanie w szczególny sposób. Oznaczmy przez D', S', Γ odpowiednio propagatory i operator wierzchołkowy. Spełniają one dwa dobrze znane równania, które można napisać w następujący, przemawiający do wyobraźni sposób:

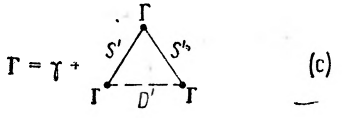


(a)



(b)

Landau zaproponował dodanie do tych równań trzeciego równania:



(c)

Równanie to wyprowadzono w granicy wielkiej energii przy rozkładzie Γ na szereg potęg e^2, badając graniczny kształt każdego współczynnika przy dążeniu energii do nieskończoności i sumując szereg w tej granicy. Na podstawie (a), (b) i (c) można określić trzy funkcje D', S', Γ. Na tej podstawie Landau i współpracownicy doszli do wniosku, że elektrodynamika kwantowa dopuszcza również *„duchy"*. Matematyk powie nam,

że takie postępowanie jest niepewne. Aby bowiem granica szeregu była równa sumie granic poszczególnych wyrazów, szereg powinien być jednostajnie zbieżny w sensie matematycznym. Jeżeli weźmiemy pod uwagę szereg zaburzeniowy w elektrodynamice kwantowej, to widzimy, że przy wysokich energiach każdy wyraz staje się asymptotycznie proporcjonalny do pewnej potęgi logarytmu energii. Jednak zarówno matematycznie, jak i intuicyjnie jasne jest, że i-te przybliżenie nie osiągnie swej granicy, dopóki energia znacznie przewyższa największą wartość progową dozwoloną w i-tym przybliżeniu teorii zaburzeń. Gdy i wzrasta, coraz większa ilość wartości progowych przy coraz wyższych energiach staje się dozwolona. Jedyną pewną rzeczą jest to, że szereg nie dąży do granicy jednostajnie. Oczywiście warunek jednostajnej zbieżności jest tylko warunkiem dostatecznym a nie koniecznym. Możliwe jest, że postępowanie Landaua i współpracowników jest poprawne. Ciąży jednak na nich obowiązek wykazania słuszności swego postępowania.

Inny sposób traktowania tego samego zagadnienia zaproponowali Thirring i Lehmann, którzy wprowadzili w elektrodynamice kwantowej skończone obcinania (*cutoffs*) i badali czy istnieje krytyczna stała sprzężenia g_c zależąca przypuszczalnie od tych obcinań. Ponieważ wygodnie jest wprowadzać obcinanie, gdy tylko napotka się rozbieżną całkę, może istnieć wiele takich rozbieżnych całek, wymagających wielu obcinań. Wynik końcowy będzie zależny od tego, jak te obcinania będą dążyć do nieskończoności. Jedyną słuszną drogą postępowania jest więc wprowadzenie na samym początku jedynie obcinania w hamiltonianie. Taki program jest jednak bardzo, bardzo trudny i dotąd nikt nie zdołał go wypełnić.

Wspomnę kilka słów o moich własnych próbach, które jednak nie dały określonego wyniku. Podobnie jak w modelu Lee bierzemy pod uwagę kwadrat stosunku niezrenormalizowanej i zrenormalizowanej stałej sprzężenia elektrodynamiki kwantowej, który, jak łatwo można wykazać, spełnia równanie kształtu:

$$\left(\frac{e_0}{e}\right) = n^2 = 1 - \int_{\mu}^{\infty} \frac{\pi^*(\mu')}{\omega'}\, \mathrm{d}\omega' ,$$

gdzie $\pi^*(\omega)$ spełnia równanie całkowe

$$\pi(\omega) = \frac{\pi^*(\omega)}{\left[1 + \int_{\mu}^{\infty} \frac{\mathrm{d}\omega'\, \pi^*(\omega')}{\omega - \omega'} - \int_{\mu}^{\infty} \mathrm{d}\omega' \frac{\pi^*(\omega')}{\omega}\right]^2 + \pi^2 [\pi^*(\omega)]^2} ,$$

przy czym $\pi(\omega)$ jest pewną funkcją, której szczegóły nas tu nie interesują. („Specjaliści pomyślą, być może, że wiedzą, co to jest takiego").

Rozwiązanie tego równania całkowego może być otrzymane w ciągu pięciu minut. („Prawdopodobnie wrażenie będzie korzystniejsze, jeżeli nie pokażę, jak to zostało zrobione").

$$\pi^*(\omega) = \frac{\pi(\omega)}{\left[1 - \int_{\mu}^{\infty} \frac{d\omega' \pi(\omega)}{\omega - \omega'} + \int_{\mu}^{\infty} d\omega' \frac{\pi(\omega')}{\omega}\right]^2 + [\pi(\omega)]^2}.$$

Widzimy, że problem istnienia *„duchów"* w elektrodynamice kwantowej sprowadza się do zbadania, czy całka w równaniu na n^2 jest rozbieżna. Można z grubsza oszacować od dołu tę całkę i dowieść, że jest ona rozbieżna, jeżeli renormalizacja pola D i r a c a jest niezerowa. Nie jest jednak dowiedzione, czy całka ta jest zbieżna, gdy renormalizacja jest zerowa. Można tylko powiedzieć, że jeśli w elektrodynamice kwantowej nie ma *„duchów"*, to w przypadku tym stała renormalizacji musi być zerem. Jest to bardziej dokładna informacja w porównaniu z tym, co wiedzieliśmy dawniej o wielkości stałych renormalizacji. Ten wynik jednak może tylko rozczarować, nie jest to bowiem to, czego się spodziewaliśmy.

A teraz odrobina filozofii: w modelu L e e zasadniczo wszystkie stany dają przyczynki do n^2, jednak wskutek szczególnych reguł wyboru w rzeczywistości przyczynki pochodzą tylko od pewnej ograniczonej klasy stanów. To oczywiście sprawia, że model jest dostatecznie prosty do rozwiązania. Z drugiej strony, w elektrodynamice kwantowej przyczynki są dawane jednocześnie przez wszystkie stany. We wspomnianym wyżej oszacowaniu od dołu całki z równania na n^2 brane są pod uwagę tylko te stany, które najbardziej odpowiadają stanom modelu L e e, prowadzącego do nieszczęścia z *„duchami"*. Wiemy, że stany, które dają to zjawisko w modelu L e e, nie muszą dawać podobnego zjawiska w elektrodynamice kwantowej. Można więc powiedzieć, że przewidywanie *„duchów"* w elektrodynamice kwantowej jest nieco mniej przekonywające. Oczywiście nie można logicznie wykluczyć możliwości, że do *„duchów"* mogą prowadzić nie wzięte pod uwagę stany w elektrodynamice kwantowej. Na razie musimy być zadowoleni z tego niekompletnego wyniku, gdyż nikt nie może podać pełniejszego. Zbierając te rozważania, można dokonać negatywnego twierdzenia, że nie ma bardzo przekonywających argumentów za istnieniem *„duchów"* w elektrodynamice kwantowej. Naturalnie uparci odpowiedzą, że nie ma dla nich dość przekonywających argumentów przeciw. „A więc mogą panowie myśleć o tym, cokolwiek chcą".

Sesja klasycznej fizyki mezonów π

Streszczenie referatu M. Goldbergera

Przeżyliśmy na początku okres czujnego oczekiwania, podczas którego przeprowadzano pierwsze doświadczenia rozstrzygające o naturze pionów. Okazało się, że piony są pseudoskalarami. Nastąpił potem okres milczenia teoretyków, kiedy to wykonywano pierwsze prace doświadczalne nad rozpraszaniem pionów.

Na odkrycie dużego przekroju czynnego (π — p) teoretycy odpowiedzieli hipotezą Brueckner a o przewadze w układzie pion-nukleon stanu 3/2 spinu izotopowego. Hipoteza ta uprzedzała nawet nieco fakty doświadczalne. Kiedy na podstawie analizy doświadczeń z Chicago i Columbia otrzymano skomplikowaną zależność przesunięć fazowych od energii, teoretycy znów znaleźli się w mroku. Chew podjął znów stary model rozciągłego źródła i wykazał, że zastosowanie do tej teorii przybliżenia Tamma-Dancoffa prowadzi do wyników zgodnych zasadniczo z głównymi danymi doświadczalnymi. Skutki tej pracy były jednak dość nieszczęśliwe, wywarła ona bowiem niezasłużone wrażenie odnośnie możliwości zastosowania przybliżenia Tamma-Dancoffa do relatywistycznych teorii pola. Wskutek tego w następnym okresie, który cechowała niepewność odnośnie danych doświadczalnych, teoretycy nurzali się w starych i nowych, kowariantnych i niekowariantnych rachunkach Tamma-Dancoffa, z których żaden nie wnosił nic nowego do naszego pojmowania zarówno doświadczeń, jak i teorii pola.

W ubiegłym roku jednak podczas konferencji w Rochester zanotowano kilka ważnych osiągnięć. Bethe podał swoje wyniki powtórnej analizy danych doświadczalnych dotyczących zagadnienia przesunięć fazowych. Na podstawie tej analizy oraz kilku niepewnych argumentów teoretycznych opartych na teorii Tamma-Dancoffa otrzymał on szczególny układ przesunięć fazowych, których cechą charakterystyczną był tak zwany *rezonans w stanie o spinie izotopowym 3/2 i spinie 3/2* (stan ten będziemy w dalszym ciągu oznaczać jako *stan (3,3)*. W przeciwieństwie do tego rozwiązanie Fermiego nie wykazywało tego rezonansu, ale mimo to w granicach błędów było zgodne z danymi doświadczalnymi. Bethe i Watson wykazali również, że fenomenologiczna analiza fotoprodukcji pionów może być łatwiej interpretowana na podstawie rezonansu w stanie (3,3). Chociaż ogólnie sądzono, że przesunięcia fazowe podane przez Bethego są poprawne, nie było zupełnie przekonywających argumentów teoretycznych, które by przemawiały za nimi. Jednak w ciągu kilku tygodni zagadnienie to zostało mniej lub więcej kompletnie rozwiązane, chociaż pozostała nadal

pewna liczba niepewnych punktów, o których będę mówił w dalszej części referatu.

Na zeszłorocznej konferencji Karplus i Ruderman donieśli o wstępnym zastosowaniu związków dyspersyjnych do zagadnienia rozpraszania neutralnych pionów. Anderson, Davidon i Kruse rozwinęli tę pracę używając związków dyspersyjnych dla naładowanych pionów, podanych przez Miyazawę, Oehme i Goldbergera. W szczególności opierając się na mierzonych całkowitych przekrojach czynnych wyliczyli oni (na podstawie teorii dyspersji) amplitudę rozpraszania wprzód jako funkcję energii mezonu i następnie porównywali otrzymane wyniki z amplitudami rozpraszania wprzód otrzymanymi na podstawie analizy przesunięć fazowych. Doszli oni do wniosku, że należy odrzucić wszystkie otrzymane poprzednio rozwiązania z wyjątkiem rozwiązania Bethego, które jest prawidłowe. Powrócimy jeszcze do krótkiej dyskusji podstaw teoretycznych związków dyspersji i innych związanych z nimi zagadnień.

Drugim ważnym osiągnięciem teoretycznym w ubiegłym roku, które również zostało po raz pierwszy podane na konferencji Rochester 1955, był nawrót do badań teorii mezonowej z obcinaniem (*cut-off meson theory*), oparty na podanym przez Lowa sformułowaniu problemów rozpraszania w teorii pola. Nie będę szczegółowo opisywał tej metody, ponieważ jest ona omawiana w ostatniej pracy Chew i Lowa i w artykule przeglądowym Wicka. Chciałbym tylko wymienić dwa ważne otrzymane wyniki: (1) jeżeli którekolwiek z przesunięć fazowych wykazuje rezonans, to odnosi się to do stanu (3,3); (2) w obszarze małych energii, poniżej kilkuset MeV, przesunięcia dla fali p spełniają następujące proste związki:

$$\frac{k^3}{\mu 2\omega^*} \operatorname{ctg} \delta_\alpha (\omega^*) = \frac{1}{\lambda_\alpha}\left(1 - \frac{\omega^*}{\omega_\alpha}\right)$$

gdzie

$$\lambda_\alpha = \frac{2}{3} f^2 \left\{-4, -1, 2\right\}; \quad \omega_\alpha = \left\{-\frac{5}{4}, -\frac{5}{4}, 1\right\} \omega_r ;$$

f^2 jest zrenormalizowaną, niezracjonalizowaną stałą słabego sprzężenia teorii pseudoskalarnej, a wskaźnik α odnosi się do stanów (1,1), (1,3) = = (3,3) w notacji (2I, 2J), gdzie I oznacza spin izotopowy, a J — całkowity moment pędu; k jest liczbą falową środka masy a $\omega^* = \sqrt{\mu^2 + k^2} + + k^2/2M$. Z analizy przesunięcia fazy (3,3), które jest, jak dotąd, jedynym z pewnością znanym, znajdziemy, że ω_r, tak zwana energia rezonansu wynosi około 2.1 μ; natomiast $f^2 = 0{,}081$.

Wskutek tego, że w teorii występuje obcinanie (*cut-off*), położenie rezonansu może być odpowiednio dobrane. Zależność od energii małych przesunięć fazowych oraz równość stanów (1,3) i (3,1) stanowią testy dla tego modelu. Dotychczasowe dane nie pozwalają na zastosowanie bardziej ostrego testu. P u p p i otrzymał jednak ostatnio pewne informacje odnośnie δ_{31}, które wydają się prowadzić do tego samego f^2, co poprzednio, nie ma jednak dotąd informacji o efektywnym zasięgu (*effective range*). Należy tu przeprowadzić bardziej dokładne badanie wpływu błędów na analizę przesunięć fazowych. Warto zauważyć, że wszystkie przesunięcia powinny być ujemne z wyjątkiem (3,3). Byłoby bardzo pożyteczne przeprowadzić doświadczenia polaryzacyjne dla dalszego ograniczenia tych przesunięć fazowych. (W ostatniej części T h i r r i n g podaje nowe wyniki teoretyczne odnośnie δ_{31}, oparte na modelu statycznym).

Jak dotąd, nic nie było powiedziane o przesunięciach fal *s* czy *d*. Jak wykazał O r e a r, w zakresie energii do 200 *MeV* fale *s* spełniają związki

$$k \operatorname{ctg} \delta_1 = \frac{\mu}{0.16}$$

$$k \operatorname{ctg} \delta_3 = \frac{\mu}{0.11}$$

Aż do energii 400 *MeV* nie ma realnych wskazówek o istnieniu fal *d*. Ten punkt był badany przez P u p p i e g o i D a v i d o n a. Model obcinania (*cut-off model*) nie mówi nic ani o falach *s*, ani o *d*, toteż prawie do ostatniej chwili nie było żadnych wiarygodnych wyliczeń teoretycznych tych wielkości. Dyskusja tych zagadnień wyprowadziła mnie już z dziedziny dobrze znanego, publikowanego materiału do nowszych i bardzo obiecujących ataków teoretycznych na zagadnienie rozpraszania mezon-nukleon.

Myślę tu o szerokim zastosowaniu związków dyspersyjnych do układu pion-nukleon. Przez związki dyspersyjne rozumiem związki analogiczne do słynnego wzoru K r a m e r s a-K r o n i g a, który wiąże część rzeczywistą amplitudy rozpraszania koherentnego światła wprzód z całką po całkowitym przekroju czynnym fotonu:

$$Re f(\omega) = Re\, f(0) = \frac{\omega^2}{2\pi^2} \mathrm{P} \int_0^\infty \mathrm{d}\omega' \frac{\sigma(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2}$$

przy czym $f(\omega)$ jest amplitudą rozpraszania wprzód w układzie laboratoryjnym, w którym tarcza (t a r g e t) znajduje się w spoczynku; $Re\, f(0)$ jest określona na podstawie rozważań wymiarowych i niezmienniczości L o r e n t z a. Wynosi ona $-e^2/M$, czyli tyle co amplituda T h o m s o n a.

Można wykazać, że ten związek jest konsekwencją mikroskopowej przyczynowości, która jest wyrażona w podstawach teorii pola przez żądanie, aby znikał komutator dwóch operatorów potencjału wektorowego wzięty w punktach przestrzenno-podobnych. Tutaj interesuje nas rozwinięcie tych wyników na przypadki nieznikającej masy spoczynkowej i rozpraszania w tył. Zaznaczę tu, że niezależnie od zasady przyczynowości trzeba tu zrobić pewne założenia odnośnie zachowania się elementów macierzowych przy wielkich częstościach i zastosować pewne cechy widma energetycznego oddziaływającego układu pion-nukleon. Najrostsze rozwiązanie polega na badaniu teorii zaburzeń. Można wykazać, że w dowolnym rzędzie przybliżenia amplituda ma swe konieczne własności. Można przyjąć punkt widzenia, że związki dyspersji stanowią zwięzły układ reguł zawierających wszystkie informacje wyrażane przez teorię pola, do dowolnego przybliżenia w teorii zaburzeń. Posunę się nawet nieco dalej i założę, że przedstawiają one dokładne wnioski z kwantowej teorii pola, wnioski, które należy sprawdzić doświadczalnie.

Jak wspomniano wyżej, pierwszym z testów sprawdzających te uogólnione związki było badanie wzorów rozpraszania pion-nukleon wprzód. Wzory te mogą być napisane w następującej formie:

$$\frac{D_-(k)+D_+(k)}{2}-\frac{D_-(0)+D_+(0)}{2}=\frac{f^2}{M}\frac{k^2}{k^2+\mu^2}+$$

$$+\frac{k^2}{2\pi^2}\int_0^\infty \frac{\mathrm{d}k'}{k'^2-k^2}\,\frac{(\sigma_-(k')+\sigma_+(k'))}{2}$$

$$\frac{D_-(k)-D_+(k)}{2}=\frac{2f^2}{\omega}+\frac{\omega}{2\pi^2}\int_0^\infty \frac{k'^2\,\mathrm{d}k'}{\omega'(k'^2-k^2)}\,\frac{\sigma_-(k')-\sigma_+(k')}{2}.$$

We wzorach tych D_+ (k) są częściami rzeczywistymi amplitud (w układzie laboratoryjnym) mezonów o danym znaku rozpraszanych przez protony; f^2 jest tą samą stałą sprzężenia, której używaliśmy wcześniej; $\omega = \sqrt{k^2+\mu^2}$, gdzie k jest liczbą falową mezonu w układzie laboratoryjnym; $\sigma_\pm$ są całkowitymi przekrojami czynnymi na wszystkie procesy. Należy zauważyć, że w równaniach pojawiły się dwa parametry, a mianowicie f^2 i $[D_-(0)+D_+(0)]/2$; odpowiada to przypuszczalnie faktowi, że w teorii występują dwie stałe: stała sprzężenia i stała renormalizacji rozpraszania mezon-mezon. Ta ostatnia stanowi jeden z najbardziej niejasnych punktów teorii mezonowej i jakiekolwiek informacje odnośnie oddziaływania mezon-mezon miałyby duże znaczenie dla wyjaśnienia tej sprawy. W pracy Andersona et al. użyte były parametry wzięte

z analizy fal p ($f^2 = 0.081$) i według Orear a: $[D_-(0) + D_+(0)]/2 = \left(1 + \frac{\mu}{M}\right)\left(\frac{2\delta_3 + \delta_1}{3k}\right) = -\frac{0.023}{\mu}$. Ostatnio Haber-Schaim użył drugiego z tych równań do określenia stałej sprzężenia zamiast, jak to było opisane wyżej, używać do tego analizy δ_{33}. Dyskutujemy to poniżej.

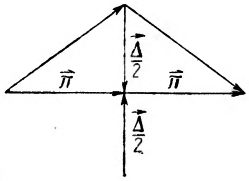
Związki dyspersyjne dla rozpraszania wtył mają nieco bardziej skomplikowaną budowę. Przybierają one najprostszą formę w układzie współrzędnych znalezionych trzydzieści lat temu przez Breita. W tym układzie pędy nukleonu przed i po zderzeniu są $\mp\frac{\vec{\Delta}}{2}$, a pędy mezonu $\vec{\pi} \pm \frac{\vec{\Delta}}{2}$

Wielkość $\vec{\Delta}$ określa ilość pędu przekazywanego w układzie środka masy, tzn. $\Delta^2 = 2k^2(1 - \cos\varphi)$, gdzie k jest liczbą falową, a φ kątem rozproszenia w tym układzie. W specjalnym układzie współrzędnych suma ($j = 1$) i różnica ($j = 2$) amplitud musi mieć formę:

$$M_j = A_j + i\vec{\sigma} \cdot \vec{\pi} \times \vec{\Delta} B_j,$$

gdzie A_j, B_j są funkcjami Δ^2 i energii mezonu ω_s w specjalnym układzie. Obie te zmienne mogą być podane przez definicję niezmienniczości. Na podstawie dobrze znanego twierdzenia wyrażającego symetrię wirtualnej emisji cząstki i absorpcji antycząstki można ustalić nieparzysto-parzysty charakter A_j, B_j jako funkcji ω_s dla ustalonego Δ^2.

Rzeczywiście mamy:



Rys. 2

$$A_1(-\omega_s, \Delta^2) = A_1^*(+\omega_s, \Delta^2)$$
$$B_1(-\omega_s, \Delta^2) = -B_1^*(\omega_s, \Delta^2)$$
$$A_2(-\omega_s, \Delta^2) = -A_2^*(\omega_s, \Delta^2)$$
$$B_2(-\omega_s, \Delta^2) = -B_2^*(\omega_s, \Delta^2).$$

Kompletne związki dyspersyjne dla każdej z tych wielkości są podane w uzupełnieniu. Napiszę tu jedno z tych równań, aby wskazać jedno z wielu możliwych zastosowań. Podstawmy zamiast ω_s

$$\nu = \omega_s \sqrt{1 + \frac{\Delta^2}{4M^2}}$$

$$Re\, B_1(\nu, \Delta^2) = \frac{2f^2}{\mu^2} \frac{(1 + \Delta^2/2\mu^2)}{\nu} + \frac{2\nu}{\pi} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{d\nu'}{\nu'^2 - \nu^2} \times Im\, B_1(\nu', \Delta^2).$$

Wyraźmy jeszcze ν w funkcji liczby falowej w układzie środka masy:

$$\nu = \frac{\sqrt{M^2 + k^2} \cdot \sqrt{\mu^2 + k^2} - \Delta^2/4}{M},$$

gdzie ν_0 jest większą z wartości 0 i $\mu - \Delta^2/4M$. Następnie, dla danej wartości Δ, pęd układu środka masy nie może być mniejszy niż pewna określona wielkość; musimy mieć sposób rozciągnięcia amplitudy pod znakiem całki na niefizyczny obszar całkowania. Ten punkt nie jest jeszcze całkowicie rozwiązany i nie będziemy go tutaj dyskutować. Możemy już jednak otrzymać nową informację kładąc $\Delta = 0$ lub też biorąc dowolną liczbę pochodnych i potem kładąc $\Delta = 0$. Otrzymujemy dokładne równanie zawierające inne kombinacje przesunięć fazowych niż te, które występują w związkach dla rozpraszania wprzód. Aby móc skorzystać z tego wyniku, należy wyrazić B przez wielkości doświadczalne, tzn. przez amplitudy w układzie środka masy, które z kolei dają się wyrazić przez przesunięcia fazowe będące w ogólności wielkościami zespolonymi. Jeżeli szukamy $Re\ B_j\ (\nu, 0)$ dla niezbyt dużych wartości ν, brak wiadomości o przesunięciach fazowych wysokich energii nie jest istotny i można na przykład używać pod całką rzeczywistych doświadczalnych przesunięć fazowych, o ile są one znane. W przypadku B_1 widać, że dla $\Delta^2 = 0$ zgadza się ono do rzędu $1/M^2$ z tym, co przyjęto definiować jako amplitudę przeskoku spinu (*spin-flip amplitude*) w układzie środka masy. Otrzymane równanie może być więc użyte wraz z danymi doświadczalnymi do określania stałej sprzężenia. Mamy nadzieję zbadać w związku z tym ograniczenia, jakie można nałożyć na małe przesunięcia fazowe fali p.

Gdy w granicy $M \to \infty$, otrzymujemy dokładnie równania Lowa dla modelu statycznego z tym, że oczywiście nie ma tu obcięcia. (Z tego powodu nie można powiedzieć, że model obcinania wynika z teorii relatywistycznej. Związek ten jest badany). Poza tym otrzymujemy układ równań fali s, które mogą być dokładnie rozwiązane. To ostatnie nie zostało jeszcze bezpośrednio przeprowadzone, ale wstępne badania wykazują, że obserwowana liniowa zależność od pędu wydaje się słuszna. Obecnie przewiduje się nieco bardziej skomplikowane zachowanie się (wprowadzono kilka poprawek 1/M; 1/2M jest czysto kinematyczne):

$$k \operatorname{ctg} \delta_1 = \frac{1}{\frac{2\lambda_3 + \lambda_1}{3} + 2\omega \frac{(\lambda_1 - \lambda_3)}{3}} \left[1 + k^2 \left(\frac{1}{k_1^2} + \frac{1}{2M} + \frac{6}{M} \frac{f^2}{\lambda_1}\right)\right]$$

$$k \operatorname{ctg} \delta_3 = \frac{1}{\frac{2\lambda_3 + \lambda_1}{3} - \omega \frac{(\lambda_1 - \lambda_3)}{3}} \left[1 + k^2 \left(\frac{1}{k_3^2} + \frac{1}{2M}\right)\right],$$

przy czym λ są długościami rozpraszania przy energii zerowej; znajdujemy również $1/k_1^2 = 0.08$, $1/k_3^2 = 0.04$. „Efektywne zasięgi" mogą być określone przez następujące równania:

$$\frac{1}{k_i^2} = -\lim_{\omega\to\mu}\frac{1}{4\pi^2\lambda_i}\int_{\mu}^{\infty}\frac{\mathrm{d}\omega'}{k'}\left(\frac{\sigma_i(\omega')}{\omega'-\omega}+A_{ij}\frac{\sigma_j(\omega')}{\omega'+\omega}\right),$$

gdzie $A_{ij} = \left(\begin{smallmatrix}1 & 2\\ 4 & -1\end{smallmatrix}\right)\frac{1}{3}$, przy czym górny wiersz odnosi się do $I = 3/2$, a dolny do $I = 1/2$; σ_i oznaczają całkowite przekroje czynne fali s. W celu ocenienia k_i^2 położono $\sigma_1 = 4\pi\dfrac{\lambda_1^2}{1+k^2\lambda_1^2}$. Drell i Zachariasen badali ostatnio statyczny model fali s oparty na hamiltonianie $\int\left[a\vec{\Phi}^2 + b\vec{\tau}\cdot\vec{\pi}\times\vec{\Phi}\right]\mathrm{d}^3\nu$. Wyniki były opisane przez Weisskopfa.

Chciałbym tu szczególnie podkreślić, że te równania typu dyspersyjnego dostarczają wniosków, które mogą być uważane za przewidywania teorii pola; sprawdzanie tych wniosków będzie wymagać bardziej dokładnych doświadczeń niż te, które przeprowadzano dotąd. Teoretycy znaleźli się wreszcie w przyjemnej sytuacji. Jestem przekonany, że każdy eksperymentator o gorącej krwi rzuci się do laboratorium, aby starać się otrzymać wyniki przeczące tym równaniom. Będzie to bardzo miłe, jeśli takie sprzeczności zostaną znalezione, gdyż naprowadzą one na trop granic obecnej teorii. Należy również zaznaczyć, że stale pozostaje wiele do zrobienia na przykład w takich dziedzinach, jak wyliczanie energii rezonansu itd; nie wystarczy tylko samo dostarczanie twierdzeń.

Program teoretyczny, który opisałem w związku z zagadnieniem rozpraszania mezon-nukleon, jest tylko początkiem bardziej obszernego programu związanego z bardziej skomplikowanymi procesami. Na przykład Nambu, Chew, Low i Goldberger wprowadzili dyspersyjne sformułowanie fotoprodukcji mezonów i otrzymali pewne interesujące wyniki. Omówię to za chwilę. Rozwijana jest również w Chicago metoda rozwiązywania zagadnienia dwóch nukleonów, które wygląda bardzo obiecująco.

Chciałbym zakończyć kilkoma uwagami o obecnych pracach z dziedziny fotoprodukcji pionów. Po pierwsze Corson otrzymał ostatnio wyniki dotyczące fotoprodukcji dodatnich pionów przy małych kątach, która wykazuje zdumiewiająco duży przekrój czynny. Osborne doniesie o pracach dotyczących produkcji zarówno mezonów naładowanych, jak i neutralnych. Jeden z wyników otrzymanych przez badaczy

Cal-Tech-u i *M.I.T.* mówi, że amplituda kwadrupolowa elektryczna jest znacznie mniejsza, niż to sądzili dawniej Walker, Watson et al.

Bernardini i współpracownicy badali prób produkcji pionów w wodorze oraz stosunek mezonów ujemnych do dodatnich w deuterze. Wyniki były bardzo starannie opracowane. Wartość wspomnianego stosunku otrzymana przez tych autorów wynosi około 2. Tak duża wartość jest zarazem przyjemna i niepokojąca: przyjemna jest dlatego, że usunięta została zasadniczo rozbieżność między wartością ($\lambda_1 - \lambda_3$) daną z rozproszenia i otrzymaną z fotoprodukcji pionów i efektu Panofsky'ego. Również stała sprzężenia otrzymana z twierdzenia Krolla-Rudermana zgadza się z wartością otrzymaną z rozpraszania. Jest ona jednak niepokojąca z teoretycznego punktu widzenia, bowiem teoretyczne badania dyspersyjne tego stosunku wykazują, że powinien on być dawany dobrze przez teorię zaburzeń, która daje wartość około 1,34. W rachunkach teoretycznych widać pewien błąd, polegający na przyjęciu określonego zachowania się elementów macierzowych przy wysokich częstościanach, jak to się zawsze robi w związkach dyspersyjnych. To może okazać się błędne. Badanie teorii zaburzeń czwartego rzędu potwierdziło słuszność początkowych przewidywań, chociaż nie jest to oczywiście dostatecznym sprawdzianem. To samo przypuszczenie zastosowano do zagadnienia fotoprodukcji neutralnych pionów (fala *s*) daje półilościową zgodność z doświadczeniem.

Na końcu chciałbym poruszyć sprawę ostatnich doświadczeń Casselsa. Zmierzył on jeszcze raz stosunek Panofsky'ego, który jest ilorazem stosunków:

$$(\pi^- - p) \to (\pi^0 + N) \Big/ (\pi^- - p) \to \gamma + N,$$

kiedy wychwyt następuje z orbity *K*. Stara wartość stosunku była $0.94 \pm \pm 0{,}20$. Nowa wartość wynosi 1.7 ± 0.3. Nie będę oczywiście dyskutował tych doświadczeń, chciałbym tylko zwrócić uwagę na związek istniejący między różnicą długości rozpraszania fali *s*, stosunkiem Panofsky'ego *p* i stosunkiem mezonów ujemnych do dodatnich *r*:

$$(\lambda_1 - \lambda_3)^2 \sim p \cdot r.$$

Przy $(\lambda_1 - \lambda_3) = \frac{0.27}{\mu}$ i starej wartości $p = 0.94$ Bernardini znalazł $r = 2.82 \pm 0.85$, czyli wartość zgodną z wynikami jego doświadczeń. Używając jednak nowej wartości $p = 1.7$ znajdujemy $r = 1.55$, z błędem dostatecznie dużym, aby uznać tę wartość za zgodną z teorią: sprawi to jednak Bernardiniemu pewien kłopot.

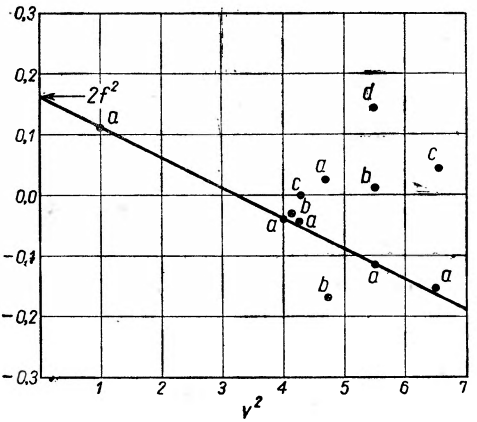
Podczas wykładu Goldberger doniósł o sztuczce użytej przez Haber-Schaima dla otrzymania stałej sprzężenia na podstawie związków dyspersyjnych.

Niech będzie $Re\, T_- = [D_-(k) - D_+(k)]/2$, gdzie wszystkie wielkości były już poprzednio zdefiniowane i odnoszą się do rozpraszania w przód. Podany powyżej związek dyspersyjny przekształciliśmy:

$$\omega\, Re\, T_-(\omega) - \frac{\omega^4}{2\pi^2}\int_\mu^\infty d\omega' \frac{k'}{\omega'^2(\omega'^2-\omega^2)} \frac{[\sigma_-(k') - \sigma_+(k')]}{2} =$$

$$= 2f^2 + \frac{\omega^2}{2\pi^2}\int_\mu^\infty d\omega' \frac{k^1}{\omega'^2} \frac{[\sigma_-(k') - \sigma_+(k')]}{2}.$$

Pierwsza całka jest bardzo szybko zbieżna. Można go więc otrzymać z istniejących danych przez obcięcie, powiedzmy, przy $\omega' = 10\ \mu$. Druga całka jest nie znana, wiemy jednak, że jest stała. Stąd więc zależność lewej strony równania od ω^2 jest linią prostą, a odcięta przy $\omega = 0$ daje f^2.



Rys. 3

Wyższość tej metody nad metodą efektywnego zasięgu polega na tym, że jest ona całkowicie relatywistyczna, używa linii prostej i wymaga niewielkiej ekstrapolacji, aby dojść do $\omega = 0$ (ze względu na to, że zmienną niezależną jest ω^2, a nie ω).

Wykres podany jest na rys. 3. Wartość otrzymana na f^2 wynosi 0.082 ± 0.015.

Sesja poświęcona antynukleonom

Streszczenie referatu E. Sègrego

Istnienie antyprotonu było już od dawna przewidywane przez teorię. Przeprowadzono wiele prób znalezienia antyprotonów w promieniowaniu kosmicznym. Badacze promieni kosmicznych donieśli jednak tylko o trzech przypadkach, które można było interpretować jako antyprotony. We wszystkich jednak tych przypadkach brak było dostatecznych danych, aby bez wątpliwości ustalić naturę badanej cząstki. Przy-

padki te były podane przez Cowana*) (Phys. Rev. **94**, 161, 1954), Bridge et al. (Phys. Rev. **95**, 1101, 1954) i Amaldiego et al. (N. Cim. **1**, 492, 1955).

Doświadczalne odkrycie antyprotonu w bewatronie polegało na określeniu jego ujemnego ładunku i masy równej masie protonu. W tych samych doświadczeniach określano częstość produkcji antyprotonów w miedzi (w porównaniu z mezonami π^-) jako funkcję energii krążącego strumienia protonów (badano w ten sposób energię progową produkcji antyprotonów). Fakt, że w doświadczeniu antyprotony przelatują 80 stóp z prędkością 0,78 c, stanowi pewną wskazówkę co do ich stabilności. Doświadczenia te już były opisywane w publikacjach. Wspomniane wyżej wyniki i opis urządzenia znajdzie czytelnik w pracy Chamberlaina et al. (Phys. Rev. **100**, 947, 1955).

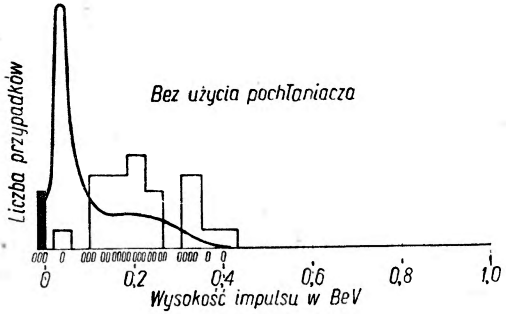
Trzeba jednak podkreślić, że jedną z największych trudności tego doświadczenia jest to, że każdemu antyprotonowi towarzyszy tło około 50 000 mezonów π^-. W związku z tak dużym tłem detekcja antyprotonów wymagała ostrej dyskryminacji.

Procesy anihilacji badano prostą i szybką metodą kierując antyprotony do licznika Czerenkowa ze szkła ołowiowego (Brabant et al. Phys. Rev. **101**, 498 (1956) oraz Brabant et al. UCRL — 3302), gdzie można zarejestrować impulsy Czerenkowa wywołane przez ulewy powstałe w procesach anihilacji. Licznik był wykalibrowany przy użyciu mezonów π. Rozkład wysokości impulsów dla pionów i antyprotonów jest podany na rysunku 4. Rozkład dla antyprotonów, jak widać z histogramu, różni się wyraźnie od rozkładu dla mezonów π, który przedstawia ciągłą krzywą. Nowsza krzywa podana przez Brabanta et al. UCRL — 3302, daje impulsy dla antyprotonów aż do energii 1.1 *GeV* z niedokładnością około 30% (wskutek błędów kalibracji). Warto zauważyć, że impulsy Czerenkowa reprezentują dolne granice wydzielonej energi, gdyż cząstki neutralne oraz cząstki powolne wymykają się obserwacji.

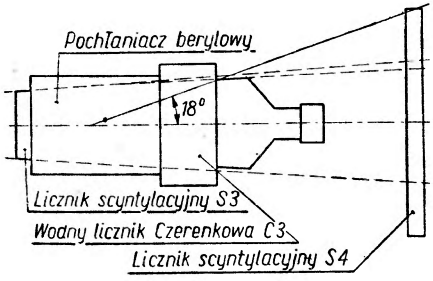
Było wiele wskazówek, że antyprotony mają anomalnie duży przekrój czynny na absorpcję przez materię. „Po pierwsze mówił to już Teller". Wydawało się również, że antyprotony nie osiągają drugiej połowy licznika Czerenkowa ze szkła ołowiowego. Postanowiono mierzyć całkowity przekrój czynny osłabiania strumienia antyprotonów. Schemat przyrządu podany jest na rysunku 5. Detektor ten był umieszczony w strumieniu antyprotonów o pędzie 1.19 *GeV/c*. Antyprotony wchodzą do scyntylatora z plastyku *S3* mając energię 497 $\pm$ 10 *MeV* i prędkość

*) Przypadek Cowana lepiej jest interpretować jako rozpad z wtórnymi cząstkami: ujemnym elektronem i dodatnim mezonem.

$\beta = 0{,}75$. Następnie przechodzą do pochłaniacza wykonanego z berylu i miedzi. Wodny licznik Czerenkowa *C3* posiada próg przy $\beta = 0.75$, a więc nie rejestruje protonów, które przechodzą przezeń bez anihilacji. *S4* oznacza drugi scyntylator z plastyku.



Rys. 4



Rys. 5

Jeżeli więc antyproton przejdzie bez przeszkód przez całe urządzenie, da on sygnały w *S3* i *S4*, ale nie da sygnału w *C3*. Jeśli dozna on elastycznego rozproszenia, to wywoła sygnał w *S3*, natomiast nie da sygnału w *C3* czy *S4*. Jeżeli wreszcie ulegnie anihilacji wywołując emisję szybkich cząstek naładowanych, to da sygnał w *S3*, *C3* i prawdopodobnie w *S4*, zależnie od kierunku lotu naładowanych cząstek. Jest co prawda możliwe, że produkty wytwarzane w procesie anihilacji będą wysłane w takich kierunkach, że miną *C3* i *S4*. Wydaje się to jednak mało prawdopodobne. Z tego względu w doświadczeniu otrzymuje się dolną granicę przekroju czynnego na anihilację. Kąt obejmowany przez licznik *S4* wynosi 18° przy pochłaniaczu berylowym i 12° przy pochłaniaczu miedzianym. Kąty te wybrano tak, aby można było zaniedbać rozpraszanie dyfrakcyjne.

Wyniki dla miedzi i berylu podane są w tabeli 1. Przy użyciu tej samej aparatury mierzono również całkowity przekrój czynny osłabiania strumienia dodatnich protonów. Z piątego wiersza tabeli widzimy, że stosunek $\sigma_{p^-}/\sigma_{p^+}$ jest bardzo bliski 2 zarówno dla miedzi, jak i dla berylu. W ostatnim wierszu podane są dolne granice ułamka antyprotonów, które uległy anihilacji. (Dokładny opis tych doświadczeń można znaleźć w pracy Chamberlaina et al. UCRL 3327).

Tabela 2 zawiera zestawienie wstępnych danych odnośnie przekroju czynnego antyprotonów na oddziaływanie. Dane te otrzymane były z emulsji jądrowych. Należy zauważyć, że statystyka nie jest dostateczna: podane są tylko 2 przypadki rozpraszania i 12 przypadków anihilacji. Te wstępne dane emulsyjne wskazują jednak również na przekrój czynny znacząco większy od geometrycznego.

Tabela 1

Materiał	*Cu*	*Be*
Energia kinetyczna	500 — 350 *MeV*	500 — 400 *MeV*
Kąt graniczny	13°	19°
Przekrój czynny osłabiania strumienia p^+	0,78 ± 0,07 *b*	0,178±0,013 *b*
Przekrój czynny osłabiania strumienia p^+	1,58 ± 0,22 *b*	0,365 ± 0,059 *b*
Geometryczny przekrój czynny ($r_0 = A^1/_3$)	0,84 *b*	0,23 *b*
Stosunek σ_p^-/σ_p^+	2,02 ± 0,33	2,05 ± 0,36
Część zanihilowana (dolna granica)	65%	51%

Tabela 2

Przekrój czynny oddziaływania antyprotonów w emulsjach jądrowych (dane z dnia 28 marca 1956)

ΔR_p — *cm*	ΔT_p — *MeV*	*L cm*	$N_{anihil.}$	$N_{rozpr.}$ (> 20°)	λ *cm*	r_0
0,2 — 3,6	20 — 110	61,5	6	1	8,8	2,5
3,6 — 10	110 — 200	145,5	6	1	20,7	1,6
0,2 — 10	20 — 200	196	12	2	14 ± 4,5	1,9 ± 0,3

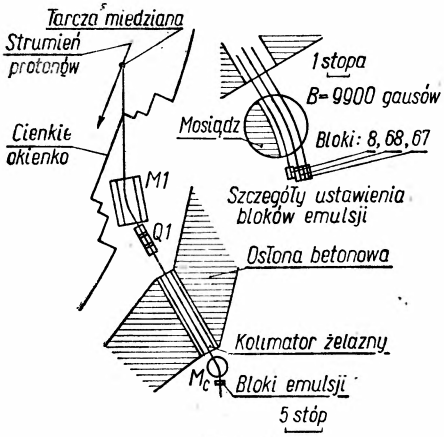
$$\sigma = \pi (r_0 10^{-13} A^{1/3})^2$$

Pierwsze naświetlanie emulsji wykonano przy użyciu pierwszej połowy (jednego odchylającego magnesu i jednej soczewki magnetycznej) układu używanego w doświadczeniach z antyprotonami Chamberlain et al. Ponieważ zasięg antyprotonów z wybranego strumienia był znacznie większy niż długość bloków emulsji, przed emulsjami ustawiono pochłaniacz miedziany o grubości 132 g/cm^2. W ten sposób antyprotony były spowolnione do tego stopnia, że ich tory kończyły się w emulsji. Naświetlanie emulsji było wykonywane, zanim jeszcze wiedziano o tak dużym przekroju czynnym na absorpcję antyprotonów. W wyniku długiego przeszukiwania klisz znaleziono tylko jedną gwiazdę wytworzoną przez antyproton (patrz Chamberlain et al. oraz Amaldi et al. Phys. Rev. **101**, 909 (1956), N Cim. w druku i UCRL — 3224).

Taka mała wydajność jest zrozumiała ze względu na to, że przekrój czynny na absorpcję jest w miedzi około 2 razy większy od geometrycznego. Zaplanowano więc nowe warunki naświetlania, przy których: (1) przed blokiem nie umieszczano żadnego absorbenta, (2) tory antyprotonów kończyły się w emulsji i (3) tory antyprotonów łatwo było odróżnić od torów mezonów dzięki innej gęstości ziarna przy wejściu do bloku. Dla tego celu trzeba było wydzielić antyprotony o mniejszym pędzie za

cenę większego tła mezonów $\pi^-(5 \times 10^5)$ niż przy większych pędach. W doświadczeniach tych pęd antyprotonów wynosił 700 *MeV/c* zamiast 1090 *MeV/c*. Warunki geometryczne naświetlania pokazane są na rysunku 6. Naświetlone klisze były podzielone między kilka grup w Berkeley i grupę w Rzymie.

Ogólna ilość znalezionych gwiazd wynosi 27, przy czym nie wszystkie przypadki zostały dotąd przeanalizowane. Przy przeszukiwaniu klisz chodziło głównie o znalezienie gwiazd, w których energia widzialna byłaby większa niż 938 *MeV*, to bowiem byłby najważniejszy sprawdzian, czy dana gwiazda powstała wskutek anihilacji.



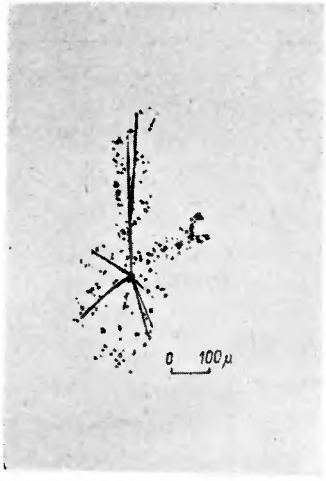
Rys. 6

Na rysunku 7 pokazana jest gwiazda znaleziona w Rzymie pochodząca z pierwszej ekspozycji. Energia widzialna poszczególnych torów gwiazdy podana jest w tabeli 3. Całkowita energia widzialna wynosi 826 *MeV*. Minimalna dodatkowa energia otrzymana z nierównoważenia się pędów (520 *MeV/c*) wynosi 65 *MeV*, tak że całkowita wydzielona energia wynosi co najmniej 891 *MeV*. Wartość ta jest bardzo bliska 938 *MeV*, ale nie stanowi to jeszcze bezwzględnego sprawdzianu procesu anihilacji.

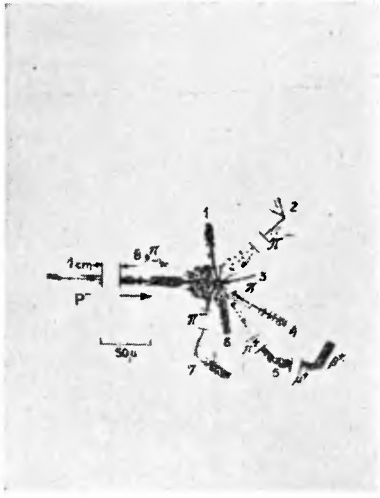
Tabela 3
Gwiazda antyprotonowa RBI

Tor	Identyfikacja	energia kinetyczna *MeV*	energia widzialna *MeV*
a	π	332	472
b	π	57,5	197
c	p	32,3	40
d	p?	15,0	23
e	p?	7,6	16
f	p?	5,5	13
g	p?	31,4	39
h	p?	5,5	14
i	p?	3.6	12
całkowita energia widzialna			826
minimalna energia z niezrównoważenia się pędów (520 *MeV/c*)			65
energia wydzielona wynosi conajmniej			891

Rysunek 8 przedstawia inną gwiazdę z drugiej ekspozycji. W tym przypadku antyproton zatrzymuje się i daje gwiazdę (obserwator A. K. Ekspong). Wyniki pomiarów tego przypadku podane są w tabeli 4.

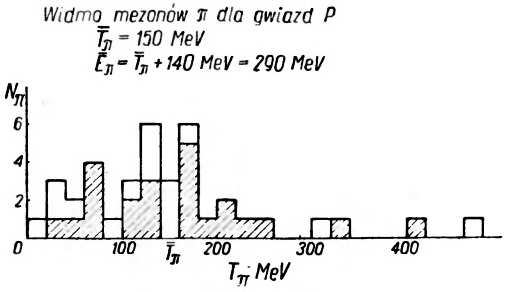


Rys. 7



Rys. 8

Z tabeli tej widać, że w tym przypadku wydzielona energia widzialna jest znacznie większa niż 938 *MeV*. Gwiazda ta została więc na pewno wytworzona w procesie anihilacji.



Rys. 9

Na rysunku 9 pokazane jest widmo energetyczne mezonów π z gwiazd antyprotonowych. Średnia energia kinetyczna wynosi 150 *MeV*.

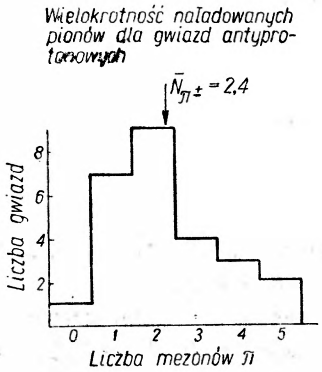
Rysunek 10 przedstawia wielokrotność mezonów π emitowanych z gwiazd antyprotonowych. Średnia wielokrotność wynosi $N\pi^{\pm} = 2.4$. Ładunek mezonów π jest zwykle nieznany, gdyż przeważnie wychodzą one z bloku emulsji. Udało się określić ładunek jedynie 6 spośród 50 obserwowanych mezonów π. Pięć z tych mezonów miało ładunek ujemny, o jeden — dodatni.

Tabela 4

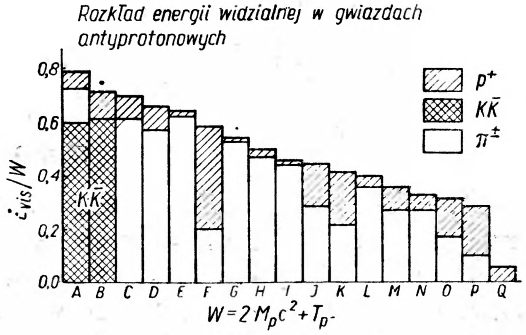
Wyniki pomiarów na ośmiu torach gwiazdy antyprotonowej przedstawionej na rys. 8

Numer toru	Zasięg mm	Liczba prześledzonych klisz	Kąty		p Me V/c	Jonizacja g/g_0
			zagłębienia	płaski		
1	0,59	2	$-56{,}5°$	103°		
2	27,9	11	$+6{,}5$	61,5		
3	>50	81	$-73{,}5$	14,5	250 ± 45	$1{,}10 \pm 0{,}04$
4	$>14{,}2$	16	$+53$	318,5		
5	6,2	3	$+4$	305,5		
6	9,5	15	$-63{,}6$	281		
7	18,6	30	$-83{,}5$	255		
8	$>22{,}3$	16	$+33$	163	190 ± 30	
		identyfikacja		energia kinetyczna		energia całkowita
1		p?		10 *MeV*		18 *Me V*
2		π^-		43		183
3		π?		174 ± 40		314 ± 40
4		p?		70 ± 5		78 ± 5
5		π^+		30 ± 6		170 ± 6
6		T?		82		98
7		π^-		34		134
8		π?		125 ± 25		265 ± 25
całkowita energia widzialna						1300 ± 50 *Me V*
dodatkowa energia z nierównoważenia się pędów						> 100 *Me V*
całkowita energia wydzielona						$> 1400 \pm 50$ *Me V*

Na rysunku 11 podany jest rozkład energii widzialnej obserwowanych gwiazd antyprotonowych, przy czym zaznaczone są przyczynki od



Rys. 10

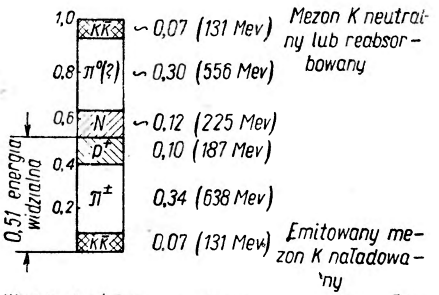


Rys. 11

poszczególnych cząstek. Energia była normalizowana do wielkości $W = 2M_p c^2 + T_{p^-}$, gdzie T_{p^-} jest energią kinetyczną antyprotonu. Ro-

biono to nawet wtedy, gdy T_{p^-} było małe, ponieważ niektóre z gwiazd zostały wytworzone przez antyproton w locie. Warto zauważyć również, że w dwóch przypadkach wytworzone były cząstki K. Możliwe, że jedna z tych cząstek została zidentyfikowana błędnie jako mezon K. Obie cząstki wychodzą z bloku emulsji. Przy obliczaniu ich energii brano pod uwagę, że zostały one wytworzone równocześnie z drugą cząstką.

Średnie wartości energii wynoszonej przez różne cząstki podane są na rysunku 12. Tu również przeprowadzono normalizację do wartości $W = 2M_pc^2 + T_{p^-}$. Trzeba zauważyć, że energia dostępna dla mezonów π zależy od liczby obserwowanych mezonów K. Ponieważ liczba ta nie jest dokładnie znana (1 lub 2), energia dostępna dla π° nie jest dokładnie określona.



Rys. 12

Innym interesującym zjawiskiem byłaby wymiana ładunku. Istnienie takiego zjawiska dawałoby metodę znajdowania antyneutronów. Można by przepuszczać antyprotony przez materię i następnie szukać dużych gwiazd wytworzonych przez cząstki neutralne. Dotąd znaleziono jednak tylko jeden taki przypadek i to bardzo wątpliwy (w bloku naświetlanym antyprotonami o większej energii). Wydaje się, że wymiana ładunku może zachodzić z częstością 5—10%. Następny blok emulsji naświetlono antyprotonami o energii 1.2 *GeV*. Nie został on jednak jeszcze dotąd poddany analizie.

H. B. G. Casimir
profesor Uniwersytetu w Lejdzie,
dyrektor działu fizyki w Laboratorium Badawczym Philipsa
w Eindhoven

Perspektywy fizyki europejskiej*

Jakkolwiek bardzo sobie cenię zaproszenie do zabrania głosu na tej podniosłej uroczystości, to jednak w miarę jak zbliżał się dzisiejszy dzień czułem się coraz bardziej zakłopotany, zastanawiając się, co mam powiedzieć. Moglibyście pomyśleć, że to jest zwykły los bardzo zajętego człowieka, który ma zły zwyczaj odkładania wszystkiego na ostatnią chwilę. Wydaje mi się jednak, że przyczyny mojego niepokoju są natury bardziej zasadniczej. Przyszło mi na myśl, gdy zastanawiałem się nad przyszłością europejskiej fizyki, że w Europie przy podobnej okazji jak dzisiejsza prawie na pewno poproszono by, abym przedstawił ten czy inny aspekt rozwoju fizyki w ciągu ubiegłych dwudziestu pięciu lat. Przyszłoby mi to z łatwością, a przy końcu przemówienia zrobiłbym kilka niepewnych i mglistych uwag o kierunkach przyszłego rozwoju. Niech wolno mi więc będzie rozpocząć od złożenia gratulacji Amerykańskiemu Instytutowi Fizyki nie z powodu jego wkładu w rozwój fizyki amerykańskiej w ciągu ubiegłych 25 lat, lecz dlatego, że nawet w dniu takim, jak dzisiejszy Instytut nie chce spocząć na laurach, a tych kilka chwil spokojnych refleksji pragnie poświęcić spojrzeniu w przyszłość. Kto wie, czy nasza tendencja powracania do przeszłości nie pozbawiła częściowo fizyki europejskiej jej impetu? Jakkolwiek by było, ja nie mogę wyzwolić się z mego europejskiego pochodzenia i wydaje mi się, że jedyną formą, w jakiej mogę brać udział w dyskusji nad przyszłością, jest przedstawienie moich osobistych poglądów na dominujące tendencje rozwojowe bieżących lat.

---

* Przemówienie wygłoszone na obchodzie dwudziestopięciolecia Amerykańskiego Instytutu Fizyki, opublikowane w czasopiśmie *Physics Today* 9, No 4, 1956.
Przemówienie H.B.G. Casimira stanowi niezwykle interesujący głos w aktualnej dyskusji na temat organizacji badań naukowych i nauczania. Autor daje oczywiście wyraz swoim poglądom, które mogą niezupełnie pokrywać się z poglądami Redakcji.

Z jakiegokolwiek punktu widzenia spojrzeć by na fizykę, nie można zaprzeczyć, że ubiegłe 25 lat było świadkiem nadzwyczajnej ekspansji, która i dziś odbywa się z nie mniejszą prędkością. Czy weźmiemy pod uwagę objętość publikacji, czy liczbę ludzi zajętych pracą badawczą, czy liczbę instytucji, gdzie prowadzone są te badania, bądź też ich środki techniczne i finansowe, to obraz będzie zawsze ten sam. Na czoło wysuwają się badania cząstek jądrowych i nieznanych pól, prowadzone za pomocą coraz to potężniejszych narzędzi, ale również prowadzone są prace we wszystkich dziedzinach pobocznych. Fizykom następuje na pięty, a czasami nawet wyprzedza ich, technologia, która chwyta wyniki badań naukowych i buduje na nich podstawy materialne dzisiejszej kultury. Rozwój ten był najwidoczniejszy w Stanach Zjednoczonych i można sądzić, że centrum badań fizycznych przesunęło się z Europy do Ameryki.

Aby móc powiedzieć coś o przyszłości, trzeba zrozumieć przyczyny tego względnego upadku fizyki europejskiej. Postaram się przedyskutować bardziej szczegółowo czynniki wpływające na stan fizyki w danym kraju.

Przede wszystkim mamy sprawę ogólnej sytuacji ekonomicznej i ogólnego poziomu technicznego. Być może, że to co mówię brzmi bardzo materialistycznie, ale nie można zaprzeczyć, że sprawa pieniędzy ma ogromne znaczenie. Ilość badań, rozumie się, musi być z grubsza proporcjonalna do funduszów wydanych na ich prowadzenie. To prawda, że bardzo ważne prace były i będą nieraz prowadzone przy pomocy ograniczonych środków, ale również jest prawdą, że w wielu dziedzinach nowoczesnej fizyki niemożliwa jest w ogóle jakakolwiek praca bez dużej ilości przyrządów. Takie badania wymagają dużych funduszów, nawet gdy sami fizycy godzą się żyć z nadzwyczaj skromnych dochodów. Brak poparcia finansowego badań i rozsądnych osobistych perspektyw materialnych zniechęci obiecujących młodych naukowców i popchnie ich na inne drogi. Mogę jednak powiedzieć, że w zasadzie w Europie rośnie gotowość finansowania badań naukowych, chociaż można się jeszcze spotkać ze stanowiskiem, które w sposób uderzający sformułował jeden z czołowych polityków francuskich: „badania naukowe są modą, która przeminie."

Ogólny poziom techniczny jest równie ważny, jak sprawy finansowe. Zdaje sobie z tego sprawę każdy, kto próbował rozpocząć badania w kraju technicznie nierozwiniętym. Nowoczesny rozwój techniki stworzył środki porozumiewania się i transportu, które kompensują odległości geograficzne, ale równocześnie podkreślił on różnice między krajami rozwiniętymi i nie rozwiniętymi technicznie. Życie współczesne stało się bardzo skomplikowane. Trudno jest rozpocząć rozwijanie techniki w kraju, gdzie nie ma zaplecza naukowego, ale jeszcze trudniej jest rozpocząć war-

tościowe badania fizyczne bez dostatecznego oparcia o technikę. Rządy krajów bądź organizacje popierające naukę, nie zawsze przywiązują do tego dostateczną wagę. Powątpiewałbym w rezultaty badań z fizyki jądrowej rozpoczętych w ośrodku, który nie opanował sztuki projektowania prostych transformatorów, jak również wahałbym się, czy importować mikroskop elektronowy, dopóki zwykła mikroskopia nie osiągnęłaby zadowalającego poziomu. To prawda, że taka fasada może stać się początkiem imponującego budynku, ale jest bardziej prawdopodobne, że rozleci się ona w kawałki, gdy tylko zostaną usunięte sztuczne rusztowania.

Na szczęście Europa nie jest wcale zacofana technicznie, chociaż przypada tam zapewne mniej samochodów, lodówek, odbiorników telewizyjnych i pralni elektrycznych na głowę ludności niż w Stanach Zjednoczonych. Istnieje jednak w Europie czynnik, który bardzo utrudnia pełne wykorzystanie środków technicznych — czynnikiem tym są granice państwowe. Nie chciałbym przesadzać — w Holandii można kupić niemiecki mikroskop, szwajcarski katetometr, francuski kompresor, szwedzką pompę molekularną czy angielski spektrograf kwarcowy, ale procedura zakupu jest powolna i kłopotliwa, szczególnie gdy chodzi o przyrządy drobniejsze. Nie mam zamiaru sugerować tu, że europejskie rządy i urzędy celne odnoszą się nieprzychylnie do nauki; przeciwnie, nieraz są bardzo pomocne, ale przepisy są przepisami i tak długo, aż Europa zachodnia nie stanie się całością ekonomicznie (a Bóg wie, czy taki dzień kiedykolwiek nastąpi), będziemy znajdować się w gorszym położeniu niż Stany Zjednoczone.

Granice polityczne w podobny sposób utrudniają wymianę fizyków. Dziś stosunki międzynarodowe wśród naukowców są zadziwiająco dobre. Bardzo dużo robi się dla organizowania sympozjonów, stypendiów opartych na zasadzie wymiany, „gościnnych" profesur itp., ale nadal jeszcze jest raczej czymś niezwykłym, aby komuś np. z Włoch zaproponować posadę w Szwecji. Mógłby on zresztą wahać się z przyjęciem tej propozycji ze względu na trudności związane z przeniesieniem się całej rodziny, a w szczególności z kształceniem dzieci. Nie przypuszczam, aby ktoś z Pennsylvanii miał podobne zahamowania, jeśli chodzi o przeniesienie się do Massachusetts.

Prowadzi nas to do innego zagadnienia: ogólnej atmosfery politycznej. Wielu z was pamięta, jak w latach dwudziestych i wczesnych trzydziestych niemiecki był panującym językiem w fizyce. Były to dni „Handbuchu der Physik", klasycznych podręczników Hermanna W e y l a i innych równie klasycznych książek. Pamiętam, jak wkrótce po dojściu Hitlera do władzy panującym językiem międzynarodowym stał się angielski i jak my, młodzież mniejszych narodów, po zadaniu sobie wiele

trudu z opanowaniem poważnych trudności gramatyki niemieckiej, teraz musieliśmy zadawać sobie nie mniej trudu z anomaliami wymowy angielskiej. Przyjęcie angielskiego jako ogólnego języka naukowego jest według mnie lepszym rozwiązaniem problemu lingwistycznego niż jakikolwiek sztucznie stworzony język miedzynarodowy. Jest zadziwiającym faktem, że nawet źle wymawiany i wadliwy gramatycznie angielski jest użytecznym środkiem porozumiewania się, a Anglicy i Amerykanie, chociaż na ogół, nie wyróżniają się swobodą w mówieniu obcymi językami, to jednak nauczyli się z wdziękiem przyjmować znęcania się obcokrajowców nad ich ojczystym językiem.

W r. 1939 upadek fizyki niemieckiej był zupełny i my przedstawiciele mniejszych narodów zwróciliśmy się ku Anglii i Stanom Zjednoczonym jako głównym ośrodkom badań naukowych.

Powinniśmy być wdzięczni zarówno Anglii, jak i Ameryce za okazaną mądrość wyrażającą się w zapewnieniu schronienia licznym naukowcom z kontynentu europejskiego i w przyjęciu do własnej kultury naukowej i systemu wyższego nauczania wielu cennych tradycji europejskich. Równocześnie byliśmy jednak świadkami innej zmiany. Fizyka europejska była w dużej mierze oparta na, jak nazwałbym to żartobliwie, systemie „Herr Geheimrat'a" — całkowita kontrola laboratorium i kierownictwo wszystkich prac danego ośrodka spoczywało w rękach jednego tylko profesora, otoczonego przez kilku ambitnych, a w gorszym przypadku na wpół zasuszonych „Privat Dozent'ów", niecierpliwie oczekujących na zajęcie katedry profesora, oraz przez pewną liczbę posłusznych i wielbiących go doktorantów. Oczywiście ja tu szkicuję karykaturę; trzeba przyznać, że w najlepszej swojej formie system ten dawał doskonałe rezultaty, szczególnie gdy Herr Geheimrat był nie tylko wielkim uczonym, lecz również człowiekiem, który po ojcowsku troszczył się o swoich uczniów i który był przykładem ogólnej kultury i umiłowania swego zawodu. Aby wyjaśnić co mam na myśli, wystarczy, bym wymienił taki przykład, jak Sommerfeld. Okazuje się jednak, że system ten przeżył sam siebie i że miejsce jego winien zająć system pracy zespołowej większej bądź mniejszej liczby równorzędnych osób. W rzeczywistości różnorodność nowoczesnych badań, złożoność obecnej aparatury i ogólne problemy natury administracyjnej są tego rodzaju, że trudno byłoby znaleźć „Herr Geheimrat'a" do pełnienia roli absolutnego, jakkolwiek oświeconego, monarchy w wielkim nowoczesnym laboratorium.

W tak rozumianej pracy zespołowej Anglia od dawna wyprzedzała kontynent europejski, a Cavendish Laboratory z czasów Rutherforda jest tego wspaniałym przykładem. Ale Rutherford był jednym z największych uczonych, jacy kiedykolwiek żyli. Podobnie Niels Bohr,

który stworzył w Kopenhadze imponujący międzynarodowy ośrodek wymiany myśli. Nowoczesny kierownik zakładu, który niekoniecznie jest genialnym naukowcem, chociaż powinien być bardzo kompetentnym, i który umie budować i rządzić zakładem z umiarem i mądrością, jest typowym zjawiskiem amerykańskim — takim właśnie ludziom fizyka amerykańska zawdzięcza prawie równie wiele, co wielkim artystom naukowym. W tym właśnie względzie my ludzie ze starego świata mamy jeszcze wiele do nauczenia się, a uczymy się stale zbyt wolno.

Pouczającym będzie przyjrzeć się w tym świetle jednej z wielkich postaci przeszłości. Mój ziomek Kamerlingh Onnes wyprzedzał pod wieloma względami swoje czasy. Był oczywiście dobrym fizykiem, ale spośród tych, którzy go znali, nie spotkałem nikogo, kto uważałby go za szczególnie wybitnego. Jego zasługą było, że w czasach, gdy uniwersytety zadowalały się tak zwanym gabinetem fizycznym, on stworzył organizację przemysłową w pełni wyekwipowaną w potężną aparaturę, pierwszorzędnych techników i praktykantów. Niestety Kamerlingh Onnes nie posiadał tak szerokiego spojrzenia ani wielkości charakteru, aby zachęcać do badań innych naukowców poza sobą i dlatego pozostawił po sobie tylko narzędzie do badań podczas, gdy mógł stworzyć wielką szkołę.

Europejski system „Herr Geheimrat'a" wytwarza dwie cechy: kierownik administracyjny ośrodka badawczego uważa, że jest sprawą jego prestiżu, aby miał ostatnie słowo również w sprawach naukowych, a przeciętny fizyk europejski nie chce uznać autorytetu człowieka, którego zdolności naukowe ceni niżej od swoich. Na szczęście widzimy już chęć przezwyciężenia tych tendencji, szczególnie w organizacjach nieuniwersyteckich, jak CERN czy na mniejszą skalę holendersko-norweski ośrodek reaktorowy oraz w organizacjach przemysłowych różnych krajów.

W uniwersytetach kontynentu europejskiego bardzo słabo jeszcze odczuwa się tę zmianę. W rzeczywistości uniwersytety europejskie napotykają bardzo wiele trudności. Aby utrzymać swoją pozycję, będą musiały zwalczyć własną napuszoność i brak autokrytycyzmu. Sytuacja przedstawia się różnie w różnych krajach, ale wszędzie są tradycje i instytucje, które z pożytkiem można by zmienić. Zanim to się jednak stanie, większość funduszów może zostać skierowana do instytucji nieuniwersyteckich, które mogą być w pewnym sensie bardziej sprawne i lepiej wyposażone, by dawać sobie radę z problemami administracyjnymi nowoczesnych badań, a między innymi z zagadnieniem wymiany międzynarodowej. Uniwersytety muszą również współzawodniczyć z przemysłowymi laboratoriami badawczymi w zdobywaniu kadr. W tych warunkach istnieje, bynajmniej nie urojone, niebezpieczeństwo, że rządy bądź inne organizacje subwencjonujące będą się starały zredukować uniwersytety do in-

stytucji czysto nauczających. Takie tendencje wynikają oczywiście z zupełnego niezrozumienia istoty wyższego nauczania. Musimy podnosić protest za każdym razem, gdy tylko zaczyna się oddzielać nauczanie od pracy badawczej. Istnieje tylko jedna forma wyższego nauczania, a jest nią dopuszczenie studenta do udziału w rzeczywistej pracy badawczej wykonywanej pod opieką zdolnego kierownika. Pozwolę sobie w tym miejscu zabrać na chwilę głos jako dyrektor laboratorium przemysłowego: jest to jedyna forma wykształcenia, która mnie jako pracodawcę interesuje.

Jest moim głębokim przekonaniem, że mimo tak ważnych przedsięwzięć, jak międzynarodowe laboratorium w Genewie i mimo cennych przyczynków do naszej wiedzy wnoszonych przez badawcze laboratoria przemysłowe, rzeczywiście fundamentalne i nowe idee winny wychodzić z uniwersytetów.

Jest w dzisiejszej fizyce europejskiej sprawa, która mnie bardzo niepokoi, a której przyczyny nie bardzo rozumiem — jest nią mianowicie stosunkowy brak fizyków teoretyków. Oczywiste jest, że wojna stworzyła pewne cofnięcie się w możliwościach pracy doświadczalnej, ale teoria potrzebuje przecież tylko ołówka i papieru. To oczywiście nie jest zupełnie prawdziwe — teorii potrzebny jest również dostęp do literatury światowej i pewien spokój umysłu. Tych dwóch czynników brakowało w Holandii w czasie okupacji. Ja osobiście, chociaż byłem względnie bezpieczny i nie zagłodzony, odczułem, jak trudno jest prowadzić jakąkolwiek pracę badawczą w tych okolicznościach. Dzisiejsze jednak warunki są zupełnie sprzyjające. Na przykład w Japonii, gdzie warunki materialne są o wiele gorsze niż w Europie, rozwija się wybitna szkoła teoretyczna. Na szczęście w młodszym pokoleniu dostrzegamy pewne oznaki nowego wigoru.

Dyskusja nad rozwojem fizyki byłaby niekompletna, gdybyśmy nie uwzględnili Związku Radzieckiego. Mam jednak za mało wiadomości, aby pozwolić sobie na proroctwo co do roli, jaką odegra Rosja w fizyce. Wiemy, że poczyniła ona szybkie postępy we wszystkich dziedzinach technologii i że kładzie się tam ogromny nacisk na wykształcenie techniczne i naukowe. Wydaje mi się, że można śmiało zalecić młodszemu pokoleniu zdobycie znajomości języka rosyjskiego; w Europie już wielu młodszych fizyków pracuje nad tym. Mniej pewny jestem swego zdania, jeśli chodzi o nauki podstawowe. Wydaje mi się, że prawdziwy postęp w podstawach wiedzy może być zrobiony tylko w atmosferze wolności, bezpieczeństwa i braku pośpiechu. Czy nasze zachodnie cywilizacje wypełniają te warunki, to już jest inna sprawa.

Zauważyliście zapewne, że już parokrotnie podkreślałem wagę języka. Dzisiejsza nauka jest rezultatem pracy wielu ludzi i porozumiewanie się jest czynnikiem zasadniczym. Przekłady nie zawsze są łatwo dostępne, a ponadto źródła pisane nie wystarczają. O przekładach ustnych w czasie zjazdów naukowych mogę powiedzieć jedynie, że są one może lepsze niż nic. Francja, dzięki swoim wielkim tradycjom naukowym i kulturalnym, jest do pewnego stopnia naukowo niezależna; do pewnego stopnia, ale nie całkowicie. Fizycy francuscy mogą zajść dość daleko bez używania źródeł angielskich, ale nie mogą zajść dostatecznie daleko. Fizycy amerykańscy mogą podobnie ignorować wyniki zagraniczne, ale ze względu na większą objętość literatury angielskiej rezultaty tego będą mniej szkodliwe. Trzeba jednak podkreślić, że istnieją dane wskazujące na poprawę sytuacji we Francji. W szczególności wspomnę tu szczerą współpracę Francji w przedsięwzięciach CERN-u i innych organizacjach międzynarodowych.

Jest już wreszcie pora, abym powiedział coś o fizyce jako takiej. Czy rozwój po liniach, które wskazałem na początku, jest już zadowalający? Czasami możemy czuć się przygnieceni nagromadzoną wiedzą, ilością opublikowanego materiału, koniecznością zaprowadzenia kartotek, a przecież jedną z przyczyn, dla których wybraliśmy za przedmiot studiów fizykę, może było to, że wydawała się nam nauką najmniej „administracyjną". Takie ustosunkowanie się byłoby bardzo niewdzięczne; możemy wprawdzie żałować, że długość naszego życia i pojemność naszego umysłu są niewystarczające, by chwycić więcej niż drobną część całej wiedzy, to jednak powinniśmy się cieszyć bogactwem ludzkich osiągnięć.

Ktoś, kto ogląda wystawy na Fifth Avenue, powinien się cieszyć, gdy może kupić sobie kilka przedmiotów, które mu się podobają. Może on żałować, gdy fundusze nie pozwalają mu na zrobienie więcej zakupów, ale byłby głupcem, gdyby oskarżał cywilizację, która wyprodukowała takie bogactwo dóbr, że jego środki są niewystarczające, aby kupić wszystko. A jednak wydaje mi się, że istnieje niebezpieczeństwo produkcji masowej nie bardzo istotnych publikacji, doskonalenia szczegółów z jednoczesnym zaniedbaniem głównych kierunków rozwoju myśli. Według mego nauczyciela Ehrenfesta przedmiotem studiów teoretycznych jest zrozumienie czegoś, często czegoś już napisanego przez jednego w wybitnych fizyków teoretyków. Jeśli ta próba zrozumienia prowadzi do nowej idei i w konsekwencji do ogłoszenia nowej pracy — to bardzo dobrze. Jeśli próba nie doprowadzała do tego, lecz dawała mu tylko realny wgląd w istniejącą teorię — był równie zadowolony; lecz zasiąść i studiować jakiś przedmiot z góry powziętym zamiarem napisania pracy było dla niego oburzające. Wydaje mi się, że każdy z nas zrobiłby dobrze starając się przybrać jego postawę.

Fizyka jest nie tylko zbieraniem coraz to bardziej szczegółowej wiedzy. O wiele ważniejszym jest tu znajdowanie powszechnych praw i ogólnych teorii. Jak dotychczas fizyka ze wszystkich chyba dziedzin wiedzy odniosła w tym względzie największe sukcesy. Prawa odbicia i załamania rządzą całą dziedziną optyki geometrycznej; zrozumienie podstawowych praw elektromagnetyzmu otwiera nam drogę do ogromnie rozbudowanej elektrotechniki. Fizyka atomowa obejmuje bardzo wiele fenomenologicznie nie związanych dziedzin, a mechanikę kwantową można uważać za punkt obserwacyjny, z którego rozciągają się widoki jeszcze szersze. Być może, że całkowita jedność nie zostanie nigdy osiągnięta, ale sądzę, że ubiegłe 25 lat były bardziej owocne w zdobywaniu nowego materiału niż w tworzeniu wielkich teorii unitarnych, bardziej szczęśliwe w rozwiązywaniu poszczególnych zagadek niż w tworzeniu ogólnych metod i nowych dróg myślenia. Obawiam się również, że najbliższa przyszłość nie przyniesie zmiany. Wybaczcie, jeśli wyrażę tu nadzieję, że pod tym względem fizyka europejska wróci do swego dawnego znaczenia. Być może, że nasze tradycje nauczania i erudycji, nasza niechęć do specjalizacji, a może nawet nasze inklinacje do „Geheimratostwa", jeśli tylko utemperowane poczuciem humoru, mogą pomóc nam w tym względzie.

Wreszcie pozwólcie zrobić mi kilka uwag natury jeszcze bardziej ogólnej. Gdy zaczynałem być fizykiem, wyobrażałem sobie, że fizyka jest jakąś oddzielną grą w izolowanym i ezoterycznym świecie. Nadejście hitleryzmu w r. 1933 i wynikająca stąd reakcja w Rosji zaczęły psuć tę idyllę, a druga wojna światowa ostatecznie ją rozbiła. Należymy do nowoczesnego świata, podobnie jak każdy inny, być może nawet bardziej. Jednym z problemów naszego wieku jest brak harmonii między strukturą materialną naszej cywilizacji technicznej a tymi, którzy żyją w obrębie tej struktury, brak zrozumienia przez tych, którzy określają los człowieka, natury czynników materialnych tworzących ramy, wewnątrz których muszą się zawierać ich decyzje. Tylko my możemy zbudować most nad tą przepaścią i chociaż zrozumienie podstawowych praw natury nie prowadzi samo w sobie do mądrości ludzkiej, to jednak w naszym obecnym świecie mądrość bez tego zrozumienia nie ma wartości. Wierzę, że możemy uczynić nawet więcej. W naszych zmaganiach z zawiłymi problemami i trudnymi ideami znaleźliśmy pierwiastek wspólny dla ludzi z wielu narodów, wspólne przyjęcie abstrakcyjnej prawdy, wspólne umiłowanie piękna, bogactwa szczegółów i wspaniałości jednoczących myśli. Istnieją rzeczy, które jakkolwiek są niewystarczające same w sobie, zawierają elementy lepszego świata. Przyjmując naszą odpowiedzialność jako fizyków i jako ludzi mamy obowiązek dążyć do zapobieżenia grążącemu zniszczeniu i do dobra ludzkości.

Tłumaczyła B. Wojtowicz

R E C E N Z J E

G. S. Landsberg, P. A. Bażulin, M. M. Suszczinskij: **Osnownyje paramietry spiektrow kombinacjonnowo rassiejanija uglewodorodow,** Moskwa 1956.

Grupa uczonych z Zakładu Optyki Instytutu Fizyki im. P. Lebiediewa w Moskwie, kierowana przez profesora G. Landsberga, członka Akademii Nauk ZSRR, bada od 15 lat widma ramanowskie węglowodorów. Bodania te mają duże znaczenie zarówno dla nauki, jak dla przemysłu. Zestawienie wielkiej liczby widm związków podobnego typu pozwala lepiej obliczyć stałe budowy drobin tych związków, a z drugiej strony umożliwia przeprowadzanie analizy ich mieszanin. Ma to szczególne znaczenie w przemyśle przeróbki ropy naftowej, ponieważ dokładne oznaczenia składu poszczególnych frakcji metodami chemicznymi i fizyko-chemicznymi jest często niemożliwe.

Badacze radzieccy uznali, że podstawowym parametrem, który charakteryzuje widma ramanowskie obok częstości, natężenia i stopnia depolaryzacji linii jest ich szerokość. Badacze ci opracowali metodę wyznaczania szerokości linii z wyeliminowaniem szerokości aparaturowej. Szerokość linii związana jest z określonymi elementami budowy drobiny oraz oddziaływaniami międzydrobinowymi.

Omawiana publikacja zbiera dotychczasowe wyniki badań. W pierwszej jej części podano i krytycznie oceniono metody pomiarów częstości linii, ich natężeń i szerokości. Specjalną uwagę poświęcono opracowaniu metod standardowych pozwalających na porównywanie wyników uzyskiwanych w różnych laboratoriach. Szczególnie dokładnie omówiono metody pomiaru natężeń w maksimum linii metodą fotograficzną oraz natężenia integralnego linii metodą fotomnożnikową. Na podstawie pomiarów dokonanych obu metodami wyznaczono szerokości linii, podane w tablicach dołączonych do drugiej części pracy.

Należy jednak żałować, że nie omówiono metod fotograficznego wyznaczania integralnego natężenia. Metody te są co prawda, jak słusznie wspominają autorzy, znacznie bardziej skomplikowane, ale w wielu laboratoriach nie można jeszcze stosować dziś obu wyżej wymienionych metod rejestracji widm. Z tego też względu pomiary szerokości linii metodą opisaną w omawianej pracy stosować można tylko w nielicznych laboratoriach. Inne metody pomiaru tej wielkości są znacznie bardziej skomplikowane i omówienie ich w referowanej publikacji ma charakter tylko informacyjny. Niestety w niektórych przypadkach nie jest ono zbyt jasne. Np. opis metody eliminacji wpływu szerokości szczeliny na kontur linii według Rayleigha (rys. 67) byłby znacznie jaśniejszy, gdyby dodać zdanie wyjaśniające, że poprawkę należy zawsze odkładać po wypukłej stronie rozpatrywanego odcinka konturu.

W drugiej części pracy zestawiono wyniki badań widm ramanowskich stu czterdziestu węglowodorów wchodzących w skład frakcji ropy naftowej wrzących poniżej 150°. Węglowodory te przygotowane były w Instytucie Chemii Organicznej Akademii Nauk ZSRR. Zawierały one 2—3% zanieczyszczeń innymi węglowodorami. Ilości te nie były jednak wykrywalne w widmach ramanowskich. W tablicach zestawiono częstości, natężenia i szerokości zmierzone przez autorów oraz polaryzacje niektórych linii na podstawie danych literaturowych. Dla każdego węglowodoru podano schemat widma i jego fotografię. W części trzeciej zestawiono na pod-

stawie danych literaturowych częstości, natężenia i polaryzacje linii w widmach dalszych stu trzydziestu ośmiu węglowodorów ważnych dla celów analitycznych.

Referowana praca, a zwłaszcza zestawienia częstości i natężeń linii ramanowskich węglowodorów będą miały duże znaczenie dla przemysłu paliw płynnych. Najobszerniejsze dotychczas dane w literaturze zawarte były w artykułach Fenskego i współpracowników w czasopiśmie *Analytical Chemistry*. Zawierały one dane dotyczące około dwustu pięćdziesięciu węglowodorów, uzyskane na podstawie pomiarów fotoelektrycznych. Zestawienia autorów radzieckich są obszerniejsze i, jak już wspomniano, podają standardowe metody pomiarów. Dalsze wskazówki praktyczne dla laboratoriów przemysłowych zamieszczone zostały w oddanym już do druku „Podręczniku zastosowania metody widm ramanowskich do ustalenia indywidualnego składu produktów przeróbki ropy naftowej", który został opracowany wspólnie przez Instytut Fizyki Akademii Nauk ZSRR im. P. Lebiediewa, Instytut Chemii Organicznej Akademii Nauk ZSRR oraz Komisję Spektroskopową Akademii Nauk ZSRR.

Praca wykonana przez profesora Landsberga i jego współpracowników nie ma charakteru pracy usługowej i stanowi przykład ścisłego powiązania tematyki prac naukowych z potrzebami przemysłu.

R. Mierzecki

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Konferencja poświęcona promieniom kosmicznym

Budapeszt, 26.VIII—5.IX.1956

W dniach 26 sierpnia — 5 września ub. r. odbyła się w Budapeszcie konferencja poświęcona promieniowaniu kosmicznemu. Konferencja miała charakter narady roboczej ściśle ze sobą współpracujących laboratoriów promieni kosmicznych kilku krajów: Polski, Czechosłowacji, Węgier i NRD. Obecna była również pięcioosobowa delegacja radziecka. Ponadto udział wzięli przedstawiciele laboratoriów z Bułgarii i Chin Ludowych, którzy na konferencji zgłosili swój akces do współpracy.

Współpraca wymienionych wyżej laboratoriów, zapoczątkowana przed paru laty, obecnie w dużym stopniu rozszerzyła się. Rozwój badań czyni koniecznym badanie dużych bloków emulsji. Organizacja wypraw balonowych oraz opracowanie dużych objętości emulsji przekracza możliwości jednego laboratorium, wymaga wspólnego wysiłku kilku laboratoriów. Wymienione wyżej laboratoria pracują obecnie na materiale kliszowym z wyprawy w dolinie Padu (zorganizowanej przez prof. Powella). Przedmiotem pracy jest odnalezienie i zbadanie — w szczególności — zdarzeń najwyższych energii (powyżej 10^{10} eV). Głównym zadaniem było omówienie wspólnego planu pracy na najbliższy okres, podział zagadnień oraz metod pomiarowych do opracowania. Wiele było szczegółów technicznych. Było to konieczne choćby z tego względu, że przedłużenia torów jakiegoś zdarzenia badanego w jednym laboratorium znajdują się często w kliszach innego laboratorium w innym kraju.

Oprócz zagadnień planu pracy laboratoriów kliszowych (w Polsce: grupa warszawska, kierowana przez prof. M. Danysza, i krakowsko-łódzka, kierowana przez prof. M. Mięsowicza) omówiono zagadnienia współpracy w dziedzinie liczników (grupa krakowsko-łódzka). Na czoło wysuwały się tutaj zagadnienia związane z budową i pracą w laboratorium promieni kosmicznych, budowanym obecnie w Czechosłowacji na szczycie Łomnicy. Omówiono także inne zagadnienia dotyczące współpracy, a szczególnie możliwość pracy w wielkich laboratoriach licznikowych radzieckich.

Na konferencji zgłosiły swój akces do współpracy kliszowej laboratoria Bułgarii i Chin Ludowych.

Drugim zadaniem konferencji było omówienie wyników wykonanych prac. Delegaci polscy (delegacja nasza liczyła osiem osób, przewodniczącym był prof. M. Danysz) zgłosili cztery referaty. Prof. M. Mięsowicz referował pracę kliszową grupy krakowskiej, w której stwierdzono doświadczalnie efekt zmiany prawdopodobieństwa tworzenia się par elektronowych w gęstych ośrodkach przy najwyższych energiach (10^{11} eV i wyższych), przewidziany przez teoretyków radzieckich Landaua i Pomieranczuka. Własną pracę dotyczącą zagadnienia absorpcji składowej elektronowo-fotonowej promieni kosmicznych zreferował doc. M. Massalski. Prof. A. Zawadzki przedstawił własną pracę licznikową, która wymagała kilkuletniego wysiłku i doprowadziła w wyniku do wskazania charakteru zależności określającej widmo energii pierwtotnego promieniowania kosmicznego.

Doc. J. Gierula referował pracę grupy warszawskiej, dotyczącą obecnego stanu badań eksperymentalnych zagadnienia hiperfragmentów, przy czym sformułowane zostały pewne wnioski statystyczne.

Spośród referatów prac wykonywanych w innych krajach wymienię referaty ważnych prac grup radzieckich kierowanych przez prof. D. Dobrotina i prof. N. Wiernowa, które wskazują na możliwość radykalnie nowych zjawisk w dziedzinie najwyższych zarejestrowanych energii — począwszy od 10^{15} eV.

Na prośbę uczestników delegat chiński dr Sziao (Pekin) mówił o rozwoju prac w dziedzinie promieni kosmicznych w Chińskiej Republice Ludowej, w szczególności w budowanym obecnie (na wysokości około 3000 m) laboratorium.

Uczestnicy konferencji obejrzeli kierowany przez prof. Janossyego Instytut Fizyki Węgierskiej Akademii Nauk, znajdujący się w pobliżu Budapesztu.

Przyjazna atmosfera, która była w wysokim stopniu zasługą gościnnych gospodarzy — fizyków węgierskich, sprzyjała zadzierzgnięciu bliższych kontaktów.

P. Zieliński

Fot. 1. Prof. M. Danysz w rozmowie z doc. J. Gierulą i drem E. Fenyvesem

Fot. 2. Prof. J. Janossy udziela wyjaśnień prof. M. Mięsowiczowi i doc. J. Gieruli w czasie pobytu w Instytucie Fizyki Węgierskiej Akademii Nauk

Fot. 3. W przerwie obrad. Pierwszy z lewej — prof. L. Janossy, w środku prof. N. Wiernow, pierwszy z prawej prof. D. Dobrotin.

K R O N I K A

Prezydium Polskiej Akademii Nauk określa swe stanowisko po VIII Plenum KC PZPR

Dnia 5 listopada 1956 r. odbyło się w Warszawie posiedzenie Prezydium PAN. Było to pierwsze posiedzenie Prezydium po obradach VIII Plenum KC PZPR i członkowie PAN postanowili określić swe stanowisko wobec zachodzących w kraju przemian. Uchwalono jednomyślnie oświadczenie, które stwierdza m. in.:

„Wielkie przeobrażenia w życiu naszego narodu postawiły jako naczelne zadanie doby obecnej realizację haseł, wokół których zjednoczył się w pamiętnych dniach 19—21 października cały naród polski: są to przede wszystkim hasła pełnej niepodległości i suwerenności naszej ojczyzny, demokratyzacji życia państwowego oraz gospodarczego podniesienia kraju.

Wspaniały poryw naszego narodu, powołanie nowego kierownictwa PZPR i uchwały VIII Plenum KC PZPR utwierdzają nas w przekonaniu, że dokonany został przełom w życiu naszego kraju, że wkroczyliśmy na właściwą drogę budowy ustroju sprawiedliwości społecznej, na nową, własną drogę ku socjalizmowi.

W tej historycznej chwili Polska Akademia Nauk i cały świat nauki polskiej powinien w jak największym stopniu uczestniczyć w realizacji zadań stojących przed krajem, całą swą wiedzą, swym dorobkiem, długoletnim doświadczeniem i wszystkimi twórczymi siłami służyć narodowi i władzy ludowej w pokonywaniu istniejących trudności.

Jednym z powodów trudności występujących w obecnej sytuacji kraju jest jego gospodarcze i techniczne zacofanie. To zjawisko, podobnie jak wiele innych, wynika w dużej mierze z niedostatecznego wykorzystania potencjału naukowego naszego kraju, z niedoceniania roli nauki w życiu Państwa oraz niewłaściwej ingerencji w sprawy nauki.

Ten stan rzeczy musi ulec zmianie. Nowy okres, w który wchodzimy, musi znamionować wielki i wszechstronny rozkwit nauki, nauki wyzwolonej z więzów dogmatyzmu a opartej na prawie poszukującego prawdy uczonego do pełnej wolności badań, badań związanych z nurtem wielkich zagadnień nauki światowej, badań wzbogacających naszą kulturę narodową i służących postępowi technicznemu oraz podniesieniu ekonomicznemu naszego kraju."

Członkowie Prezydium PAN uchwalili apel do młodzieży nawołujący do intensywnej pracy w atmosferze rozwagi i spokoju oraz pełnego zaufania do Rządu i kierownictwa Partii.

Prezydium PAN postanowiło zwołać w terminie do 15 stycznia 1957 r. Zgromadzenie Ogólne członków PAN w celu ustalenia programu dalszej działalności Polskiej Akademii Nauk i dokonania wyboru władz Akademii.

Jednocześnie w celu określenia kierunku rozwoju PAN oraz ustalenia formy jej dalszej działalności w świetle krytycznej i wszechstronnej oceny dotychczasowej pracy — Prezydium PAN postanowiło przeprowadzić na poszczególnych wydziałach naukowych Akademii szeroką dyskusję na temat przyszłego programu działalności Polskiej Akademii Nauk.

Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych

Fizycy polscy biorą aktywny udział w rozpoczętych pracach Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych.

Prof. M. Danysz objął funkcje wicedyrektora Instytutu, a równocześnie rozpoczął prace w dziedzinie promieni kosmicznych i cząstek elementarnych.

Do rady naukowej Instytutu weszli: prof. L. Infeld, prof. H. Niewodniczański, prof. A. Sołtan.

Do rad naukowych laboratoriów Instytutu zostali powołani: w laboratorium wysokich energii — doc. J. Werle, w laboratorium zagadnień jądrowych — doc. Z. Wilhelmi, w laboratorium fizyki teoretycznej — prof. J. Rzewuski, doc. J. Plebański.

Prace nad zagadnieniami teoretycznymi rozpoczęli w Instytucie: doc. J. Dąbrowski, doc. J. Plebański, prof. J. Rzewuski i mgr Sawicki, a nad zagadnieniami eksperymentalnymi jądrowymi — mgr R. Sosnowski i mgr S. Wiktor.

Delegacje polskie w ośrodkach fizyki i techniki jądrowej W. Brytanii, Francji i USA

W październiku 1956 r. przebywała w Anglii i Francji delegacja z min. W. Billigiem i prof. A. Sołtanem na czele. Delegaci polscy zwiedzili czołowe ośrodki fizyki i techniki jądrowej wymienionych krajów i nawiązali współpracę w tej dziedzinie, przewidującą m. in. pomoc w zakresie kształcenia kadr, informacji oraz przyjazdu angielskich i francuskich uczonych do Polski.

W stanach Zjednoczonych przebywał jako członek delegacji polskiej uczestniczącej w konferencji w sprawie Międzynarodowej Agencji Atomowej — doc. B. Buras. Doc. B. Buras zwiedził szereg amerykańskich ośrodków jądrowych i omawiał możliwości współpracy, przy czym uczeni amerykańscy wyrazili gotowość rozpoczęcia współpracy, w szczególności w zakresie kształcenia kadr oraz przyjazdu uczonych amerykańskich do Polski.

Profesor Aleksander Jabłoński członkiem Polskiej Akademii Nauk

Zgromadzenie Ogólne Polskiej Akademii Nauk powołało prof. dr. A. Jabłońskiego na członka-korespondenta Akademii.

Nagroda Nobla 1956 w dziedzinie fizyki

Szwedzka Akademia Nauk przyznała Nagrodę Nobla na rok 1956 w dziedzinie fizyki trzem uczonym amerykańskim: J. Bardeenowi, W. Brattainowi i W. Shockleyowi. Odkryli oni w r. 1947 transistor.

Hinduski reaktor uruchomiony

W sierpniu ub. r. uruchomiony został pierwszy w Azji reaktor na wyspie Trombaj koło Bombaju. Reaktor został zbudowany całkowicie przez hinduskich uczonych i techników.

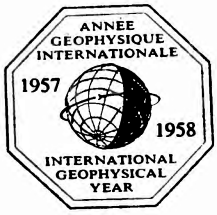
Uzbecki Instytut Badań Jądrowych

W Taszkiencie utworzony został w ramach Akademii Nauk Uzbeckiej SRR Instytut Badań Jądrowych. Instytut wyposażony będzie w reaktor. Oprócz badań podstawowych prowadzone będą prace w zakresie zastosowań izotopów w biologii, chemii i w przemyśle.

Japoński ośrodek atomowy

W miejscowości Tokai-Mura, na północ od Tokio, powstaje japoński ośrodek badań atomowych. W planie piętnastoletnim przewiduje się tam budowę piętnastu reaktorów. Dwa pierwsze reaktory otrzymają Japończycy ze Stanów Zjednoczonych.

Polska wyprawa geofizyczna do Wietnamu



Z początkiem b.r. udała się do Wietnamu grupa geofizyków polskich. Kierownikiem wyprawy jest prof. R. Teisseyre. Celem tej wyprawy jest przygotowanie do właściwej wyprawy badawczej, a w szczególności lokalizacja przyszłej stacji geofizycznej.

Konferencja poświęcona Mechanice Stosowanej w Brukseli

W dniach 5—13 września 1956 r. odbyła się międzynarodowa konferencja poświęcona Mechanice Stosowanej.

Obrady toczyły się w dwóch sekcjach: I — Mechanika Cieczy i II — Mechanika Ciał Stałych.

Ogółem wygłoszono przeszło 500 referatów. W obradach udział brała delegacja polska, której członkowie wygłosili 12 referatów.

Reaktor w Alasce

W Alasce, gdzie energia elektryczna jest bardzo kosztowna, rozpoczęto budowę elektrowni atomowej o mocy 10 000 kW.

W reaktorze jako moderator będzie użyta ciężka woda, a cieczą chłodzącą będzie płynny sód. Ciekły sód w zetknięciu z wodą reaguje wybuchowo — dlatego inżynierowie dotychczas raczej unikali takiego rozwiązania. Niedawno jednak opracowano środki zabezpieczające przed zetknięciem się sodu z wodą w reaktorze.

Zaletą reaktora jest wysoka temperatura cieczy chłodzącej — sodu, który ogrzany jest do temperatury wrzenia. Paliwem będzie uran nieco wzbogacony izotopem 235.

Projektant przypuszcza, że koszt produkcji energii elektrycznej w tej siłowni będzie wynosił około 0,7 centa za kWh, podczas gdy 1 kWh z elektrowni parowych kosztuje w Alasce ok. 1,68 centa.

Większe modele reaktorów z ciężką wodą i ciekłym sodem (powyżej 50 000 kWh) mogą pracować na uranie niewzbogaconym. Ma to ogromne znaczenie dla mniejszych krajów — mogą one uniezależnić się od producentów uranu wzbogaconego, którymi są jedynie Anglia, USA i ZSRR.

Atomowy krążownik

Amerykańska firma Westinghouse Electric Co. przystępuje do budowy atomowego silnika do okrętu nawodnego, napędzanego energią atomową. Przypuszcza się, że już w 1960 r. silnik ten zostanie wbudowany do lekkiego krążownika uzbrojonego w pociski zdalnie kierowane.

Konferencja w Paryżu poświęcona elektronice

W dniach 29 maja — 2 czerwca 1956 r. odbyła się w Paryżu międzynarodowa konferencja poświęcona przyrządom elektronowym najwyższych częstości.

Ogółem wygłoszono 176 referatów. Najwięcej uwagi poświęcono magnetronom u klystronom, a także zagadnieniom optyki elektronowej i ogniskowania intensywnych wiązek elektronowych w polach magnetycznych i elektrostatycznych.

Konferencja w Moskwie poświęcona magnetyzmowi

W dniach 23—31 maja 1956 r. odbyła się w Moskwie konferencja poświęcona zjawiskom magnetycznym, zorganizowana przez Akademię Nauk ZSRR oraz Uniwersytet Moskiewski.

W obradach wzięło udział przeszło 500 osób, wśród nich 30 gości z innych krajów. Na konferencji omówio-

no bardzo szeroki krąg zagadnień z dziedziny magnetyzmu. Oto niektóre z referowanych zagadnień:

Przenikalność magnetyczna metali, szczególnie w niskich temperaturach, teoria i eksperymenty dotyczące badań zjawiska Halla, rezonans diamagnetyczny, kwantowa teoria ferromagnetyzmu i antyferromagnetyzmu, widma mikrofalowe przenikalności magnetycznej i wiele innych.

Konferencja luminescencyjna w Tartu

W dniach 25—30 czerwca 1956 r. odbyła się w Tartu V Wszechzwiązkowa Konferencja Luminescencyjna. Pierwsza konferencja odbyła się w 1944 r. z inicjatywy S. Wawiłowa. Pierwsze trzy konferencje były poświęcone całości zagadnień luminescencji. Przedmiotem V Konferencji było świecenie fosforów krystalicznych.

Odkrycie antyneutronu

We wrześniu 1956 r. fizycy: B. Cork, O. Piccione, W. Wenzel i G. Lambertson, pracujący pod kierunkiem E. Lofgrena, dokonali za pomocą bevatronu w Berkeley odkrycia antyneutronu. Następne zeszyty „Postępów Fizyki" przyniosą dokładniejsze informacje o odkryciu.

Konferencja poświęcona zjawiskom elektromagnetycznym w fizyce kosmicznej w Sztokholmie

W dniach 27 sierpnia — 2 września 1956 r. odbyła się w Sztokholmie międzynarodowa konferencja poświęcona zagadnieniom elektrodynamiki w astronomii z udziałem około 100 uczestników z 17 krajów. Połowę stanowili astronomowie, drugą połowę — fizycy i geofizycy. Inicjatorem konferencji był H. Alfven. W konferencji udział wzięła polska delegacja.

Głównym przedmiotem referatów teoretycznych było zachowanie się gazów i cieczy w międzygwiezdnych polach elektromagnetycznych. Prace eksperymentalne poświęcone były głównie porównaniu teorii z obserwacją oraz przedstawieniu i dyskusji danych świadczących o występowaniu pól elektromagnetycznych w przestrzeni międzygwiezdnej oraz w najbliższym sąsiedztwie poszczególnych gwiazd.

Druga atomowa łódź podwodna

W ramach programu budowy statków atomowych w Stanach Zjednoczonych zwodowano drugą łódź podwodną o napędzie atomowym. Wyporność jej wynosi 3200 ton, długość 97,5 m, średnica 9,15 m. Paliwem jest wzbogacony uran. Łódź rozwija większą szybkość pod wodą niż na wodzie. Nadano łodzi — zawczasu — nazwę — „Sea Wolf".

Projekt synchrotronu nowego typu

W Canberra w Australii ma być — według projektu M. Oliphanta — skonstruowany w ciągu trzech lat synchrotron protonowy nowego typu. Dostarczy protonów o energii powyżej 10 GeV, przy czym rozmiary i koszt akceleratora mają być niepomiernie niskie (koszt porównywalny z kosztem dotychczasowych akceleratorów dla protonów o energii poniżej 1 GeV).

Znaczne zmniejszenie rozmiarów urządzenia możliwe jest dzięki zastosowaniu magnesu bez rdzenia żelaznego, przy czym natężenie pola magnetycznego ma być bardzo duże. Komora próżniowa będzie kształtu pierścienia o średnicy 9 metrów i grubości 22 centymetrów. Dwa układy przewodników, w których prąd płynąć będzie w przeciwnych kierunkach, wytworzą pola magnetyczne o maksymalnej indukcji 80 000 gaussów. W tym celu natężenie prądu musi osiągnąć wartość 1,5 miliona amperów. Prądu o tak wielkim natężeniu dostarczyć ma generator uni-

polarny. Przy pomocy skonstruowanego już generatora unipolarnego mniejszych rozmiarów, który spełnia rolę modelu, uzyskano prąd o natężeniu 140 000 amperów. Układ przyspieszający synchrotronu jest transformatorem z żelaznym rdzeniem kształtu pierścienia, podobnie jak w kosmotronie w Brookhaven. Częstość przyspieszającego pola będzie w ciągu cyklu zmieniać się ośmiokrotnie.

Projekt jest realizowany.

Podpisanie statutu Międzynarodowej Agencji Atomowej

W dniu 26 października 1956 r. w siedzibie ONZ w Nowym Jorku przedstawiciele 82 państw, a wśród nich delegat Polski, podpisali statut Międzynarodowej Agencji Atomowej. Tekst statutu opracowała komisja, która obradowała od 20 września 1956 r. Kilkuletnie prace nad powołaniem Agencji zakończyły się pomyślnie.

Celem Agencji jest bardzo szeroka współpraca w dziedzinie pokojowego wykorzystania energii atomowej.

W skład państw — założycieli Agencji wchodzi 12 krajów, które albo są zaawansowane w technice atomowej, albo mają znaczne zasoby surowców atomowych: Anglia, Australia, Belgia, Brazylia, Czechosłowacja, Francja, Indie, Kanada, Portugalia, Unia Południowo-Afrykańska, USA, ZSRR.

W skład Komitetu Organizacyjnego, oprócz państw — założycieli, weszły: Argentyna, Egipt, Indonezja, Japonia, Pakistan, Peru. Komitet Organizacyjny ma wkrótce rozpocząć działalność.

W skład Zarządu Agencji wejdą przedstawiciele 5 państw rozporządzających najbardziej rozwiniętą techniką jądrową: Anglia, Francja, Kanada, USA, ZSRR oraz dziesięciu delegatów z ośmiu obszarów geograficznych: Ameryki Północnej, Ameryki Łacińskiej, Europy zachodniej, Europy wschodniej, Afryki i Bliskiego Wschodu (dwaj delegaci), Azji Południowej, Azji Południowo-Wschodniej i Pacyfiku oraz Dalekiego Wschodu (dwaj delegaci).

W Agencji nie są reprezentowane wszystkie państwa: nie są członkami Agencji państwa, które nie są członkami ONZ albo organizacji specjalnych ONZ, a więc w szczególności Chiny Ludowe.

Zgodnie ze statutem do zadań Agencji należeć będzie w szczególności koordynacja badań naukowych, dostarczanie surowców, urządzeń i kadr naukowych, wymiana specjalistów, wymiana informacji, udzielanie pomocy krajom mało zaawansowanym w technice jądrowej.

Agencja będzie zdawać sprawę ze swojej działalności Zgromadzeniu Ogólnemu ONZ i Radzie Bezpieczeństwa. Siedzibą będzie Wiedeń.

Prawdopodobnie w lecie 1957 r. odbędzie się w Wiedniu pierwsze światowe zebranie uczestników Agencji.

Agencja będzie mogła pełną działalność rozwinąć dopiero wtedy, kiedy zrealizowany będzie zakaz broni jądrowej.

Zagadnienia rozwoju energetyki jądrowej w ZSRR

W trzecim zeszycie czasopisma „Atomnaja Eniergija" prof. I. Kurczatow omówił główne kierunki rozwoju prac w dziedzinie energii jądrowej w ZSRR.

W Związku Radzieckim zapotrzebowanie na energię jest bardzo wielkie.

Na Syberii znajdują się wielkie złoża węgla kamiennego, są także dobre warunki dla rozwoju energii wodnej. W najbliższych 15—20 latach w obszarze Angary i Jenisieju zaplanowano budowę wielkiego kompleksu energetycznego, wytwarzającego 250—300 miliardów kWh na rok.

Jednakże większa część ludności i przemysłu ZSRR skupiona jest na równinach europejskiej części kraju. Tanie zasoby wodnej energii będą wyczerpane, a wydobycie i transport węgla są kosztowne.

Na najbliższe dziesięciolecia energii wystarczy, ale przy szybkim rozwoju przemysłu w bardziej odległej przyszłości energia jądrowa może stać się tym praktycznie niewyczerpalnym i tanim źródłem energii, które dostarczy energii przemysłowi europejskiej części ZSRR.

W tym celu potrzebne będzie zbudowanie wielkich elektrowni jądrowych, bo tylko w takich elektrowniach można osiągnąć tańszą energię. Na początek zaprojektowano wielkie elektrownie jądrowe o mocy po 400—600 tys. kW celem uzyskania doświadczenia w konstrukcji i eksploatacji. Chodzi także o stwierdzenie, które typy elektrowni będą najmniej szkodliwe dla zdrowia personelu oraz ludności okolicy elektrowni. Zdobyte doświadczenia posłużą do wyboru najlepszych typów elektrowni i staną się podstawą rozwoju energetyki jądrowej w okresie 1960—1970 r.

W latach 1955—1960 ma być wybudowanych 5 doświadczalnych elektrowni jądrowych. Część z nich rozpocznie pracę w r. 1959, część — w 1960.

Dwie elektrownie będą wyposażone w reaktory z cieplnymi i nadcieplnymi neutronami z wodnym moderatorem i nośnikiem ciepła. Moc elektryczna jednego reaktora elektrowni wyniesie 200 tys. kW.

Będzie zbudowana elektrownia drugiego typu z reaktorami podobnymi do reaktora pierwszej elektrowni jądrowej Akademii Nauk ZSRR o mocy 200 tys. kW, z cieplnymi neutronami moderowanymi grafitem. Ciałem chłodzącym będzie woda i para wodna.

Elektrownia jądrowa trzeciego typu będzie posiadać reaktor z ciężką wodą jako moderatorem. Odprowadzenie ciepła realizowane będzie przez obieg gazu. Moc wynosić będzie również 200 tys. kW.

Oprócz tych trzech rodzajów wielkich elektrowni jądrowych w latach 1959—1960 będzie zbudowanych i uruchomionych kilka doświadczalnych elektrowni jądrowych o mocy po 50—70 tys. kW. Będą one wyposażone w różne reaktory:

1) z cieplnymi neutronami i moderatorem — zwykłą wodą i turbiną pracującą pod działaniem słabo promieniotwórczej pary, otrzymywanej bezpośrednio w reaktorze;

2) jednorodny, z moderatorem — ciężką wodą, ze zwiększeniem zasobu paliwa jądrowego w cyklu ^{232}Th — ^{232}U;

3) z cieplnymi neutronami, z moderatorem — grafitem i odprowadzeniem ciepła za pomocą sodu;

4) z szybkimi neutronami, z chłodzeniem za pomocą sodu i zwiększaniem zasobu paliwa w cyklu ^{238}U — ^{239}Pu.

Wykonanie takiego programu budowy doświadczalnych elektrowni jądrowych pozwoli wybrać najlepsze typy elektrowni, a także umożliwi zbadanie wielu niezupełnie jeszcze wyjaśnionych zagadnień fizyki reaktorów. Zebrane doświadczenia umożliwią szeroki rozwój energetyki jądrowej w ZSRR i mogą być pożyteczne dla innych państw.

Zwiększenie brytyjskiego planu wykorzystania energii jądrowej

Dwanaście jądrowych elektrowni, które mają być wybudowane do roku 1965, będzie wytwarzać moc 3,5—4 milionów kWh zamiast projektowanej uprzednio łącznej mocy 1,75—2 milionów kWh.

Porozumienie Anglia — NRF w sprawie energii jądrowej

Anglia zawarła z Niemiecką Republiką Federalną porozumienie, w myśl którego Niemcy Zachodnie otrzymają reaktory i materiały dla rozwoju pokojowego wykorzystania energii jądrowej. Zapewniona ma być kontrola

wykorzystania otrzymanych przez NRF materiałów.

Duński reaktor

Duńska Komisja Energii Atomowej planuje utworzenie ośrodka fizyki jądrowej na półwyspie w pobliżu Roskilde, około 30 km na zachód od Kopenhagi. Reaktor na wzbogaconym uranie otrzyma Dania ze Stanów Zjednoczonych. Wyposażenie będzie częściowo duńskie.

Upadek australijskiego programu jądrowego

Decyzją rządu australijskiego obniżono radykalnie fundusze na rozwój badań energii jądrowej. Australia stanowi pod tym względem uderzający wyjątek.

Różnica mas hiperonów Σ

Kilka ostatnio wykonanych prac wydaje się wskazywać na asymetrię mas naładowanych cząstek Σ. Według pracy Fry'a i współpracowników różnica ta wynosi

$$m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^+} = 15{,}9 \pm 2{,}9\ m_e.$$

Nowe czasopismo

Ukazały się pierwsze zeszyty nowego polskiego czasopisma „Nukleonika", poświęconego fizyce jądra i zastosowaniom energii jądrowej.

Czasopismo jest wydawane przez Komitet do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej PAN.

Skład komitetu redakcyjnego: Włodzimierz Ścisłowski (redaktor naczelny), Euzebiusz Górecki (zastępca redaktora naczelnego), Jan Grączewski, Włodzimierz Kusch, Jadwiga Leyko, Ewa Skrzypczakowa, Bohdan Walentynowicz (sekretarz odpowiedzialny). Adres redakcji: Warszawa, Krakowskie Przedmieście 79.

Skład rady naukowej: przewodniczący — Henryk Niewodniczański, członkowie — Marian Górski, Juliusz Keller, Edward Kowalski, Włodzimierz Trzebiatowski, Ignacy Złotowski.

Nowy kandydat fizyki

W dniu 16 czerwca ub. r. Zdzisław Szymański obronił pracę kandydacką pt. Zagadnienia przepływu gazów rozrzedzonych.

Promotorem był prof. dr M. Łunc, referentami — prof. dr L. Infeld i doc. J. Plebański.

Streszczenie pracy:

Podano metodę teoretycznej analizy przepływu gazów w zakresie, w którym średnia droga swobodna drobin w gazie jest dużo większa od wymiarów ciał opływowych. W tym zakresie gęstości równanie różniczkowo-całkowe Boltzmanna dla funkcji rozkładu molekularnego sprowadza się do ciągu równań różniczkowych, traci więc sens traktowania gazu jako ośrodka ciągłego. W pracy zastosowano metodę rozwinięcia funkcji rozkładu w szereg według odwrotności liczby Knudsena. W pierwszym przybliżeniu odpowiadającym przepływom swobodnomolekularnym podane zostały explicite wzory dla funkcji hydrodynamicznych charakteryzujących pole przepływu. W drugim przybliżeniu odpowiadającym dużym, ale skończonym wartościom średniej drogi swobodnej, podano metodę obliczania oporu ciała w przypadku małych prędkości przepływu. Wstępne rachunki liczbowe wskazują na jakościową zgodność przedstawionej teorii z doświadczeniem.

Z WYDAWNICTW PWN

N. A. KAPCOW
ELEKTRONIKA

Tłumaczenie z jęz. rosyjskiego
1956, s. 455, zł 35.—

*

S. FRISZ i A. TIMORIEWA
KURS FIZYKI tom III

Tłumaczenie z jęz. rosyjskiego
1956, s. 663, zł 39.80

*

PRACE WŁODZIMIERZA KRUKOWSKIEGO

wydane staraniem Polskiej Akademii Nauk
1956, s. 845, zł 85.—

*

STANISŁAW SCHMIDT
CZUŁOŚĆ ODBIORNIKA RADIOLOKACYJNEGO

część pierwsza
1956, s. 68, zł 10.—

*

WŁADYSŁAW KRAJEWSKI
ŚWIATOPOGLĄD MARIANA SMOLUCHOWSKIEGO

1956, s. 247, zł 17,90

*

TEODOR KOPCEWICZ
FIZYKA ATMOSFERY

1956, s. 445, zł 33.10

*

LEON TOMASZKIEWICZ
WIEK NAFTY

1956, s. 264, zł 14.—
Książka wchodzi w skład „Biblioteki Problemów"

Zamówienia i wpłaty na prenumeratę czasopism naukowych przyjmują:

— Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw RUCH w Warszawie, ul. Srebrna 12, nr konta PKO dla wpłat: I-6-100.020

— miejscowe Oddziały i Delegatury RUCHU

— Urzędy pocztowe i listonosze

Termin zgłaszania przedpłat — do dnia 10 miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

*

Zlecenia na wysyłkę czasopism polskich za granicę przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych RUCH, Warszawa, ul. Wilcza 46.

*

Egzemplarze z lat ubiegłych można nabywać w sklepach z prasą antykwaryczną w Warszawie, ul. Wiejska 14 oraz ul. Puławska 108. Zamówienia spoza Warszawy należy kierować do CKPiW „Ruch", Dział Sprzedaży Prasy Antykwarycznej, Warszawa, ul. Srebrna 12.

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz
Doc. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik
Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu
Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI
Gliwice — Prof. mgr JÓZEF SZPILECKI
Kraków — Doc. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE
Łódz — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr MAREK KWIEK
Szczecin — Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWALSKI
Toruń — Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
Warszawa — Prof. kand. n. ZDZISŁAW WILHELMI
Wrocław — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI

Cena zł 15.—

TREŚĆ

str.

E. Skrzypczak — Ciężkie mezony naładowane 3
J. Nikliborc — Emisja polowa elektronów z metali 23
J. Kociński — Stan badań teoretycznych struktury domenowej ferromagnetyków 45
A. Jurewicz — O próbach uzasadnienia modelu Gell-Manna i Paisa 71
VI Doroczna Konferencja Fizyki Jądrowej Wysokich Energii, Rochester 1956 (tłum. *A. Wróblewski*) 85
H. B. G. Casimir — Perspektywy fizyki europejskiej 197

RECENZJE

G. S. Landsberg, P. A. Bażulin, M. M. Suszczinskij — „Osnownyje paramietry spiektrow kombinacjonnowo rassiejanija uglewodorodow" (rec. *R. Mierzecki*) 115

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Konferencja poświęcona promieniom kosmicznym, Budapeszt . . . 117
KRONIKA 119