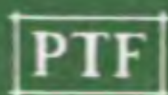


POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XVIII

ZESZYT 4

1967

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczęniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa), **Członkowie** — Władysław Kapuściński (Warszawa), Karol Majewski (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Henryk Niewodniczański, czł. rzecz. PAN (Kraków), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. koresp. PAN (Warszawa), Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Jan Babecki (Kraków), Antoni Bajorek (Kraków),
Andrzej Kisiel (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4
tel. 363-80, wewn. 442

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XVIII, ZESZYT 4

WYDAWANIE
WARSZAWA
1967

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1967

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2182 + 148 egz.	Rękopis dostarczony 21. IV. 1967 r.
Ark. wyd. 9,5 ark. druk. 8 ³ / ₄	Podpisano do druku 18. VIII. 1967 r.
Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w sierpniu 1967 r.
Zamówienie 416/67	Cena zł 15.— R-55

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

Cezary Anatol Pawłowski

Warszawa

MARIA SKŁODOWSKA-CURIE (7. XI. 1867—4.VII. 1934)

W listopadzie bieżącego roku mija sto lat od dnia urodzin Marii Skłodowskiej-Curie. W związku z tą rocznicą pragnę, jako długoletni Jej uczeń, przedstawić w tym artykule, poświęconym pamięci sławnej Polki, przebieg jej życia od najmłodszych lat do końcowego okresu jej pracy naukowej, kiedy doszła do szczytu sławy jako jedna z największych uczonych XX w. Jej wielkie odkrycia w znacznym stopniu przyczyniły się do gwałtownego rozwoju fizyki i chemii oraz odniosły poważne skutki w rozwoju innych dziedzin wiedzy ludzkiej, w pierwszym rzędzie w biologii i medycynie.

I. Młodzieńcze lata Marii Skłodowskiej w Polsce

Maria Skłodowska urodziła się w Warszawie w domu przy ul. Freta 16. Ojciec jej Władysław Skłodowski i matka Bronisława z domu Boguska byli znani w Warszawie jako działacze na polu pedagogicznym. Rodzina Skłodowskich pochodzi ze wsi Skłody ziemi łomżyńskiej. Dziadek Marii Skłodowskiej porzucił swoją wieś i wyjechał do Warszawy, gdzie ukończył studia wyższe i poświęcił się pracy pedagogicznej, obejmując stanowisko nauczyciela szkoły średniej początkowo w Siedlcach, a następnie w Lublinie. Najstarszy jego syn, Władysław, po ukończeniu Wydziału Fizyko-Matematycznego Uniwersytetu w Petersburgu, podobnie jak ojciec obrał zawód nauczycielski i zamieszkał w Warszawie na stałe, pracując jako nauczyciel matematyki i fizyki w szkołach średnich. Bronisława Boguska ukończyła jedną z najlepszych szkół żeńskich w Warszawie na Nowym Mieście przy ul. Freta 16. Po uzupełnieniu gimnazjalnego wykształcenia wyższymi studiami wróciła do swojej szkoły macierzystej, ale tym razem w charakterze nauczycielki, a w niedalekiej przyszłości objęła stanowisko jej dyrektorki.

W dziecinnych latach Maria Skłodowska była dziewczynką cieszącą się dobrym zdrowiem, dobrą, zawsze pogodnego usposobienia i kochającą najbliższą rodzinę. Charakter jej nieco zmienił się, gdy w 9 roku życia straciła swoją uwielbianą matkę. Głęboki smutek, spowodowany śmiercią matki, przez wiele lat ciążył nad życiem młodej dziewczyny.

Maria Skłodowska od wczesnego dzieciństwa odznaczała się niezwykłą pamięcią i zdolnościami. Najbardziej umiłowanym jej zajęciem było czytanie książek. Z niezwykłym zainteresowaniem czytała książki przyrodnicze, zwłaszcza fizyczne. W 1877 roku została przyjęta na pensję Jadwigi Sikorskiej, mając 10 lat. Po roku przeszła do III rządowego gimnazjum żeńskiego, które mieściło się przy ul. Krakowskie Przedmieście 36. Nauka w gimnazjum nie sprawiała jej trudności. Chociaż najmłodsza w klasie, była stale pierwszą uczennicą. Wyróżniała się inteligencją. Już wówczas zaznaczała się jej mocna indywidualność. Umiała wywierać dodatni moralny wpływ na swoje koleżanki. W jej usposobieniu łączyły się zdolności z wielką pracowitością i dokładnością wykonywania wszystkich szkolnych wypracowań. Maria Skłodowska ukończyła gimnazjum ze złotym medalem w 1883 roku, mając zaledwie 17 lat. Wpływ ojca był decydujący w duchowym ukształtowaniu się przyszłej wielkiej uczoney, która jako uczennica gimnazjum zdradzała duże zamiłowanie do nauk ścisłych, do fizyki i matematyki, przedmiotów wykładanych przez ojca w szkołach średnich.

W latach szkolnych Maria Skłodowska nigdy nie myślała o poprzestaniu na wykształceniu gimnazjalnym; marzyła zawsze o studiach wyższych w zakresie fizyki i matematyki. Niestety, po otrzymaniu matury nie mogła ich natychmiast rozpocząć. Ze względu na trudną materialną sytuację ojca wyjechała na wieś jako nauczycielka domowa na dłuższy pobyt i tam w wolnych od zajęć chwilach zajęła się dalszymi studiami fizyki, chemii i matematyki według wskazówek swego ojca. Po trzech latach pobytu na wsi Maria Skłodowska wróciła do Warszawy. Praca dydaktyczna w formie dawania korepetycji nie zadowalała jej. Chciała iść naprzód i zdobywać najnowszą wiedzę. O studiach na Uniwersytecie w Warszawie nie mogło być mowy. Na uniwersytet wówczas kobiet nie przyjmowano. Na ogół dla polskiej młodzieży patriotycznie nastawionej, która żądała prowadzenia wykładów w języku ojczystym, dostęp do wyższych szkół w Polsce był utrudniony. Trzeba było szukać innych dróg do zdobywania wiedzy, gdy to w sposób legalny było nieosiągalne.

Maria Skłodowska zdecydowała się na przyjęcie pracy w charakterze laborantki w pracowni fizyki i chemii przy Muzeum Przemysłu i Rolnictwa na Krakowskim Przedmieściu 66. Pracownia była niewielka, jednak dobrze zaopatrzona w przyrządy fizyczne i w aparaturę chemiczną. Kierownikiem jej był profesor Józef Boguski, bliski krewny Marii Skłodowskiej. Pod opieką swego wuja po raz pierwszy zapoznała się z metodami pomiarów fizycznych i prac chemicznych. Oficjalna nazwa instytucji, w jakiej pracowała, nie odpowiadała jej istotnej roli w życiu społecznym Warszawy. Pod nazwą „Muzeum Przemysłu i Rolnictwa“ nadaną jej, aby zmylić czujność władz zaborczych, kryła się silna organizacja wyzwolenicza. Pod kierownictwem tej organizacji utworzony został tak zwany „Uniwersytet Latający“, na którym najlepsi specjaliści z różnych dziedzin naukowych prowadzili wykłady dla młodzieży polskiej. W tym uniwersytecie Maria Skłodowska otrzymała początki wyższego wykształcenia.

W tych czasach niepokoju i obaw przed prześladowaniami władz zaborczych przysłała do Marii Skłodowskiej wiadomość od jej siostry Bronisławy Dłuskiej o ukończeniu przez nią studiów na wydziale medycznym Sorbony oraz o zamiarze zamieszkania na stałe w Paryżu. Jednocześnie w tym liście Bronisława Dłuska zaznaczyła, że jej warunki materialne o tyle polepszyły się, że może swojej siostrze zapewnić naukę, wyżywienie i mieszkanie w czasie studiów uniwersyteckich w Paryżu.

II. Studia uniwersyteckie w Paryżu

W roku 1891, mając lat 24, Maria Skłodowska udała się do Paryża i zamieszkała u swej siostry. Niebawem rozpoczęła studia w Sorbonie na Wydziale Nauk Ścisłych. Jednak niedługo korzystała z tak dobrych warunków dla nauki, jakie jej wytworzyli Bronisława i Kazimierz Dłuscy.

Wyłoniła się sprawa powrotu siostry i szwagra do Polski w celu założenia lecznicy dla gruźlików w Zakopanem. To bardzo skomplikowało życie Marii Skłodowskiej w początkowym okresie jej studiów uniwersyteckich. Szczęśliwym zdarzeniem udało się jej wynająć pokój w dzielnicy, którą przyjęto nazywać Quartier Latin, z czego była zadowolona, ponieważ nie musiała tracić wiele czasu na przejazdy do swej uczelni. Wynajęty pokój był tani, bardzo mały i miał tę wadę, że położony był na VI piętrze na samym poddaszu. Zimą panował w nim chłód, a latem tropikalny upał. Przy ograniczonych środkach materialnych młoda studentka musiała prowadzić własne bardzo oszczędne gospodarstwo. W ciągu czterech lat Maria Skłodowska wytrwale walczyła z trudnościami życiowymi, w dodatku na obczyźnie. Przy oddaniu się z zapalem wyteżonej pracy naukowej nie odczuwała zbyt samotności, a życie bez pomocy innych osób i tylko liczenie na siebie samą nie było dla niej zbyt uciążliwe. Dzięki takiemu nastawieniu się, w ciągu czterech lat miała zakończone studia fizyczno-matematyczne na Wydziale Nauk Uniwersytetu Paryskiego z zaliczeniem licencjatu z fizyki w 1893 roku i z nauk matematycznych w 1894 roku. Pracę dyplomową z dziedziny własności magnetycznych hartowanej stali wykonała pod kierownictwem profesora Lippmanna. Swoją wiedzą i wielkim zamiłowaniem do pracy badawczej zwróciła uwagę profesora, który uzdolnionej studentce zaproponował asystenturę w swej pracowni.

Maria Skłodowska otrzymała dyplom, dający prawo nauczania w szkołach średnich. Osiągnęła więc cel, w jakim udała się do Paryża.

III. Współpraca naukowa ze swoim mężem Piotrem Curie

W tym czasie poznaje młodego naukowca — Francuza Piotra Curie, który już wówczas ogłosił kilka dobrych prac z fizyki i krytalografii. Zawiązała się między nimi przyjaźń, która w krótkim czasie przeistoczyła się w miłość.

W tych czasach niepokoju i obaw przed prześladowaniami władz zaborecych przysłała do Marii Skłodowskiej wiadomość od jej siostry Bronisławy Dłuskiej o ukończeniu przez nią studiów na wydziale medycznym Sorbony oraz o zamiarze zamieszkania na stałe w Paryżu. Jednocześnie w tym liście Bronisława Dłuska zaznaczyła, że jej warunki materialne o tyle polepszyły się, że może swojej siostrze zapewnić naukę, wyżywienie i mieszkanie w czasie studiów uniwersyteckich w Paryżu.

II. Studia uniwersyteckie w Paryżu

W roku 1891, mając lat 24, Maria Skłodowska udała się do Paryża i zamieszkała u swej siostry. Niebawem rozpoczęła studia w Sorbonie na Wydziale Nauk Ścisłych. Jednak niedługo korzystała z tak dobrych warunków dla nauki, jakie jej wytworzyli Bronisława i Kazimierz Dłuscy.

Wyloniła się sprawa powrotu siostry i szwagra do Polski w celu założenia lecznicy dla gruźlików w Zakopanem. To bardzo skomplikowało życie Marii Skłodowskiej w początkowym okresie jej studiów uniwersyteckich. Szczęśliwym zdarzeniem udało się jej wynająć pokój w dzielnicy, którą przyjęto nazywać Quartier Latin, z czego była zadowolona, ponieważ nie musiała tracić wiele czasu na przejazdy do swej uczelni. Wynajęty pokój był tani, bardzo mały i miał tę wadę, że położony był na VI piętrze na samym poddaszu. Zimą panował w nim chłód, a latem tropikalny upał. Przy ograniczonych środkach materialnych młoda studentka musiała prowadzić własne bardzo oszczędne gospodarstwo. W ciągu czterech lat Maria Skłodowska wytrwale walczyła z trudnościami życiowymi, w dodatku na obczyźnie. Przy oddaniu się z zapałem wytężonej pracy naukowej nie odczuwała zbyt samotności, a życie bez pomocy innych osób i tylko liczenie na siebie samą nie było dla niej zbyt uciążliwe. Dzięki takiemu nastawieniu się, w ciągu czterech lat miała zakończone studia fizyczno-matematyczne na Wydziale Nauk Uniwersytetu Paryskiego z zaliczeniem licencjatu z fizyki w 1893 roku i z nauk matematycznych w 1894 roku. Pracę dyplomową z dziedziny własności magnetycznych hartowanej stali wykonała pod kierownictwem profesora Lippmanna. Swoją wiedzą i wielkim zamiłowaniem do pracy badawczej zwróciła uwagę profesora, który uzdolnionej studentce zaproponował asystenturę w swej pracowni.

Maria Skłodowska otrzymała dyplom, dający prawo nauczania w szkołach średnich. Osiągnęła więc cel, w jakim udała się do Paryża.

III. Współpraca naukowa ze swoim mężem Piotrem Curie

W tym czasie poznaje młodego naukowca — Francuza Piotra Curie, który już wówczas ogłosił kilka dobrych prac z fizyki i krystalografii. Zawiązała się między nimi przyjaźń, która w krótkim czasie przeistoczyła się w miłość.

W dniu 25 lipca 1895 r. miłość ich została uwieńczona węzłem małżeńskim. Po ślubie młoda para zamieszkała w Sceaux w domu rodziców Piotra Curie.

Po upływie kilku miesięcy Piotr Curie otrzymał nominację na profesora Miejskiej Szkoły Fizyki i Chemii Przemysłowej w Paryżu i wówczas pomyślał o zamieszkaniu w pobliżu miejsca przyszłej pracy. Szczęśliwym trafem znalazł w Paryżu odpowiednie mieszkanie o trzech pokojach przy rue de la Glacière 24. Życie w Paryżu układało się coraz lepiej. Te same dążenia życiowe małżonków Curie, ich duże zamiłowanie do wiedzy przyczyniły się w przyszłości do wspólnej pracy naukowej, która doprowadziła ich do wielkich osiągnięć naukowych.

Piotr Curie z dużym zadowoleniem zaczął prowadzić wykłady w szkole inżynierskiej, która słynęła w Paryżu ze swego wysokiego poziomu nauczania. Maria Curie myślała wówczas o rozpoczęciu badań naukowych i o zrobieniu doktoratu z fizyki. Razem z mężem zaczęli zastanawiać się, z jakiej dziedziny fizyki badania naukowe byłyby najciekawsze i najbardziej obiecujące i doszli do wniosku, że największe i najbardziej interesujące perspektywy zarysowują się wokół zjawiska wykrytego przez francuskiego uczonego Henry Becquerela. Jak wiadomo, zjawisko to polegało na własności uranu wysyłania samorzutnie, bez żadnego bodźca zewnętrznego, promieniowania o dużej przenikliwości. Odkrycie Becquerela nastąpiło w ślad za innym wielkim odkryciem, dokonanym w 1895 roku przez W. K. Roentgena, który stwierdził możliwość wytwarzania promieniowania elektromagnetycznego, różniącego się od innych znanych promieniowań dużą przenikliwością, czyli zdolnością przenikania przez grube warstwy ciał nieprzezroczystych dla promieni świetlnych.

Zgodnie z decyzją powziętą w porozumieniu ze swym mężem Maria Curie zgłosiła się w 1897 roku do profesora Becquerela z prośbą o umożliwienie jej rozpoczęcia pracy badawczej pod jego kierownictwem z dziedziny promieniotwórczości, przy tym wyraziła chęć przekonania się, czy pośród ciężkich pierwiastków są jeszcze prócz uranu inne pierwiastki, które wysyłają naturalne promieniowanie, podobne do promieniowania uranowego. W krótkim czasie udało się stwierdzić, że promieniotwórcze własności wykazuje również tor Th. Wynik ten niebawem został potwierdzony przez fizyka wiedeńskiego G. C. Schmidta.

W toku dalszych badań Maria Curie spostrzegła, że niektóre minerały zawierające uran i tor wykazują silniejsze promieniowanie niż oba te pierwiastki występujące w czystym stanie, w postaci metali. Ten znamienity fakt zrodził w genialnym umyśle młodej uczoney dość śmiałe przypuszczenie, że tego rodzaju minerały prawdopodobnie zawierają jakiś nowy, dotąd nieznan pierwiastek, występujący w przyrodzie w tak małych ilościach, że nie można było go wykryć nawet przy użyciu najdokładniejszych metod analizy chemicznej. Realność tego przypuszczenia, a zarazem jego doniosłość została bez zastrzeżeń przyjęta przez Piotra Curie; po namyśle postanowił przerwać swoje własne badania nad piezoelektrycznymi własnościami kryształów i przystąpił wraz ze swoją małżonką do poszukiwania nowych pierwiastków promieniotwórczych.

Za podstawę przyszłej pracy badawczej biorą oni fakt, stwierdzony przez

Becquerela, że uran oraz wszystkie jego związki chemiczne wysyłają przenikliwe promieniowanie z natury swej podobne do promieni Roentgena. Kiedy myśl wysunięta przez Marię Curie po dłuższej serii badań znalazła potwierdzenie, małżonkowie Curie rozpoczęli chemiczną obróbkę rudy uranowej w wynajętym przez siebie lokalu przy ul. Lhomond, gdzie urządzą swoją skromną pracownię naukową. Z wielkim entuzjazmem i wytrwałością poddają chemicznym reakcjom znaczne ilości minerałów, przeważnie pechblendę i chالكولیت. W poszukiwaniu domniemyanych pierwiastków przeróbka rudy uranowej została rozwinięta na skalę półfabryczną. Ze względu na skomplikowane procesy chemiczne, związane z oddzielaniem tak nikłych ilości, w jakich występują pierwiastki promieniotwórcze, oraz wobec trudnych i wymagających wielkiej dokładności pomiarów fizycznych, małżonkowie Curie podzielili swą pracę w ten sposób, że prace chemiczne, związane z oddzielaniem i oczyszczaniem pierwiastków przyjął na siebie Maria Curie, natomiast pomiarami fizycznymi, mającymi na celu badania własności promieniowań wysyłanych przez pierwiastki promieniotwórcze, zajął się Piotr Curie.

Metody poszukiwania, oddzielania i oczyszczania pierwiastków promieniotwórczych były całkiem nowe. W pierwszym rzędzie pomiarami elektrometrycznymi wyznaczano aktywność minerałów, po czym mierzono aktywności oddzielnych frakcji chemicznych (osadu i roztworu) i przekonywano się w ten sposób, czy substancje promieniotwórcze pozostają całkowicie w jednej z nich, czy też zostają podzielone między siebie w pewnym procentowym stosunku. W taki sposób wykryto w rudzie uranowej obecność dwóch nowych pierwiastków promieniotwórczych.

Jako pierwszy wyodrębniono bardzo aktywny pierwiastek, zbliżony do bizmutu pod względem własności chemicznych. Nazwano go polonem na cześć ojczyzny Marii Skłodowskiej-Curie. Praca o odkryciu tego pierwiastka została ogłoszona przez Piotra i Marię Curie w dniu 18. VII. 1898 roku. Drugim pierwiastkiem promieniotwórczym, który został przez nich wykryty przy współdziałaniu G. Bémonta, był rad. W dniu 26. XII. 1898 r. świat został powiadomiony o wykryciu radu. Ten pierwiastek promieniotwórczy okazał się homologiem baru. Pokrewieństwo chemiczne radu i baru dało się uzasadnić faktem, że we wszystkich procesach chemicznych, związanych z oddzielaniem radu, zawsze towarzyszył mu bar.

Odkrycie przez Becquerela samorzutnego promieniowania wysyłanego przez uran, a tym bardziej odkrycie przez Marię i Piotra Curie dwóch nieznanych pierwiastków promieniotwórczych (polonu i radu) były wydarzeniem nie mniejszej wagi w dziejach rozwoju nauki, aniżeli odkrycie przenikliwego promieniowania Roentgena. Te dwa odkrycia wywołały wielkie zainteresowanie i poruszenie w świecie naukowym i zdecydowały one o dalszym rozwoju i postępie dwóch nauk podstawowych: fizyki i chemii. Odtąd badania w dziedzinie promieniotwórczych własności materii były prowadzone nie tylko w skromnej pracowni Piotra i Marii Curie, która była kolebką dwóch nowych pierwiastków promieniotwórczych, ale również i w wielu innych większych ośrodkach nauko-

wych. We Francji, w Anglii, w Niemczech i w innych krajach o mniejszym potencjale naukowym wybitni chemicy skierowali swe wysiłki na odkrycie nowych ciał promieniotwórczych, a fizycy przystąpili do badań własności promieniowań, wysyłanych przez nowe pierwiastki. Sami odkrywcy pierwiastków: polonu i radu Piotr i Maria Curie prowadzili nieprzerwanie dalsze systematyczne badania w latach 1897—1902. Małżonkowie Curie przekonali się, że ilości radu w rudzie uranowej są bardzo małe w porównaniu z zawartością w nich uranu (10^{-7}). Wykrycie w rudzie uranowej radu było możliwe jedynie dzięki silnej aktywności tego pierwiastka promieniotwórczego, która jest kilka milionów razy większa od aktywności uranu. Na skutek swej silnej aktywności nawet znikomo mała ilość radu wydzielona z 5 kg rudy uranowej, wypożyczonej Piotrowi Curie przez S. Bémonta, była wystarczająca dla wykrycia tego pierwiastka; była ona jednak zbyt mała do dalszych planowanych badań, które pozwoliłyby na ustalenie jego własności chemicznych, na dokładne zbadanie jego promieniowania oraz innych własności fizycznych. Do tego rodzaju badań wymagane byłoby stosowanie preparatów radowych o stężeniach bez porównania większych, a dla otrzymania ich konieczne było dysponowanie dużymi ilościami minerałów promieniotwórczych.

Ze względu na wymagane ogromne ilości przetwarzanego surowca laboratoryjny sposób nie nadawał się do ich chemicznej obróbki, wobec tego Piotr i Maria Curie zdecydowali się na zorganizowanie oddzielania pierwiastków promieniotwórczych na skalę fabryczną. Potrzebny do tego surowiec w ilości kilku ton udało się dostać za pośrednictwem członka Akademii Nauk w Wiedniu profesora Suessa, w postaci odpadków z produkcji uranowej w Joachimowie. W tym właśnie czasie jeden z przedsiębiorczych przemysłowców francuskich Emile Armet de Lisle, wyczuwając, że rad znajdzie w przyszłości duże zastosowanie nie tylko w nauce, ale również w lecznictwie, postanowił uruchomić specjalną fabrykę do produkcji preparatów promieniotwórczych w miejscowości Nogent-Sur-Marne. Piotr i Maria Curie oraz ich współpracownik Debierne przyczynili się bezinteresownie do rozpoczęcia tej produkcji, dostarczając właścicielowi fabryki wszystkich danych odnośnie do obróbki chemicznej minerałów promieniotwórczych bez zastrzeżenia sobie praw do udziału w zyskach fabrykacji. Ze swej strony Armet de Lisle zobowiązał się wydzielić w swojej fabryce specjalne pomieszczenie, w którym małżonkowie Curie mogliby w razie potrzeby oczyszczać preparaty promieniotwórcze w odpowiednich warunkach technicznych i higienicznych. W ten sposób otrzymywanie silnych preparatów radu i polonu zostało zorganizowane. Otrzymany surowiec oddano do przeróbki w fabryce, a w laboratorium przystąpiono do ostatecznego oczyszczania i zwiększania stężenia otrzymywanych produktów fabrycznych.

Maria Curie zajęła się oczyszczaniem preparatów promieniotwórczych oraz zwiększaniem ich stężeń w celu zbadania własności chemicznych radu i polonu. Od dłuższego czasu miała niezłomne życzenie ujrzenia czystej soli radu bez baru i pomierzenia jego ciężaru atomowego, aby wielu naukowcom

dalekim od uznania radu jako nowego pierwiastka przedstawić rzeczowy dowód istnienia jego w sensie chemicznym. W tych pracach Marii Curie brał udział A. Debierne, który od pewnego czasu pracował w laboratorium Piotra Curie i odkrył istnienie trzeciego pierwiastka promieniotwórczego — aktynu. Przy jego współudziale Maria Curie opracowała specjalną fizyko-chemiczną metodę, znaną pod nazwą frakcyjnej krystalizacji, pozwalającą na otrzymanie czystego chlorku radu (RaCl_2) bez domieszki chlorku baru. Metoda polegała na tym, że chlorek baru, jako łatwiej rozpuszczalny w wodzie niż chlorek radu, koncentruje się we frakcji rozpuszczalnej, dzięki czemu możliwe było osiąganie stopniowego uwalniania kryształków od chlorku barowego; w ten sposób po wielokrotnym frakcjonowaniu otrzymywano w kryształkach czysty chlorek radowy. Otrzymanie substancji promieniotwórczej w stanie chemicznie czystym wymagało bardzo dużo czasu, trzeba było wykonać ponad tysiąc frakcji krystalizacyjnych. W 1902 roku Maria Curie dysponowała kilkoma miligramami czystego chlorku radowego. Wytworzenie większych ilości chlorku radowego pozwoliło jej przekonać się, że liczbowe wartości ciężaru atomowego radu wahały się w granicach od 138 do 226,45, w zależności od stopnia czystości (RaCl_2).

Badania własności chemicznych radu potwierdziły przypuszczenia, że jest on wyższym homologiem baru w grupie pierwiastków ziem alkalicznych. Jednocześnie zostało zbadane przez Demarçay'a widmo optyczne radu. Śmiałe przypuszczenie Marii Curie o obecności nowego nieznanego pierwiastka w rudach uranowych stało się faktem i to jest bez wątpienia największym odkryciem Marii Skłodowskiej-Curie.

Dysponując silnymi źródłami promieniotwórczymi Piotr Curie przekonał się, że promieniowania wysyłane przez różne pierwiastki promieniotwórcze różnią się od siebie w sposób wystarczający dla przeprowadzenia dokładnej analizy ciała promieniotwórczego za pomocą metody pomiarów elektrometrycznych, opracowanej przez niego. Poza tym Piotr Curie stwierdził, że wiązka promieniowania wysyłanego przez ciało promieniotwórcze rozszczepia się w polu magnetycznym na trzy wiązki, z których jedna zachowuje pierwotny kierunek, a dwie pozostałe są odchyłone w kierunkach przeciwnych. Wiązka silnie odchyłana w polu magnetycznym odpowiada promieniowaniu przenikliwemu, które nazwano promieniowaniem beta, wiązka promieni bardziej odporna na działanie pola magnetycznego należy do promieniowania silnie pochłanianego, nazwanego promieniowaniem alfa. Trzeci rodzaj promieni, które całkiem nie są odchyłone w polu magnetycznym, nazwano promieniami gamma. Według badań wykonanych przez Villarda wykazywały one własności podobne do własności promieni Roentgena, różniły się od nich jedynie większą przenikliwością. Piotr i Maria Curie dokładnie zbadali własności promieniowania beta i doszli do wniosku, że jest ono utworzone z nośników ujemnych ładunków elektrycznych o dużych prędkościach. Z natury swej promieniowanie beta wykazuje wielkie podobieństwo do promieni katodowych, szczególnie zbadanych przez J. Perrina i P. Lenarda. Prócz tego Maria Curie sama zbadala własności promieniowania alfa. Badania te doprowadziły do ciekawych wy-

ników, które wskazywały na to, że to promieniowanie jest pochłaniane według innego prawa niż promieniowanie beta i gamma, dla których współczynniki pochłaniania maleją ze wzrostem grubości i warstwy pochłaniającej. Dla promieniowania alfa otrzymano inny wynik — po przekroczeniu pewnej grubości warstwy absorbującej promienie alfa są silnie pochłaniane. W celu wytłumaczenia odmiennych własności promieniowania alfa Maria Curie wysunęła hipotezę, że jest ono utworzone z bardzo drobnych szybko poruszających się cząstek materialnych.

Pracując z silnymi preparatami radu i polonu Piotr i Maria Curie wykryli szereg ciekawych zjawisk występujących w różnych ośrodkach materialnych pod działaniem silnie jonizujących promieniowań, wysyłanych przez te ciała promieniotwórcze. Zostało stwierdzone: wytwarzanie się ozonu i tlenków azotu w powietrzu, otrzymywanie zabarwienia szkła, porcelany i innych ciał, zwłaszcza krystalicznych, oraz występowanie fluorescencji i fosforescencji niektórych ciał ciekłych i stałych.

Gdy imponujące osiągnięcia naukowe małżonków Curie zwróciły uwagę świata naukowego Paryża, zdecydowano przyjąć z efektywną pomocą utalentowanym badaczom. Uniwersytet Paryski powołał Piotra Curie w 1900 roku na stanowisko wykładowcy fizyki na kursach dokształcających w zakresie fizyki, chemii i przyrodoznawstwa (*P. C. N.*), przeznaczonych dla studentów Wydziału Medycznego, a Marii Curie zlecono prowadzenie fizyki w żeńskiej szkole w Sèvres.

Nominacja Uniwersytetu umożliwiła Piotrowi Curie otrzymanie kilku obszernych pomieszczeń przy ul. Cuvier dla urządzenia pracowni dydaktycznych dla studentów oraz pracowni do badań naukowych, co pociągnęło za sobą zwiększenie liczby pracowników naukowych w nowym Laboratorium Fizycznym. W pracowni naukowej prócz Marii Curie i A. Debierne'a, asystenta w dawnym laboratorium przy ul. Lhomond, było jeszcze zaangażowanych kilku nowych pracowników naukowych: A. Laborde, J. Danne i amerykański fizyk W. Duane.

W nowych warunkach laboratoryjnych Piotr Curie przystąpił do prowadzenia badań naukowych ze zdwojoną energią. Główna uwaga zwrócona była na dokładne wyznaczenie wartości stałej zaniku ciał promieniotwórczych. Zostało stwierdzone, że stała zaniku jest wielkością charakteryzującą własności fizyczne pierwiastka promieniotwórczego, a w przypadku złożonego ciała promieniotwórczego na podstawie pomierzonej wartości jego stałej rozpadu i znajomości stałych rozpadu różnych pierwiastków promieniotwórczych możliwe jest wykonanie analizy tego ciała na poszczególne jego składniki. W 1904 roku P. Curie wraz z H. Becquerelem powiadomili świat naukowy o efekcie biologicznym promieniowania wysyłanego przez rad.

W tych latach Maria Curie brała mniej żywy udział w pracach badawczych, ponieważ była zajęta opracowaniem wyników dawniejszych badań do rozprawy doktorskiej: „O substancjach promieniotwórczych“, którą obroniła na Wydziale Nauk w Sorbonie w 1903 roku.

W tym samym roku Komitet Naukowy Fizyki Fundacji Nobla przy Szwedzkiej Akademii Nauk przyznał francuskim uczonym, którzy przyczynili się do odkrycia promieniotwórczości materii i zbadania własności promieniowań wysyłanych przez pierwiastki promieniotwórcze, zespołową nagrodę naukową; połowę tej nagrody otrzymał H. Becquerel za odkrycie promieniotwórczości samorzutnej, druga połowa została przyznana wspólnie Piotrowi i Marii Curie za ich prace związane z badaniami zjawisk promieniotwórczych odkrytych przez H. Becquerela. W tym orzeczeniu Akademii Szwedzkiej nie wspomniano o odkryciu przez małżonków Curie dwóch nieznanych pierwiastków promieniotwórczych: polonu i radu, nie uwzględniono ogromnej pracy, szczególnie wysiłku Marii Curie przy oddzielaniu tych pierwiastków z rudy uranowej i otrzymywaniu czystej soli radowej. Odnosi się wrażenie, że w decyzji Akademii Szwedzkiej został uwzględniony dorobek naukowy francuskich uczonych tylko z punktu widzenia postępu fizyki; nie w tym nie ma dziwnego, ponieważ ta decyzja była oparta na wniosku Komitetu Fizyki Fundacji Nobla.

Jednak wkrótce wielu wybitnych uczonych uznało wykrycie radu i polonu za jedno z największych wydarzeń naukowych końca XIX wieku. Myśl o ewolucyjnych przemianach atomów ciał promieniotwórczych wypowiedziana po raz pierwszy przez małżonków Curie niezwłocznie po dokonanych przez nich odkryciach stała się podstawą późniejszych teorii przemian jądrowych, opracowanych przez E. Rutherforda i F. Soddy'ego. Teorie te znalazły w roku 1903 zdecydowane potwierdzenie doświadczalne w odkryciu W. Ramsaya i F. Soddy'ego, którzy stwierdzili tworzenie się helu w czasie rozpadu ciał promieniotwórczych. Niebawem zostało potwierdzone przypuszczenie Marii Curie, że promieniowanie alfa wysyłane przez ciała promieniotwórcze jest utworzone z szybko poruszających się jąder helu. Promieniowanie alfa było objawem zjawiska całkiem nowego, podówczas nieznanego, a mianowicie przemiany jednego rodzaju pierwiastka chemicznego w inny pierwiastek. Drugim bardzo ważnym faktem stwierdzonym przez E. Rutherforda, było wykazanie, że rad prócz helu wyzwala z siebie gaz promieniotwórczy, emanację radową. W 1909 roku E. Rutherford przy współudziale T. Roydsa stwierdził, że emanacja radu również wyzwala z siebie hel i daje na ściankach szklanego zbiornika, w którym była zgromadzona, osad w postaci ciała stałego też promieniotwórczego. Atomy ciała stałego, powstające z emanacji i tworzące osady na powierzchni ścianek ulegają z biegiem czasu kolejnym przemianom promieniotwórczym i dają w ten sposób początek różnym pochodnym pierwiastkom promieniotwórczym.

Nie tylko fizycy zainteresowali się promieniotwórczością i własnościami ciał promieniotwórczych, również i chemicy przystąpili do badań naukowych w tej dziedzinie, co zaznaczyło się w historii rozwoju tej nowej nauki odkryciem przez nich szeregu nowych pierwiastków promieniotwórczych. W licznych pracach wykonanych przez uczonych różnych krajów zostało udowodnione istnienie wielu nowych pierwiastków, których aktywność w licznych przypadkach okazała się większa niż aktywność radu. Bardziej aktywne pierwiastki

występują zazwyczaj w tak małych ilościach i są tak nietrwałe, że zamierają prawie natychmiast po swoich narodzinach. Z tych względów niektórzy nawet z wybitnych chemików przez dłuższy czas nie chcieli się zgodzić na uznanie tych efemerycznych substancji jako pierwiastków chemicznych.

Po otrzymaniu nagrody Nobla małżonkowie Curie stali się ludźmi znanymi w świecie i pozyskali jeszcze większe uznanie w sferach naukowych Paryża. Piotr Curie został mianowany profesorem Sorbony na Wydziale Nauk i objął kierownictwo katedry Fizyki Ogólnej i Radioaktywności, specjalnie dla niego utworzonej. W tej Katedrze Maria Curie była powołana na stanowisko adiunkta. W końcu 1905 roku pracownia naukowa przy ulicy Cuvier, w której Piotr i Maria Curie pracowali przez kilka lat, została przyłączona do Wydziału Nauk Uniwersytetu Paryskiego, dzięki czemu powstały możliwości znacznego jej powiększenia oraz lepszego wyposażenia w przyrządy i aparaturę badawczą.

Maria Curie pomimo dużego obciążenia pracami dydaktycznymi i organizacją pracowni naukowych nie zaniechywała prowadzenia własnych prac badawczych. Wysiłki jej zmierzały w kierunku otrzymania większych ilości polonu. W latach 1904—1906 zajmowała się głównie badaniami własności tego pierwiastka. Wyznaczyła z wielką dokładnością stałą zaniku polonu i stwierdziła, że okres jego połowicznego zaniku wynosi 140 dni.

IV. Praca naukowa Marii Curie w Uniwersytecie Paryskim

19 kwietnia 1906 roku Maria Curie przeżyła wielki cios życiowy z powodu tragicznej śmierci jej męża i współpracownika w badaniach naukowych. Rok 1906 stał się dla niej rokiem wielkich przeżyć i walk w pokonywaniu różnego rodzaju trudności. Jednak duch utalentowanej uczoney, zamiłowanej do prac badawczych, nie załamał się. Całą potęgą swej silnej woli decyduje się na prowadzenie nadal rozpoczętej z mężem pracy naukowej. Przyjmuje propozycję Wydziału Nauk Uniwersytetu Paryskiego zajęcia stanowiska zastępcy profesora i obejmuje kierownictwo katedry, którą zajmował niespełna półtora roku jej mąż.

Maria Curie dzielnie wywiązywała się z powierzonych jej przez Wydział obowiązków. Głęboka wiedza w dziedzinie promieniotwórczości i duże zdolności dydaktyczne w znacznym stopniu ułatwiły jej wykonywanie ciężkich obowiązków kierownika katedry. Jej wielki entuzjazm dla pracy badawczej bardzo korzystnie wpływał na otoczenie naukowe w Katedrze. Po objęciu przez nią kierownictwa pracowni badawczych liczba pracowników w Katedrze znacznie zwiększyła się. Prócz dawnych pracowników naukowych: A. Debierne'a, A. Laborde'a oraz J. i G. Danne'ów do pracowni naukowych zostali przyjęci: L. Dunoyer, E. Bauer i dość liczne grono cudzoziemców: W. Duane, S. Lind, L. Kolowrat, J. Danysz i L. Wertenstein.

W tym okresie wiele prac poświęconych było badaniom promieniotwórczości związków chemicznych i minerałów, również pierwiastkom jeszcze niedostatecznie zbadanym. Niektóre prace dotyczyły działania promieniowań na różne ośrodki materialne. Badano ich efekty cieplne, optyczne, chemiczne i fotograficzne.

Szczególną uwagę zwrócono na sposoby oddzielania i oczyszczania emanacji radu, na zbadanie jej własności, na pomiary jej ilości, na stałą zaniku tego gazowego ciała promieniotwórczego, nazwanego radonem. Jednym z ważniejszych zagadnień było opracowanie metody pozwalającej na podstawie pomiarów ilości radonu na wykonywanie „dawkowania“ radu, czyli wyznaczanie bardzo małych ilości tego pierwiastka (10^{-6} g Ra w 1 cm³ wody).

Maria Curie przy współudziale A. Debierne'a opracowała specjalną aparaturę próżniową do czerpania dużych ilości radonu z wodnych roztworów chlorku radu, zawierającego kilkaset miligramów radu.

Prace wykonywane wówczas przez jej uczniów i współpracowników w znacznym stopniu przyczyniły się do dalszego rozwoju nauki o promieniotwórczości. Należy jednak pamiętać, że każda praca wykonana w pracowniach Katedry Radiologii była natchniona myślą sławnej uczoney i ściśle związana z jej imieniem.

Z własnych prac Marii Curie wykonanych w tym czasie najciekawszą ze względu na bardzo wartościowe wyniki było otrzymanie radu w stanie chemicznie czystym, w postaci metalu. Za pomocą elektrolizy otrzymano początkowo amalgamat radu, a następnie przez destylację w atmosferze czystego wodoru rad oddzielono od rtęci. Cienka warstwa czystego radu, otrzymana w końcu destylacji, była błyszcząca i przypominała swą barwą szare srebro. Maria Curie zbadała szereg własności fizycznych i chemicznych metalicznego radu; ale co było najważniejsze, otrzymanie czystego radu pozwoliło na dokładne wyznaczenie jego ciężaru atomowego (226,05). Fakt ten miał doniosłe znaczenie dla nauki, zwłaszcza dla chemii. Wyznaczenie ciężaru atomowego radu było przekonującym dowodem, że odkryta przez nią substancja promieniotwórcza posiadała wszystkie właściwości zwykłego pierwiastka chemicznego.

W okresie pełnienia obowiązków Kierownika Katedry Fizyki Ogólnej i Radiologii w charakterze tytularnego profesora Maria Curie otrzymała szereg odznaczeń, nagród i tytułów naukowych od towarzystw fizycznych i chemicznych, instytucji naukowych i wyższych uczelni angielskich, szwedzkich, niemieckich, polskich i innych krajów europejskich. Największym dla niej odznaczeniem było powołanie w 1909 roku na zwyczajnego profesora Sorbony na Wydziale Nauk.

Maria Curie stale i wytrwale dążyła do wszechstronnego opanowania nowej dziedziny wiedzy. Pragnąc uporządkować wyniki badań z lat poprzednich, poddała je systematycznemu opracowaniu i zdecydowała wydać obszerne dzieło poświęcone promieniotwórczości. W roku 1910 zostało wydrukowane dzieło Marii Curie *Traité de Radioactivité*, wydane w dwóch tomach. Klasyczne to dzieło przez długie lata było cennym podręcznikiem dla młodych pracowników

naukowych, obecnie stanowi ono interesujący dokument ewolucji nauki o promieniotwórczości na początku XX wieku.

W końcu 1910 roku Maria Curie udała się do Brukseli na konferencję elektryków i radiologów, na którą została zaproszona w charakterze przewodniczącego. Na Kongresie przedstawiła pracę związaną z wyznaczaniem małych ilości radu na podstawie pomiarów ilości emanacji przez niego wydzielanej. Na jej wniosek uchwalono obrać za jednostkę promieniotwórczości aktywność ilości emanacji, znajdującej się w równowadze promieniotwórczej z 1 gramem radu. Dla tej jednostki zaproponowano nazwę *curie*. Jednocześnie uznano za konieczne wprowadzenie wzorca radowego, zawierającego ściśle określoną ilość radu. Na Kongresie postanowiono prosić Marię Curie o wykonanie takiego wzorca w pracowni pomiarowej kierowanej przez nią. Wykonany wzorzec radowy został przekazany przez Marię Curie w 1912 roku do Bureau International des Poids et Mesures w Sèvres pod Paryżem.

W 1910 roku grupa postępowych uczonych wysunęła kandydaturę Marii Curie na członka Akademii Nauk. Kandydatura ta nie osiągnęła większości głosów popierających ją, ponieważ wielu członków opowiedziało się za utrzymaniem od dawna przyjętej uchwały nie zezwalającej na przyjmowanie kobiet w poczet członków tej najwyższej instytucji naukowej we Francji. Maria Curie jako kobieta, która tak chwalebnie przez wiele lat zasłużyła się dla swej — chociaż adoptowanej — ojczyzny, głęboko odczuła nieprzychylnie stanowisko Akademii Nauk tym bardziej, że wówczas już była członkiem wielu zagranicznych akademii nauk.

Po tym przykrym zawodzie, w czasie pełnym intryg i przykrości Maria Curie doznała wielkiej satysfakcji za swoje osiągnięcia naukowe z powodu otrzymania powiadomienia Szwedzkiej Akademii Nauk, że została powtórnie laureatką nagrody Nobla.

Tym razem Komitet Naukowy Chemii Fundacji Nobla przyznał jej nagrodę indywidualną za postępy chemii w wyniku odkryć radu i polonu oraz za zbadanie własności radu w stanie metalicznym, jak również za jej badania nad związkami chemicznymi tego znamionnego pierwiastka. Przyznanie Marii Curie powtórnej nagrody Nobla po upływie zaledwie siedmiu lat po otrzymaniu poprzedniej nagrody, było wyjątkowym wydarzeniem w historii Fundacji Nobla.

Marii Curie, jako współodkrywcy radu, bardzo zależało, żeby nauka francuska nadal odgrywała czołową rolę w rozwoju tej dziedziny wiedzy, która została zapoczątkowana we Francji, a więc od 1909 roku stale zabiegała z nieustającą energią o utworzenie w Paryżu wielkiej placówki naukowej, która by miała za zadanie prowadzenie badań nad ciałami promieniotwórczymi oraz nad działaniem ich promieniowań na martwą i żywą materię. Według opinii Marii Curie taką placówkę naukową należałoby utworzyć w Paryżu pod nazwą Instytutu Radowego. Realizacja tego jej projektu doszła do skutku w 1912 roku, gdy Uniwersytet Paryski i Instytut Pasteura w Paryżu, dysponujący dużymi funduszami różnych fundacji, zawarły umowę, zgodnie z którą Uniwersytet

odstąpił swój plac przy zbiegu ulic Pierre Curie i d'Ulme pod budowę przyszłego Instytutu Radowego, a budowę pomieszczeń wszystkich pracowni naukowych oraz całkowite ich wyposażenie przyjął na siebie Instytut Pasteura. W Instytucie Radowym miały powstać dwie pracownie naukowe: 1) pracownia fizyczno-chemiczna (Laboratoire Pierre Curie) oraz 2) pracownia radiobiologiczna (Laboratoire Pasteur). Budowę Laboratorium Curie rozpoczęto w 1912 roku, a zakończono w połowie 1914 roku. Można więc było przystąpić do przenoszenia posiadanych aparatów i przyrządów z laboratorium przy ulicy Cuvier do nowego budynku, lecz na przeszkodzie stanął wybuch I wojny światowej.

Wobec poważnego niebezpieczeństwa ze strony wroga, jakie wówczas groziło Francji, każdy jej obywatel uznał za swój obowiązek nieść pomoc ojezyźnie w miarę swej wiedzy, nabytych umiejętności i posiadanych funduszy. Maria Curie brała udział w obronie adoptowanej ojczyzny, organizując pomoc radiologiczną w służbie zdrowia armii francuskiej. Już w sierpniu i wrześniu 1914 roku z nadzwyczajną energią zgromadziła materiał radiologiczny, który mogła znaleźć w laboratoriach i magazynach, i uruchomiła w ten sposób wiele gabinetów rentgenowskich obsługiwanych przez personel ochotniczy. W pracach organizacyjnych pomagała jej starsza córka Irena Curie, która w tym czasie ukończyła szkołę średnią. W ciągu paru miesięcy służba radiologiczna była zaopatrzona w samochody, wyposażone w aparaty rentgenowskie z odpowiednimi urządzeniami do wywoływania filmów rentgenowskich na miejscu. Swoją wiedzą fachową i ofiarną pracą Maria Curie zyskała wielkie uznanie i jeszcze większy szacunek społeczeństwa francuskiego.

Obowiązki obywatelskie, praca społeczna, nie mogły jednak przewyciężyć całkowicie upodobań uczonej oderwanej przez okoliczności wojenne od badań naukowych. Maria Curie nie przestaje myśleć o swojej nowej pracowni — Laboratoire Pierre Curie w Instytucie Radowym, o jej przyszłości, dalszym jej rozwoju. W końcu 1915 roku przystąpiła do stopniowego urządzania pomieszczeń oraz przewożenia przyrządów i urządzeń laboratoryjnych z dawniejszej pracowni przy ul. Cuvier. W początkach 1916 roku został sprowadzony do Paryża silny preparat radowy o zawartości około 2 g Ra, który był przewieziony do Bordeaux na początku wojny. Od tego czasu służył on do wykonywania rurek z radonem, używanych do celów leczniczych.

V. Działalność naukowa Marii Curie jako profesora Sorbony i kierownika Laboratoire Pierre Curie w Instytucie Radowym w Paryżu

Uruchomienie pracowni naukowych w nowym budynku Instytutu Radowego odbywało się w niezmiernie trudnych warunkach; nie było środków materialnych ani odpowiednio wyszkolonego personelu naukowego i technicznego.

W następstwie długotrwałej wojny wytworzyła się we Francji, jak w wielu innych krajach, ciężka sytuacja dla pracowni naukowych. Praca w nich była

zdezorganizowana, wielu pracowników oderwanych na skutek wojny od stałych warsztatów pracy nie wróciło do swych zakładów naukowych. Tylko parę osób po zakończeniu wojny w 1918 roku zgłosiło się do objęcia swych dawnych stanowisk w laboratorium przy ul. Cuvier, więc Maria Curie musiała właściwie dobrać sobie nowy zespół pracowników naukowych. Na początku zaangażowano kilku nowych pracowników, w tej liczbie Ireneę Curie, która od lat dzieciennych pragnęła w przyszłości pracować naukowo pod kierunkiem swej matki.

Koncepcja utworzenia Instytutu Radowego w Paryżu jako placówki naukowej, składającej się z dwóch pomyślnie rozwijających się pracowni naukowych: 1) fizyczno-chemicznej, kierowanej przez Marię Curie, profesora fizyki ogólnej i radioaktywności Uniwersytetu Paryskiego, oraz 2) pracowni radiofizjologicznej, kierowanej przez dr med. Claude Régaud, profesora Wydziału Medycznego tegoż Uniwersytetu, okazała się nadzwyczaj korzystna tak pod względem organizacji pracy, jak również pod względem naukowym. Chociaż tematyki wykonywanych prac badawczych w tych pracowniach różniły się od siebie, to jednak z punktu widzenia zasadniczego zagadnienia opracowane w nich były pokrewne, wchodzące w zakres nauki o promieniotwórczości. Maria Curie stale zabiegała o możliwość jak najszerszego wykorzystywania zjawisk promieniotwórczości w praktycznym zastosowaniu. Nigdy nie podzielała zasady głoszonej dawniej przez wielu naukowców, że „nauka istnieje tylko dla nauki“, uważała ją zawsze za bardzo przestarzałą. Jako uczona stale zaznaczała, że osiągnięcia naukowe powinny służyć dla dobra ludzkości, dla zapewnienia jej lepszych warunków egzystencji. W miarę zwiększania się zasięgu zastosowań ciał promieniotwórczych w medycynie, dążyła coraz bardziej do tego, aby radiologia i curieterapia były oparte na gruncie ścisłego powiązania praktyki klinicznej z systematyczną pracą naukową w tych nowych, stale rozwijających się dziedzinach naszej wiedzy. Maria Curie, wyczuwając dużą potrzebę obydwu pracowni naukowych Instytutu Radowego posiadania silnych preparatów promieniotwórczych, przekazała na własność tego Instytutu cały zapas radu w ilości około 2 gramów w postaci preparatów promieniotwórczych, wykonanych przez nią od chwili wykrycia tego cennego pierwiastka.

Wspaniałe osiągnięcia naukowe Marii Curie, która jako pierwsza kobieta osiągnęła profesurę na Wydziale Nauk Paryskiego Uniwersytetu, jej czynny udział w organizacji i uruchomieniu dużego instytutu badań naukowych w zakresie promieniotwórczości i zastosowań promieniowań pierwiastków promieniotwórczych, głównie radu do leczenia nowotworów wzbudziły podziw i uznanie w wielu ośrodkach naukowych całego świata.

W 1921 roku Maria Curie otrzymała zaproszenie na przyjazd do Stanów Zjednoczonych, gdzie miało nastąpić wręczenie jej daru społeczeństwa amerykańskiego w postaci 1 g radu, w uznaniu zasług wielkiej uczonej dla nauki i ludzkości. W przededniu jej wyjazdu do Ameryki w dniu 28 kwietnia 1921 roku odbyło się w Operze zebranie szerokich warstw społeczeństwa paryskiego z udziałem przedstawicieli Rządu w celu złożenia hołdu uczonej o światowej sławie. Podróż

po Stanach Zjednoczonych nabrała wszelkich cech prawdziwego triumfalnego przejazdu. Maria Curie była entuzjastycznie podejmowana przez liczne uniwersytety amerykańskie i różne instytuty naukowe. Została zaproszona do Białego Domu w Waszyngtonie, gdzie prezydent republiki Harding osobiście wręczył rad znakomitej uczonej. Ten cenny dar po przywiezieniu do Francji Maria Curie oddała w posiadanie Instytutowi Radowemu na cele naukowe i społeczne.

W roku 1920, gdy Instytutem Radowym zaczęła opiekować się fundacja Curie—Carnegie, sytuacja materialna Laboratorium Curie znacznie się polepszyła. Pozyskanie odpowiednich sum, niezbędnych dla zaspokojenia rozległych potrzeb stale rozwijającego się Instytutu Radowego, umożliwiło nabycie nowych przyrządów, nowoczesnych urządzeń i aparatur oraz zdobycie silniejszych preparatów promieniotwórczych.

W tym okresie liczba pracowników naukowych w Laboratorium Curie doszła do kilkunastu osób. Rozpoczęte prace dotyczyły różnych dziedzin promieniotwórczości. Zainteresowanie się Laboratorium wśród młodzieży studiującej wzrastało z roku na rok nie tylko we Francji, ale i w innych krajach. Do Instytutu Radowego zgłaszają się nie tylko liczne grupy Francuzów, ale i wielu cudzoziemców. Od roku 1923 Instytut Radowy w Paryżu nabiera cech dużej placówki naukowej o charakterze międzynarodowym. Wśród pracowników naukowych poważną część stanowili obcokrajowcy. Niektórzy naukowcy francuscy niechętnie patrzyli na zbyt duży napływ cudzoziemców do Laboratorium Curie. Jednak Maria Curie była zdania odmiennego; uważała, że kształcenie cudzoziemców we Francji jest zagadnieniem ogólnoludzkim, które jednocześnie przyczynia się do podniesienia godności naukowej i politycznej Francji w oczach obcokrajowców.

W 1922 roku Francuska Akademia Medyczna nadała Marii Curie godność członka rzeczywistego. Była pierwszą kobietą, w dodatku z wykształceniem fizycznym, w gronie wybitnych uczonych różnych medycznych specjalności.

Szeroki zakres opracowywanych tematów pod kierownictwem Marii Curie, znaczny napływ pracowników naukowych pragnących prowadzić badania w Laboratorium P. Curie wymagał zwiększenia liczby pomieszczeń. Laboratorium, które było planowane tylko do kształcenia młodych francuskich sił naukowych okazało się zbyt ciasne; postanowiono w 1922 roku dział fizyczno-chemiczny Instytutu rozbudować, zwiększając jego pomieszczenie o kilkanaście pokoi.

W 1923 roku z inicjatywy fundacji Curie—Carnegie zdecydowano w 25 rocznicę odkrycia radu uczcić pamięć zmarłych uczonych francuskich H. Becquerela i P. Curie oraz złożyć hołd Marii Curie za odkrycie radu wspólnie ze swym mężem. Uroczysty obchód był wyznaczony na 26 grudnia 1923 roku. Przed tym obchodem w dniu 22 grudnia rząd francuski uchwalił wniosek o przyznanie Marii Curie tytułem stałej pensji, jako daru narodowego 40 tysięcy franków rocznie z tym, że po jej śmierci nagroda ta przechodzi w całości na dwie jej córki Irenę i Ewę. Na uroczystym obchodzie, który odbył

się w największej sali Sorbony, po szeregu mów, wygłoszonych przez przedstawicieli francuskich Akademii, Uniwersytetu Paryskiego i innych wyższych uczelni francuskich oraz przez przedstawicieli Akademii Naukowych innych krajów, zabrał głos A. Millerand, prezydent Republiki Francuskiej, który w serdecznych słowach złożył hołd Marii Curie w imieniu narodu francuskiego. Uroczysty dzień obchodu 25-lecia odkrycia radu był dniem radosnym dla wielkiej uczonej francuskiej, z pochodzenia Polki, ponieważ tego dnia doznała całkowitej satysfakcji za wyteżoną pracę naukową dla Francji i całej ludzkości.

Po rozbudowie Laboratorium P. Curie w 1925 roku Instytut Radowy w Paryżu stał się jednym z największych zakładów naukowych nie tylko we Francji, ale na całym świecie. Był to wielki triumf po wieloletnich zmaganiach i trudach w dążeniu do osiągnięcia wyznaczonego przez siebie celu. Przez swoje osiągnięcia naukowe Maria Curie dowiodła, co może zdziałać genialny umysł kobiety w warunkach trudnych, nie zawsze sprzyjających jej zamierzeniom. Jak wysoko ceniono pracę naukowo-badawczą naszej rodaczki na całej kuli ziemskiej świadczą fakty, że za życia sławnej uczonej nazwano jej imieniem wiele uczelni, pracowni naukowo-badawczych, instytutów naukowych, a nawet szpitali w Anglii, Polsce, Szwecji, w Stanach Zjednoczonych i w wielu innych krajach.

Po uzyskaniu nowych pomieszczeń Maria Curie ze względu na rozwijającą się współpracę Laboratorium P. Curie z Laboratorium Radiobiologicznym Pasteura uznała za konieczne zorganizowanie znacznie powiększonego działu pomiarowego, nazwanego „Service des mesures“, którego zadaniem było wykonywanie stałej kontroli posiadanych źródeł promieniowania, wyznaczanie aktywności preparatów różnego rodzaju, stosowanych w pracach badawczych. Opracowanie wyników prac pomiarowych służyło za podstawę do ułożenia tablic liczbowych wartości różnych wielkości, używanych w miernictwie radiologicznym.

Ponieważ większość prac badawczych w Laboratorium Curie Instytutu Radowego, jak również prac zaplanowanych na przyszłość wymagała posługiwania się silnymi źródłami promieniotwórczymi, Maria Curie rozpoczęła starania o utworzenie wytwórni silnych preparatów radowych, polonowych i innych ciał promieniotwórczych — poza terenem Instytutu Radowego. Po usilnych jej zabiegach Uniwersytet Paryski oddał swoje tereny w Arceuil, w miejscowości położonej w pobliżu Paryża, przeznaczając je pod budowę przemysłowego laboratorium radiochemicznego. W ten sposób Maria Curie zdobyła specjalną wytwórnię silnych preparatów promieniotwórczych, o której przez dłuższy czas marzyła wraz ze swoim małżonkiem w pierwszych latach swej pracy naukowej. Surowiec potrzebny do wytwarzania silnych preparatów polonu, aktynu i jonu był dostarczany jako odpad z produkcji radowej przez firmę l'Union Minière du Haut Katanga lub przez firmę francuską Naget-Sur-Marne po przeróbce chemicznej blendy smolistej otrzymywanej z Massif Central. Preparaty promieniotwórcze o dużym stężeniu otrzymywane w Arceuil

odsyłane były do pracowni chemicznej Instytutu Radowego w Paryżu w celu ostatecznego ich oczyszczenia od domieszek.

Wytwarzanie silnych preparatów poza terenem Instytutu Radowego było pomysłem godnym uwagi; uniknięto bowiem w ten sposób możliwych skażeń promieniotwórczych w pracowniach badawczych.

W pracowni chemicznej Laboratorium Curie rozpoczęły się na dużą skalę prace, mające na celu otrzymywanie preparatów promieniotwórczych o dużej aktywności pierwiastków: radu, polonu, aktynu, jonu i protaktynu, które były potrzebne dla rozpoczęcia projektowanych prac naukowych w zakresie promieniotwórczości. Szczególną uwagę Maria Curie zwracała na otrzymanie preparatów polonowych, ponieważ polon w jej przekonaniu, jako pierwiastek emitujący tylko cząstki alfa o jednakowej energii bez promieniowania gamma i o czasie połowicznego zaniku względnie dużym, najbardziej nadawał się do wielu badań, zwłaszcza badań nad własnościami jąder atomowych. Opracowaniem metody otrzymywania preparatów polonowych o bardzo dużej aktywności zajął się zespół dobrze wykwalifikowanych pracowników Instytutu: S. Cotelte, I. Curie, M. Haissinski i F. Joliot. Dzięki opracowanej specjalnej metodzie, opanowano technikę sporządzania silnych źródeł polonu w postaci cienkiej warstewki tego pierwiastka na blaszkach metalowych srebra lub niklu. Na podstawie badań wykonanych z polonem opracowano i udoskonalono metody oddzielania i oczyszczania jonu i aktynu. Badania nad własnościami aktynu i jego pochodnych pierwiastków prowadziła osobiście Maria Curie przy współudziale S. Cotelte. Zagadnienie było dość trudne do opanowania; dopiero w 1930 roku znaleziono metodę, która wskazywała sposób otrzymywania aktynu z odpadków promieniotwórczych przez oddzielenie tlenku lantanu, zawierającego znaczne ilości poszukiwanego pierwiastka, po czym udało się opanować metodę wykonywania preparatów aktynowych o dużym stężeniu. W pracowni chemicznej otrzymano również jon w ilościach dostatecznych do wyznaczenia jego okresu półtrwania. S. Cotelte wyznaczyła go na podstawie pomiaru ilości radu wytwarzanego przez ten pierwiastek, który jak wiadomo, jest pierwiastkiem macierzystym dla radu. Według wykonanych pomiarów okres półtrwania jonu wynosi $8,3 \cdot 10^4$ lat.

Znaczne powiększenie pracowni fizycznej Laboratorium Curie, wyposażonej w nowoczesne przyrządy i aparatury naukowe i zaopatrzonej w bogaty asortyment różnych pierwiastków promieniotwórczych pozwoliło Marii Curie prowadzić badania fizyczne w Instytucie Radowym w dziedzinie promieniotwórczości w znacznie zwiększonym zakresie. Osiągnięcie tego nie przedstawiało większych trudności, ponieważ było wielu naukowców z ukończonymi studiami uniwersyteckimi, a nawet z wyższymi stopniami naukowymi, wyrażających chęć pracowania naukowo pod kierownictwem znanej na całym świecie uczzonej.

W latach 1927—1930, kiedy pracowałem w Paryskim Instytucie Radowym, roczna liczba pracowników naukowych w Laboratorium Curie wynosiła około 40 osób. Liczba cudzoziemców osiągnęła szczytową wartość w 1930 roku i doszła

do 17 osób, co stanowiło 42% ogólnej liczby pracowników naukowych. W Laboratorium pracowali młodzi naukowcy różnych ras; wśród cudzoziemców, którzy prowadzili badania naukowe pod kierownictwem Marii Curie, byli fizycy i chemicy 25 narodowości.

Kierując osobiście tak liczny zespół pracowników naukowych Maria Curie bardzo dobrze orientowała się w wyborze i konieczności rozpoczęcia tych lub innych badań, rokujących dalszy postęp wiedzy w dziedzinie nauki o promieniotwórczości. W tym artykule, poświęconym głównie twórczej pracy Marii Curie, byłoby niemożliwe podać nawet pobieżny przegląd prac badawczych, wykonanych przez pracowników naukowych pod jej kierownictwem. Dla scharakteryzowania całości opracowywanych zagadnień w Laboratorium Curie Instytutu Radowego ograniczę się do podania głównych kierunków prac naukowych, wykonywanych przez jej uczniów. Tych kierunków było dwanaście: 1) badanie efektów biologicznych wywoływanych promieniowaniem jonizującym, w ramach współpracy z Laboratorium Pasteura, 2) metody otrzymywania silnych źródeł promieniotwórczych, 3) okresy połowicznego zaniku pierwiastków promieniotwórczych, 4) własności promieniowania alfa, 5) własności promieniowania beta, 6) własności promieniowania gamma, 7) pomiary kalorymetryczne energii wyzwalanej przez ciała promieniotwórcze, 8) związek między emisją cząstek alfa a promieniowaniem gamma, 9) działanie promieniowania alfa na ośrodki materialne, 10) przemiany jądrowe pod działaniem cząstek alfa, 11) materializacja fotonów i anihilacja materii; 12) sztuczna promieniotwórczość.

Trzy ostatnie kierunki badań naukowych dotyczyły zagadnień całkiem nowych, wówczas nieznanych. Pracując nad tymi zagadnieniami Irena i Fryderyk Joliot-Curie dokonali szeregu nowych odkryć pierwszorzędnej wagi. Odkrycia te odpowiednio do kierunku badań daje się streścić w trzech zdaniach: 1) małżonkowie Joliot-Curie przyczynili się w znacznym stopniu do wykrycia neutronu; 2) F. Joliot stwierdził, że kwant przenikliwego promieniowania gamma znikając w pobliżu jądra atomowego powoduje tworzenie się pary elektronowej (elektronu i pozytonu); 3) małżonkowie Joliot-Curie wskazali na możliwość otrzymywania sztucznej promieniotwórczości lekkich pierwiastków na skutek działania na nie promieniami alfa i potwierdzili przy tym doświadczalnie możliwość istnienia pozytonu.

Dzięki pracom Ireny i Fryderyka Joliot-Curie nauka francuska znowu zaczęła odgrywać bardzo ważną rolę w rozwoju fizyki jądra atomowego. Wspinała wyniki prac córki i zięcia sprawiły Marii Curie w ostatnich latach jej życia wiele radości; widziała bowiem bogate plony swej wyteżonej wieloletniej pracy na polu naukowym.

Badania pierwiastków należących do rodziny aktywnowej zostały wznowione przez Marię Curie w 1933 roku, gdy został wytworzony preparat aktywny o bardzo silnym stężeniu, jakim Laboratorium Curie nigdy przedtem nie rozporządzało.

Prace Marii Curie i tym razem zdecydowały o losach innych prac, prowa-

dzonych przez kilku pracowników naukowych. W ten sposób Maria Curie osiągnęła cele, jakie stawiała sobie i swoim pracownikom przed piętnastu laty, kiedy rozpoczynano pierwsze próby sporządzenia silnych preparatów aktynu. Niebawem Maria Curie otrzymała silny preparat AcX, z którego wydzielono większą ilość promieniotwórczego gazu, aktynonu (emanacji aktynu). Wówczas nieprzerwanym ciągiem Maria Curie wykonała przy współudziale S. Rosenbluma kilka ciekawych prac nad własnościami promieniowania alfa aktynonu, aktynu, radioaktynu. Jednocześnie zbadano widma elektromagnetyczne promieni alfa wysyłanych przez różne pierwiastki, należące do rodziny aktynu; wykryto, że w szeregu aktynowym, podobnie jak w pozostałych rodzinach naturalnych pierwiastków promieniotwórczych, istnieją pierwiastki, które wysyłają cząstki alfa o bardzo długich zasięgach. W związku z osiągniętymi wynikami badań widm promieni alfa, wysyłanych przez różne pierwiastki rodziny aktynowej — Maria Curie latem 1931 roku wygłosiła na Kongresie elektryków i radiologów w Paryżu referat na temat: „Promieniowanie ciał radioaktywnych w związku z budową jądra atomowego“. Zagadnienia te były również poruszone w innej obszerniejszej pracy: „Promienie alfa, beta i gamma w związku ze współczesnymi teoriami o budowie jądra atomowego“.

W pracach prowadzonych przez Marię Curie przy współudziale kilku pracowników, które zmierzały do wszechstronnego zbadania własności pierwiastków należących do rodziny aktynowców, stosowano obok analizy elektromagnetycznej ich promieniowań alfa i beta również i optyczną analizę widmową. Osiągnięto w ten sposób dokładniejsze uporządkowanie pierwiastków promieniotwórczych w szeregu aktynowym. Wdrożona w te prace M. Perey, asystentka Marii Curie w Instytucie Radowym w Paryżu, odkryła w 1939 roku nowy pierwiastek aktyn K (AcK), o bardzo krótkim okresie półtrwania, który później odkrywczyni nazwała fransem (Fr) na cześć swej ojczyzny. Własnościami swymi frans odpowiada liczbie porządkowej 87 w układzie Mendelejewa. Jest on jedynym przedstawicielem nieznanego pierwiastka o liczbie atomowej 87, ponieważ w naturze nie spotykamy trwałego izotopu tego pierwiastka. Na początku 1934 roku Maria Curie zbadala optyczne widmo aktynu.

Podczas ferii wiosennych usilnie pracowała nad pomiarami nowego wzorca radowego, który został przysłany z Wiedeńskiego Instytutu Radowego do zbadania. W tym czasie przeziębila się, jednak pomimo zaleceń lekarzy nie chciała przerwać pracy w laboratorium, ponieważ ukończono wówczas wszystkie niezbędne przygotowania do następnej pracy badawczej, która rokowała osiągnięcie wartościowego wyniku — wyznaczenie ciężaru atomowego aktynu. Uczęszczanie do Instytutu, intensywne prace badawcze spowodowały zaburzenia w organizmie, które doprowadziły go do całkowitego wyczerpania. Organizm wymagał wypoczynku. W początku maja 1934 roku Maria Curie musiała przerwać pracę w Instytucie Radowym i w końcu tego miesiąca wyjechała w góry na leczenie w sanatorium Sancellemoz (Haute-Savoie).

Maria Curie prócz przeszło 80 prac naukowych opublikowanych w różnych czasopismach i trzech monografiach: *La radioactivité et la guerre* (1921), *L'isotopie*

et les éléments isotopes (1923), *Les rayons alpha, beta et gamma des corps radioactifs en relation avec la structure nucléaire* (1933) napisała dwa obszerne dzieła naukowe poświęcone promieniotwórczości: *Traité de Radioactivité* (1910), o którym wspomniano powyżej oraz ostatnie fundamentalne dzieło naukowe pt. *Radioactivité* opublikowane w roku 1935, jako wydanie pośmiertne. Ta obszerna rozprawa naukowa nie tylko zapoznaje z całokształtem zagadnień promieniotwórczości, ale również daje jak gdyby sprawozdanie z całej działalności naukowej od odkrycia polonu i radu aż do ostatnich dni życia wielkiej uczzonej.

W dziejach rozwoju wiedzy o promieniotwórczości materii, o budowie jądra atomowego Instytut Radowy w Paryżu zajął czołowe miejsce dzięki własnym badaniom naukowym Marii Curie, dzięki jej wyteżonej i nieprzerwanej pracy organizacyjnej, która prowadziła do stałych udoskonaleń metod badawczych i pomiarowych. Przyczyniło się do tego również wiele wartościowych prac naukowych, wykonanych przez jej uczniów, obecnie wybitnych uczonych, którzy wnieśli poważny wkład w dziedzinie promieniotwórczości i fizyki jądrowej.

Maria Curie pracowała naukowo w ciągu 40 lat; jako profesor Uniwersytetu Paryskiego przez 25 lat krzewiła wiedzę w najbardziej rozwijającej się dziedzinie fizyki współczesnej. Za jej kierownictwa w Paryskim Instytucie Radowym wykonano 456 prac naukowych, w których brali udział jej uczniowie różnej narodowości.

Maria Curie, przebywając na kuracji w Sanatorium Sancellemoz w okolicach Mont Blanc, nie przestawała myśleć o swoim Laboratorium Curie i pracach naukowych w nim wykonywanych. Stałą łączność ze swoimi pracownikami w Instytucie Radowym utrzymywała za pośrednictwem swej ulubionej córki Ewy, która stale pozostawała przy matce. Każda wiadomość o pomyślnym przebiegu badań naukowych pracowników Instytutu Radowego sprawiała jej dużą przyjemność. W tym czasie największym życzeniem Marii Curie było, żeby rozpoczęte przez nią prace pomiarowe, związane ze skontrolowaniem nowego wzorca radowego, przysłanego przez prof. Meyera, kierownika Instytutu Radowego w Wiedniu, były zakończone w możliwie krótkim czasie przez pracowników Service des Mesures Instytutu Radowego w Paryżu według opracowanych przez nią wskazówek. W ostatnim tygodniu czerwca, kiedy Maria Curie zaczęła wyczuwać, że siły żywotne ją opuszczają, prosiła o przyjazd do sanatorium swej córki Ireny z mężem Fryderykiem Joliot. Przyjechali oni natychmiast, przywożąc ze sobą szczegółowy opis zbadania wiedeńskiego wzorca radowego. W ostatnim dniu czerwca Maria Curie poleciła wysłanie listu, powiadamiającego St. Meyera o przyjęciu nowego wzorca radowego.

Nad ranem 4 lipca 1934 roku śmierć położyła kres pracy naukowej wielkiej uczzonej w 67 roku życia. Maria Skłodowska-Curie umierała ze świadomością, że spełniła wielkie posłannictwo uczzonego, że wykonywała wzorowo swoje obowiązki wobec nauki i ludzkości, że dokonała wszystkiego czego pragnęła, zostawiając po sobie ogromny dorobek naukowy w postaci wielkiej szkoły

naukowej powstałej w Instytucie Radowym w Paryżu, w postaci swoich wiekopomnych dzieł naukowych dla przyszłych pokoleń naukowców.

Prasa światowa niezwłocznie powiadomiła o śmierci znakomitej uczoney. Cały świat naukowy okryła ciężka żałoba i uczucie żalu, że odszedł na zawsze człowiek, który położył tak wielkie zasługi dla nauki. Dowodem tych zasług naukowych są liczne nagrody naukowe i wyróżnienia przez akademie i towarzystwa naukowe różnych krajów. Maria Skłodowska-Curie otrzymała 10 nagród naukowych, z których dwie zostały przyznane przez Szwedzką Akademię Nauk jako nagrody Nobla z fizyki (1903) i z chemii (1911); nadały jej 16 medali za pracę twórczą różne instytuty i towarzystwa naukowe; została przyjęta w poczet członków 11 Akademii Nauk; otrzymała 14 doktoratów *honoris causa* od wyższych uczelni zagranicznych; została obrana członkiem honorowym 72 towarzystw naukowych, przyjęła godność obywatela honorowego 3 miast: Warszawy, Glasgow i Rygi.

W południe 6 lipca 1934 roku na małym wiejskim cmentarzu w Sceaux pod Paryżem zebrała się nieliczna gromadka najbliższych członków rodziny, uczniów i współpracowników, aby pożegnać na zawsze genialną uczoną. Pogrzeb odbył się w ciszy bez żadnego przemówienia. Trumna została złożona do grobu, gdzie spoczęli jej mąż i jego rodzice. Garść ziemi przywiezionej z Polski przez dr J. Skłodowskiego, brata uczoney i dr Bronisławę Dłuską, jej siostrę, pomieszane z ziemią Francji rzucono dookoła trumny, jako symbol dwóch ojczyzn równie drogich sławnej kobiecie, która tak dzielnie przeszła przez drogę życiową. Po pokryciu grobu płytą kamienną mogiła została usłana mnóstwem wienców i wiązanek kwiatów, które Maria Skłodowska-Curie tak zawsze lubiła.

VI. Zasługi Marii Skłodowskiej-Curie wobec kraju ojczystego

Wielka uczona, którą zamiłowanie do nauki na zawsze silnie związało z Instytutem Radowym w Paryżu, przez całe życie czuła się Polką, bardzo przywiązaną do swojej rodziny, do miasta rodzinnego — Warszawy i szczerze oddaną swemu narodowi.

Stały pobyt we Francji, bezgraniczne przywiązanie do swego męża Piotra Curie i swoich córek Ireny i Ewy nie zdołały osłabić jej szlachetnego uczucia miłości ku ojczyźnie. Słusznie zaznaczył prof. E. Borel w swoim przemówieniu we Francuskiej Akademii Nauk, poświęconym pamięci Marii Skłodowskiej-Curie, że dzieliła ona swoje uczucia wewnętrzne między Polskę — kraj ojczysty i Francję — ojczyznę adoptowaną. Mieszkając od 24 roku życia w Paryżu Maria Skłodowska-Curie silnie odczuwała wszystkie chwile zmartwień, jak również chwile radości swej ojczyzny. Była wielką patriotką polską; nigdy nie ukrywała swej miłości do kraju rodzinnego i wszędzie zaznaczała swą polskość. Francuzi nie brali jej tego za złe, ponieważ między Polską a Francją nie było nieporozumień politycznych, lecz zawsze istniała przyjaźń.

Maria Skłodowska-Curie przez cały czas swego pobytu w Paryżu zachowywała serdeczne stosunki ze swymi siostrami i bratem, mieszkającymi w Warszawie. Dość często przyjeżdżała do Polski w odwiedziny do rodzeństwa.

Wielkie odkrycia Marii Skłodowskiej są chlubą Polaków. Naród polski powinien być wdzięczny znanej na całym świecie swej rodaczce, która przez wspaniałe osiągnięcia naukowe przyczyniła się do rozgłosu imienia naszej ojczyzny. Maria Skłodowska-Curie zasłużyła się wobec Polski również w inny sposób, bardziej bezpośredni. Zawsze okazywała pomoc moralną, a nawet materialną Polakom, zamieszkałym we Francji; stale śledziła rozwój nauki polskiej, była w stałym kontakcie z wybitnymi polskimi naukowcami, a jednocześnie umożliwiała kształcenie się we Francji polskiej młodzieży. Wielu polskim fizykom, chemikom i lekarzom z ukończonymi studiami uniwersyteckimi umożliwiała prowadzenie prac badawczych w pracowniach naukowych, kierowanych przez siebie jak również w innych zakładach naukowych lub leczniczych w Paryżu.

Z pierwszą oficjalną wizytą do Polski Maria Skłodowska-Curie przyjechała w 1913 roku jako profesor Sorbony na zaproszenie Warszawskiego Towarzystwa Naukowego w celu otwarcia w gmachu tego Towarzystwa Pracowni Radiologicznej, w której miały być prowadzone badania nad promieniotwórczością. Organizacją tej pracowni Maria Skłodowska-Curie zajmowała się od pewnego czasu w Paryżu i jako kierownika jej wyznaczyła swego ucznia Jana Danysza. Po jego śmierci w czasie pełnienia służby frontowej w wojsku francuskim, kierownictwo tej pracowni objął Ludwik Wertenstein, też uczeń Marii Skłodowskiej-Curie. Na tym stanowisku pozostawał do dnia 1 września 1939 r.

Otoczając swoją opieką tę nową placówkę naukową w Warszawie, nasza wielka rodaczka dała dowód żywego zainteresowania rozwojem życia naukowego w Polsce będącej pod obcym zaborem.

Jeszcze bardziej wzrosło zainteresowanie wielkiej uczonej rozwojem nauki polskiej po odzyskaniu całkowitej wolności przez jej ojczyznę. Nie było granic radości i zachwytu sławnej na cały świat Polki, po otrzymaniu wiadomości o proklamowaniu niezależności Polski, jak o tym wspomina w swojej książce pt. „Maria Skłodowska-Curie“ profesor Cl. Régaud. W 1919 roku Uniwersytet Warszawski nadał jej tytuł profesora honorowego.

W roku 1921 Maria Skłodowska-Curie przyjechała do Warszawy, aby odwiedzić swoją rodzinę, pragnąc jednocześnie zobaczyć niepodległą ojczyznę. W czasie jej pobytu w Warszawie ówczesny rząd polski wystąpił z propozycją objęcia przez nią Katedry Fizyki w Uniwersytecie Warszawskim. Było to raczej objawem głębokiej czci i uznania dla wielkiej Polki, ponieważ przyjąć takiej propozycji Maria Skłodowska-Curie nie mogła ze względu na swoje kierownicze stanowisko w Instytucie Radowym w Paryżu, w ośrodku naukowym o światowej sławie i międzynarodowym znaczeniu. Wyczuwając jednak brak specjalistów fizyków w odradzającym się kraju wielka uczona zapewniła, że

przyjdzie z pomocą w zwiększeniu liczby wykwalifikowanych pracowników naukowych w Polsce i będzie zawsze chętnie widziała Polaków w gronie swoich uczniów w Sorbonie. Przed wyjazdem z Warszawy powiadomiono Marię Skłodowską-Curie, że ze składek społeczeństwa polskiego powstanie fundusz, który w uznaniu wielkich jej zasług dla nauki i ludzkości, jako dar narodowy, zostanie przekazany do jej dyspozycji.

Z uczuciem wdzięczności za okazaną cześć narodu polskiego Maria Skłodowska-Curie zgodziła się przyjąć zebrany fundusz, jednak pod warunkiem przeznaczenia go na budowę nowej placówki naukowej w Polsce, opartej na wzorze Paryskiego Instytutu Radowego. Ogrom pracy, jaką była obarczona w Instytucie Radowym w Paryżu, oraz prace o charakterze międzynarodowym ze względu na swoje stanowisko naukowe w świecie nie pozwoliły jej przyjąć na siebie ciężkich obowiązków organizacji nowej dużej instytucji naukowej. Zapewniła jednak swoją osobistą pomoc w organizacji działu fizycznego, oraz pomoc profesora Cl. Régaud w organizacji działu medycznego. Dla utrzymania stałej łączności z Komitetem Budowy Instytutu Radowego zaproponowała powierzenie kierownictwa budowy i ogólnej organizacji Instytutu dr med. Bronisławie Dłuskiej, ponieważ była pewna, że jej siostra z całą sumiennością i poświęceniem wypełni powierzone jej zadanie.

W roku 1925 Maria Skłodowska-Curie przyjechała do Warszawy w celu wzięcia udziału w uroczystości położenia kamienia węgielnego pod przyszły budynek Instytutu Radowego. W dniu 5 i 6 czerwca wygłosiła dwa odczyty naukowe: jeden z nich na temat: „Główne tory współczesnych badań nad promieniotwórczością“ odbył się w wielkiej auli Uniwersytetu Warszawskiego, drugi wykład pod tytułem: „Organizacja i działalność Instytutu Radowego w Paryżu“ był wygłoszony w języku francuskim w Instytucie Francuskim w Warszawie.

Na towarzyskim zebraniu w sali Resursy Obywatelskiej, w którym wzięło udział około czterdziestu wybitnych naukowców, Maria Skłodowska-Curie miała możliwość bliższego zapoznania się z profesorami i młodymi siłami naukowymi, pracującymi w zakresie fizyki i chemii. W okresie swego pobytu zwiedziła kilka większych zakładów naukowych w Warszawie.

W związku z przewidywanym w niedalekiej przyszłości uruchomieniem w Warszawie Instytutu Radowego im. Marii Skłodowskiej-Curie konieczne było wyszkolenie licznej grupy młodych pracowników naukowych w dziedzinie fizyki, chemii, ciał promieniotwórczych oraz curioterapii, pracowników, którzy w przyszłości objęliby stanowiska w budującym się Instytucie Radowym w Warszawie. Do Laboratorium Curie Instytutu Radowego w Paryżu zostali przyjęci przez Marię Skłodowską-Curie fizycy: dr C. Pawłowski, J. Starkiewicz i Irena Manteuffel oraz chemicy: dr A. Dorabialska i inż. I. Złotowski, kilku rentgenologów-lekarzy skierowano do Laboratorium Pasteura tegoż Instytutu, którym kierował dr Cl. Régaud.

Mój czteroletni okres pobytu w Instytucie Radowym w Paryżu pozostawił bardzo przyjemne wspomnienia. Laboratorium Curie było dobrze zorganizowa-

wane i stwarzało idealne warunki dla prowadzenia prac badawczych. Tak się złożyło, że w czasie mej pracy w Laboratorium Curie był bardzo dobry i sympatyczny zespół pracowników naukowych, wśród których znaczną część stanowili wyrobieni naukowcy ze stopniami doktorskimi; przy czym dużo było obco-krajowców. Stwarzało to nadzwyczaj przyjemną atmosferę pracy naukowej, nieco odmienną niż w innych zwykłych pracowniach naukowych. Maria Skłodowska-Curie zadowolona z takiego zespołu pracowników naukowych często podkreślała korzyści, jakie zyskują jej pracownice przez współpracę naukowców pochodzących z różnych krajów, którzy dzieląc się zdobytym doświadczeniem w swoich pracowniach, przyczyniają się do dalszego rozwoju prac badawczych w Instytucie Radowym w Paryżu.

Jako przyszły kierownik Działu Fizycznego Instytutu Radowego w Warszawie byłem otoczony szczególną opieką naszej wielkiej uczonej, która nigdy nie szczędziła swego cennego czasu na omówienie wyników moich prac badawczych. Starłem się odwdziżyć za tak przychylnie ustosunkowanie się do mnie, opracowując niektóre doświadczenia pokazowe dla jej wykładów, przyjmując na siebie prowadzenie kilku prac dyplomowych, a w czasie przyjazdów do Paryża dr B. Dłuskiej częstokroć brałem udział w naradach dotyczących Instytutu Radowego w Warszawie. Narady te odbywały się zazwyczaj przy współudziale specjalistów francuskich w prywatnym mieszkaniu Marii Skłodowskiej-Curie na quai de Béthune 36.

Maria Skłodowska-Curie stworzyła dla mnie wyjątkowe warunki materialne w czasie mego pobytu w Paryżu, pozyskując stypendia naukowe Rządu Francuskiego i fundacji Curie-Carnegie, co pozwalało mi cały mój czas poświęcić badaniom naukowym. Wynikiem mojej pracy badawczej w Instytucie Radowym w Paryżu było ogłoszenie siedmiu publikacji we francuskich czasopismach naukowych, z których jedna była uznana jako praca doktorska. Całość prac posłużyła za podstawę do pracy habilitacyjnej celem uzyskania docentury w Uniwersytecie Warszawskim w roku 1933.

Po Instytucie Radowym w Paryżu w mojej pamięci pozostały jak najlepsze wspomnienia. Okres prowadzenia w nim prac badawczych uważam za najmilszy i najszcześniejszy w moim życiu naukowym. Dla wielkiej uczonej Marii Skłodowskiej-Curie na zawsze zachowam w sercu uczucia szczerzej wdzięczności.

Po powrocie z Polski Maria Skłodowska-Curie, nie zwlekając, rozpoczęła starania o zdobycie dla Warszawskiego Instytutu Radowego niezbędnej ilości radu dla rozpoczęcia w nim prac naukowych i leczenia chorób nowotworowych. Jednak nabycie tego cennego pierwiastka w wymaganej ilości przekraczało wszelkie możliwości finansowe odradzającego się kraju. Pragnąc pomyślnego rozwiązania sprawy pozyskania radu dla ojczystego kraju, Maria Skłodowska-Curie zwróciła się o pomoc do znanej uczonej i dziennikarki amerykańskiej pani Meloney. Dzięki zorganizowaniu przez nią subskrypcji na zakup radu wśród Polaków amerykańskich i przyjaciół Polski zebrano fundusz wystarczający na nabycie 1 grama tego pierwiastka. Na zaproszenie Hoovera, prezy-

denta Stanów Zjednoczonych, Maria Skłodowska-Curie udaje się na jesieni 1929 roku do Nowego Yorku, nie zważając na swój wiek i niezbyt dobry stan zdrowia, aby otrzymać od narodu amerykańskiego w darze 1 gram radu, a następnie przekazać swej ojczyźnie. W Ameryce wiele uniwersytetów urządziło dla niej uroczyste przyjęcia. Prof. Owen Young, znany z prac na terenie polityki międzynarodowej, jako rektor Uniwersytetu Św. Wawrzyńca zaprosił Marię Skłodowską-Curie na uroczyste przyjęcie do Laurentian. Po nadaniu dyplomu doktorskiego *honoris causa* w obecności wszystkich profesorów na dużej sali posiedzeń Uniwersytetu, orszak utworzony przez profesorów i studentów z Marią Skłodowską-Curie i rektorem Youngem na czele poprzedzony przez poczet sztandarów trzech państw: Polski, Stanów Zjednoczonych i Francji skierował się poprzez ogród uniwersytetu do budynku Instytutu Chemii. Maria Skłodowska-Curie była bardzo wzruszona, ujrawszy na narożniku frontowej ściany tuż przy wejściu do tego budynku wielką swoją postać wyrzeźbioną z dużym talentem artystycznym w piaskowcu. Na dziedzińcu przed budynkiem Chemii odbył się wiec studencki, na którym młodzież złożyła hołd wielkiej uczonej świata.

W czasie swego pobytu w Stanach Zjednoczonych Maria Skłodowska-Curie była uważana za gościa prezydenta Hoovera; w ciągu kilku dni mieszkała w Białym Domu, gdzie odbył się uroczysty akt wręczenia wielkiej Polce 1 grama radu, jako daru narodu amerykańskiego dla Instytutu Radowego w Warszawie.

Po nadejściu wiadomości o otrzymaniu przez Marię Skłodowską-Curie radu dla Instytutu Radowego w Warszawie powstała konieczność przyspieszenia terminu zakończenia budowy tego Instytutu. Ponieważ Komitet jego budowy w tym czasie nie posiadał wymaganych funduszy na wykończenie całości Instytutu, zdecydowano przyspieszyć całkowite wykonanie jednego z największych jego gmachów, który był przeznaczony dla działu medycznego łącznie ze szpitalem dla klinicznego leczenia nowotworów. Wykończenie dwóch mniejszych budynków, w których miały mieścić się pracownie naukowe, odłożono na późniejszy okres budowy. Budynek dla działu medycznego z całkowitym jego wyposażeniem oddano do użytku w początku 1932 roku.

Dnia 29 maja 1932 roku odbyła się uroczysta inauguracja Instytutu Radowego imienia Marii Skłodowskiej-Curie w Warszawie przy ul. Wawelskiej 15 w obecności najwyższych władz państwowych Polski, przy współudziale założycielki tego Instytutu i obecności dwóch zaproszonych wybitnych przedstawicieli nauki francuskiej dr Cl. Régaud, dyrektora Laboratorium Pasteura Instytutu Radowego w Paryżu, prof. C. Marie, dyrektora Instytutu Chemii Fizycznej Uniwersytetu Paryskiego oraz licznych przedstawicieli polskiego świata naukowego. Po szeregu przemówień o wielkich zasługach uczonej i o zastosowaniu radu w medycynie, zabrała głos Maria Skłodowska-Curie, dziękując za wyrazy uznania i szacunku ze strony polskiego społeczeństwa oraz za pomoc Komitetu Daru Narodowego, który swoją energiczną działalnością przyczynił się głównie do realizacji jej najgorętszego życzenia — utworzenia Instytutu Radowego w Warszawie. Na zakończenie przemówienia

wyraziła ubolewanie nad niemożnością szybkiego ukończenia budynków pracowni naukowych, którym przypisywała szczególną wagę, uważając, że Instytut Radowy powinien być w przyszłości placówką badawczo-naukową. Uroczystość inauguracyjna zakończyła się przekazaniem przez Marię Skłodowską-Curie ofiarowanego jej przez Polaków amerykańskich i przyjaciół Polski jednego grama radu o wartości 120 000 dolarów na własność Państwa Polskiego.

Z powodu kłopotów finansowych Komitetu Budowy wykończenie pomieszczeń pracowni naukowych nastąpiło ze znacznym opóźnieniem. Dopiero 30 października 1937 roku, czyli w trzy lata po śmierci inicjatorce, a zarazem i twórczyni Warszawskiego Instytutu Radowego, odbyło się oficjalne otwarcie Działu Fizycznego z jego pracowniami badawczymi, pracownią pomiarów radiologicznych i wzorcownią rentgenowską.

Maria Skłodowska-Curie (7. XI. 1867 — 4. VII. 1934)

Abstract: In November 1967 we celebrate the 100th anniversary of birth of Maria Skłodowska-Curie. In connection with this anniversary Professor C. Pawłowski, who for a long time was her student, presents the course of her life from early childhood to the final stage of her scientific career, when she arrived at the top of success as one of the greatest scientists of the 20th century. Her great discoveries have stimulated the enormous development of physics and chemistry and also resulted in considerable progress in other disciplines, first of all in biology and medicine.

Robert Oppenheimer *

Trzydzieści lat mezonów **

Mezony były przewidywane (przede wszystkim mezony π przez Yukawę w 1935 roku), błędnie identyfikowane (mezony μ w promieniach kosmicznych) i odkrywane (mezony π w promieniach kosmicznych) lub czasami odkrywane i nie rozumiane (mezony K). Chociaż oczekuje się odkrycia jeszcze innych mezonów, nie wydaje się, abyśmy mieli powrócić do tradycyjnego poglądu na cząstki jako „po prostu“ złożone.

Niech mi będzie wolno rozpocząć od przypomnienia, że do tej pory rozpoznano, uporządkowano i posortowano wiele mezonów, ustalono częściowo ich własności i zrozumiano je w pewnym ograniczonym zakresie.

A więc są trzy grupy, trzy nonety (niektórzy z pewną racją wolą mówić o mieszanych oktetach i singletach): mezony pseudoskalarne, wśród których są dwa przewidziane przez Yukawę trzydzieści lat temu, mezony wektorowe i mezony o spinie 2, być może trochę mniej pewne; są również inne, które są teraz identyfikowane. Byłoby ryzykowne przypuszczać, że teraz jesteśmy na początku lub przy końcu tej historii.

Trzy rodziny cząstek

Mezony tworzą jedną z trzech rodzin cząstek, o których i o kwantach pól klasycznych jest sens i trzeba mówić. Te trzy rodziny charakteryzują się obecnością lub brakiem liczb kwantowych spełniających niezupełnie zrozumiałe, ale bardzo rygorystyczne prawa zachowania. A więc są leptony: obiekty typu elektronu; elektron, mezon μ , neutrino i ich antycząstki. Liczba leptonowa

* Robert Oppenheimer ustąpił ostatnio ze stanowiska dyrektora Institute for Advanced Studies, które zajmował od 1947 roku. Urodził się w Nowym Yorku w 1904 roku, studiował na Uniwersytecie Harvard, a doktoryzował się na Uniwersytecie Göttingen. W latach 1929—1947 był profesorem fizyki w University of California w Berkeley oraz w California Institute of Technology. Niniejszy artykuł został przerobiony z wykładu wygłoszonego na styczniowym posiedzeniu Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w Nowym Yorku. Robert Oppenheimer zmarł w dniu 19 lutego 1967 roku (przyp. red.).

** Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w czasopiśmie *Physics Today* 19, No 11, 51 (1966), dokonane za zgodą Wydawcy.

czyli liczba leptonów minus liczba antyleptonów nie zmienia się; to jest ściśle prawo zachowania słuszne nawet dla czasów kosmologicznych. Leptony oddziałują elektromagnetycznie, a także uczestniczą w słabych oddziaływaniach, takich jak oddziaływanie Fermiego w rozpadzie beta. W dostępnych nam warunkach do tej pory te oddziaływania nigdy nie są bardzo silne. Leptony nie uczestniczą ani bezpośrednio, ani w jakiś szczególny sposób w silnych oddziaływaniach, które są charakterystyczne dla dwóch innych rodzin cząstek, dla mezonów i barionów.

Bariony są obiektami typu protonów; należą do nich: proton, neutron, rezonanse hiperonowe Υ^* , rezonans $(\frac{3}{2}, \frac{3}{2})$ odkryty przez Fermiego i jego kolegów oraz hiperon Ω^- . Cząstki te mają również swoje antycząstki i charakteryzują się liczbą kwantową — liczbą barionową — zdefiniowaną analogicznie do liczby leptonowej; liczba barionowa nie zmienia się nawet w ciągu kosmicznych czasów.

Mezony nie mają żadnej z tych liczb kwantowych; mogą się pojawiać i znikać pojedynczo, podlegają oczywiście relatywistycznym prawom zachowania, symetrii pomiędzy identycznymi cząstkami, symetrii ładunkowej (choć ta symetria jak i następne cztery nie dają ścisłych i dokładnych reguł), zachowaniu parzystości i dziwności, niezależności względem sprzężenia ładunkowego i odwrócenia w czasie, ale nie mają niczego takiego jak liczba barionowa lub leptonowa.

Nieodparte argumenty

Dzisiaj nasza sytuacja jest oczywiście bardzo różna od sytuacji w 1935 roku, jednakże są i analogie. W owym roku Yukawa przewidział obiekty bardziej elementarne niż jądra, których to obiektów nie obserwowano poprzednio. Moim zasadniczym celem jest przypomnienie o naturze i powodach tego, czego on dokonał oraz prześledzenie niektórych godnych uwagi epizodów, które stanowią kamienie milowe trzech dziesięcioleci dzielących nas od owych początków. Dzisiaj też mamy w książkach nie odkryte obiekty, których szukano doświadczalnie i dla których typowe doświadczalne stwierdzenie brzmi, że nie istnieją, jeśli masa ich jest mniejsza od pewnej, raczej wysokiej wartości. Mam tu na myśli nie tyle pojedyncze bieguny magnetyczne, które dla mnie wydają się należeć do całkiem innej kategorii spekulacji, co dwie inne grupy obiektów, które czasem, w desperackich błyskach erudycji, nazywa się *schizonami*¹ i *kwarkami*². Pierwsze z nich, które były rozważane i nazwane przez Lee i Yanga, i które są wektorowymi bozonami o nieokreślonej parzystości, dziwności i izospinie, były już zapowiedziane przez Yukawę. Jego mezony miały podlegać rozpadowi β , a przez sprzężenie typu Yukawy z prądami bariono-

¹ Zwane też pośredniczącymi bozonami (przyp. tłum.).

² Kwarki są bardziej szczegółowo opisane w artykule Laurie Browna: *Postępy Fizyki* 17, 471 (1966) (przyp. tłum.).

wymi i leptonowymi miały wzbudzać rozpad β . Do tej pory nie znaleziono schizonów; jeśli istnieją, to muszą mieć znacznie większe masy niż proton. W miarę jak neutrina wyższej energii będą się stawały osiągalne, poszukiwanie schizonów będzie bez wątplenia kontynuowane. Kwarki, w swej najprostszej i najbardziej zdumiewającej formie, mają ułamkowy ładunek i ułamkową liczbę barionową. Ich też nie znaleziono.

W tych wszystkich przypadkach — mezonów Yukawy, schizonów, kwarków — domniemane istnienie tych cząstek ułatwia na pewien czas opis ważnych prawidłowości obserwowanych wśród istniejących cząstek, nukleonów trzydzieści lat temu; barionów, mezonów, leptonów obecnie. Jeślibyśmy teraz spotkali się z istnieniem tych domniemanych cząstek, to znaleźlibyśmy się w obliczu ogromnych teoretycznych problemów ich opisu, bez wątplenia jeszcze trudniejszych dla kwarków niż dla schizonów, ale dla obu całkowicie wykraczających poza to, co wiemy, jak zrobić. Nie moglibyśmy wytłumaczyć dynamicznie, jak te nowe obiekty przyczyniają się do prawidłowości, dla tłumaczenia których je wynaleziono. Właśnie tak działo się przez wiele długich lat w teorii mezonów i trzeba było wielu długich lat, aby znaleźć częściowe, przybliżone i prowizoryczne rozwiązanie.

Racje, które doprowadziły do wynalezienia kwarków czy schizonów, choć są całkowicie nietrywialne, nie mają niewolącej konieczności argumentów Yukawy; nawet jeśli są tak bezpośrednio i *a fortiori* wyłożone, jak się to robi dzisiaj. Yukawa znalazł kilka grubych, ale jasnych odkryć doświadczalnych. Miał również to, co teraz ukazuje się nam jako bardzo solidne argumenty natury ogólnej; i właśnie dlatego, chociaż czasopismo (*The Proceedings of the Physical and Mathematical Society of Japan*), w którym publikował, było mało znane, a przypuszczenia Yukawy szły bardzo daleko, to zarówno w Japonii, jak i za granicą szybko zostały potraktowane całkiem na serio. Powinienem powiedzieć parę słów o tym, dlaczego my w Kalifornii traktowaliśmy to poważnie; ponieważ mieliśmy pewne korzyści, jak również pewne oczywiste niemożności, których nie mieli nasi koledzy w Europie. Do tego jeszcze powrócę.

Przy przewidywaniu cząstek

W tym miejscu może będzie pouczające przypomnienie paru epizodów z ostatnich trzydziestu lat i zwrócenie uwagi na inne mezony, które poprawnie i poważnie przewidziano bądź to na podstawie symetrii (która była bardzo ważnym argumentem od czasu odkrycia symetrii i niezależności ładunkowej, a jeszcze ważniejszym od zauważenia unitarnej symetrii przez Gell-Manna i Ne'emana), bądź też z drugiej strony, w oparciu o głębokie i ogólne zasady teorii względności i teorii kwantowej. Są to zasady tak ogólne, że są zupełnie poza dyskusją pośród teoretyków i tych, którzy lubią tylko macierze S i tych, którzy ufają tylko aksjomatycznej teorii pola i tych, którzy lubią metody związane z langranżianem lub diagramy Feynmana. Albowiem wszyscy oni chcą żyć w zgo-

wymi i leptonowymi miały wzbudzać rozpad β . Do tej pory nie znaleziono schizonów; jeśli istnieją, to muszą mieć znacznie większe masy niż proton. W miarę jak neutrino wyższej energii będą się stawały osiągalne, poszukiwanie schizonów będzie bez wątpienia kontynuowane. Kwarki, w swej najprostszej i najbardziej zdumiewającej formie, mają ułamkowy ładunek i ułamkową liczbę barionową. Ich też nie znaleziono.

W tych wszystkich przypadkach — mezonów Yukawy, schizonów, kwarków — domniemane istnienie tych cząstek ułatwia na pewien czas opis ważnych prawidłowości obserwowanych wśród istniejących cząstek, nukleonów trzydzieści lat temu; barionów, mezonów, leptonów obecnie. Jeślibyśmy teraz spotkali się z istnieniem tych domniemanych cząstek, to znaleźlibyśmy się w obliczu ogromnych teoretycznych problemów ich opisu, bez wątpienia jeszcze trudniejszych dla kwarków niż dla schizonów, ale dla obu całkowicie wykraczających poza to, co wiemy, jak zrobić. Nie moglibyśmy wytłumaczyć dynamicznie, jak te nowe obiekty przyczyniają się do prawidłowości, dla tłumaczenia których je wynaleziono. Właśnie tak działo się przez wiele długich lat w teorii mezonów i trzeba było wielu długich lat, aby znaleźć częściowe, przybliżone i prowizoryczne rozwiązanie.

Racje, które doprowadziły do wynalezienia kwarków czy schizonów, choć są całkowicie nietrywialne, nie mają niewolącej konieczności argumentów Yukawy; nawet jeśli są tak bezpośrednio i *a fortiori* wyłożone, jak się to robi dzisiaj. Yukawa znalazł kilka grubych, ale jasnych odkryć doświadczalnych. Miał również to, co teraz ukazuje się nam jako bardzo solidne argumenty natury ogólnej; i właśnie dlatego, chociaż czasopismo (*The Proceedings of the Physical and Mathematical Society of Japan*), w którym publikował, było mało znane, a przypuszczenia Yukawy szły bardzo daleko, to zarówno w Japonii, jak i za granicą szybko zostały potraktowane całkiem na serio. Powiniennem powiedzieć parę słów o tym, dlaczego my w Kalifornii traktowaliśmy to poważnie; ponieważ mieliśmy pewne korzyści, jak również pewne oczywiste niemożności, których nie mieli nasi koledzy w Europie. Do tego jeszcze powrócę.

Przy przewidywaniu cząstek

W tym miejscu może będzie pouczające przypomnienie paru epizodów z ostatnich trzydziestu lat i zwrócenie uwagi na inne mezony, które poprawnie i poważnie przewidziano bądź to na podstawie symetrii (która była bardzo ważnym argumentem od czasu odkrycia symetrii i niezależności ładunkowej, a jeszcze ważniejszym od zauważenia unitarnej symetrii przez Gell-Manna i Ne'eman'a), bądź też z drugiej strony, w oparciu o głębokie i ogólne zasady teorii względności i teorii kwantowej. Są to zasady tak ogólne, że są zupełnie poza dyskusją pośród teoretyków i tych, którzy lubią tylko macierze S i tych, którzy ufają tylko aksjomatycznej teorii pola i tych, którzy lubią metody związane z langrangianem lub diagramy Feynmana. Albowiem wszyscy oni chcą żyć w zgo-

dzie ze szczególną teorią względności i ogólną strukturą mechaniki kwantowej.

Pierwsze rozszerzenie odkrycia Yukawy wynikało z zastosowania symetrii niezależności ładunkowej; mianowicie Kemmer zauważył, że wymaga ona neutralnego mezonu oprócz naładowanych cząstek Yukawy. Chociaż dziwność była odkryciem, którego nikt nie przewidywał, to skoro raz ją znaleziono, od razu było jasne, że muszą istnieć dziwne mezony. Mezon ρ przewidziano na podstawie doświadczalnych czynników postaci nukleonu, ale używając całkiem ogólnych argumentów kwantowej teorii pola. Mezon η był wyraźnie przewidziany przez unitarną symetrię; tak samo mezon ω potrzebny jako uzupełnienie mezonu ρ do wytłumaczenia izowektorowych czynników postaci nukleonu.

Jeśli dziś próbujemy wrócić myślą do roku 1935, jest to trochę dziwne. Duża część tego, co teraz uważamy za oczywiste, była wtedy niepewna lub niejasna. A jednak myślę, że to będzie całkiem jasne, dlaczego argumenty Yukawy, chociaż bardzo świeże, były przecież tak przekonujące. Albowiem mieliśmy najlepszy start w 1932 roku na początku wzrostu naszej wiedzy o cząstkach. Do tej pory znano tylko elektron i proton oraz kwanty pól klasycznych. W tym właśnie roku Chadwick odkrył neutron. Neutron, jak wiadomo, był przewidywany nie na wszystkich podstawach widocznych w 1932 roku, ale na wielu z nich przez Rutherforda w jego wykładzie w 1920 roku. Chadwick, który oczywiście znał dobrze ten wykład, zapytał raz małżeństwo Joliot-Curie, dlaczego nie szukali neutronu w odkrytym przez siebie przenikliwym promieniowaniu, a pozostawili to jemu, Chadwickowi. Odpowiedzieli, że szukanie nowych pomysłów w publicznym wykładzie było czymś nie do pomyślenia dla Francuza.

Ten sam rok zobaczył inne odkrycie, które miało wiele wspólnego z pomysłem Yukawy: odkrycie pozytonu w promieniach kosmicznych przez Andersona. Odkrycie to przyniosło fizykom owego dnia jedną wielką zmianę: zwiększone zaufanie do ogólnej słuszności tej kombinacji teorii kwantów i teorii względności, jaką była elektrodynamika kwantowa, a bardziej ogólnie przez analogię, kwantowa teoria pola. Dla mnie osobiście to zaufanie zostało bardzo wzmocnione przez artykuł Pauliego i Weisskopfa, w którym ustalono, że bezspinowe cząstki, bez zakazu Pauliego, bez „zapełnionego“ morza, bez „dziur“ uczestniczą jednak w procesach tworzenia par i anihilacji, przejawiają symetrię ładunkową, niezależność względem sprzężenia ładunkowego, i mimo początkowych różnic w opisie ściśle odpowiadają teorii elektronu i pozytonu oraz podtrzymują przypuszczenie, że wszystkie naładowane cząstki będą miały swoje antycząstki o tej samej masie.

Na długo przed artykułem Yukawy Fermi napisał swój dobrze znany przegląd i jak najlepiej przyjęte uproszczenie kwantowej elektrodynamiki, które doprowadziło go do takiego opisu rozpadu β , w którym emisja i absorpcja elektronu i neutrina są traktowane analogicznie do emisji i absorpcji kwantów światła. Tu było inne pole, pole elektronowo-neutrinowe, a więc inna teoria pola. W Japonii, w Związku Radzieckim, wszędzie w Europie, a także i w tym

kraju zauważono, że z teorii Fermiego rozpadu β wynikało istnienie sił pomiędzy protonem i neutronem; albowiem neutron mógł emitować elektron i neutrino, a proton mógł je absorbować. Zachodziłaby więc wymiana cząstek, pędu i ładunku. Chociaż wymiana ładunku była oczekiwaną cechą tych sił, to ani widoczna słabość sił związanych z przejściem β w odległościach jądrowych, ani ich zależność od odległości wewnątrz nukleonowych, nie wydawała się znajoma, albowiem obserwowane oddziaływanie jest silne i charakteryzuje się — w odróżnieniu od elektryczności i grawitacji — raczej ostro ograniczonym zasięgiem ($\sim 10^{13}$ cm) typowym dla rozmiarów jądrowych.

Zasięg oddziaływania

Na tym punkcie Yukawa zbudował swą teorię. Poprzednio relacjonował teorię elektronowo-neutrinową. Nishina bardzo się nią zainteresował, ale zdawał sobie również jasno sprawę z tego, co było w niej niewystarczające. Yukawa wystąpił z czymś lepszym.

Yukawa zauważył, że można by zrozumieć istnienie zasięgu sił, jeśli kwanty pola tych sił miałyby skończoną masę. A więc napisał zamiast równania Poissona:

$$\nabla^2\Phi + \left(\frac{\mu c}{\hbar}\right)^2\Phi = \rho,$$

gdzie Φ jest potencjałem pola, μ masą kwantu tego pola, a ρ gęstością nukleonu, źródła pola, którego potencjałem jest Φ . Widać stąd, że dla r dużego w porównaniu z rozmiarami ρ :

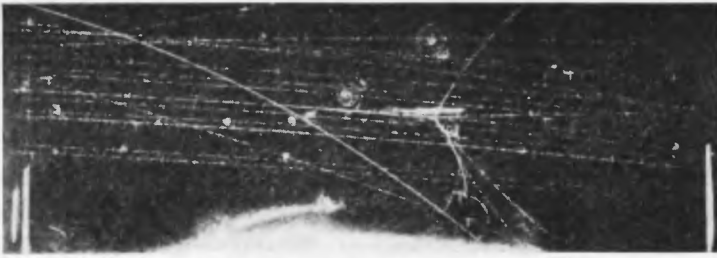
$$\Phi = \frac{1}{r} e^{-\frac{\mu cr}{\hbar}}.$$

To jest wyjaśnienie zasięgu. Stąd Yukawa ocenił masę kwantu pola na dwieście do trzystu mas elektronowych.

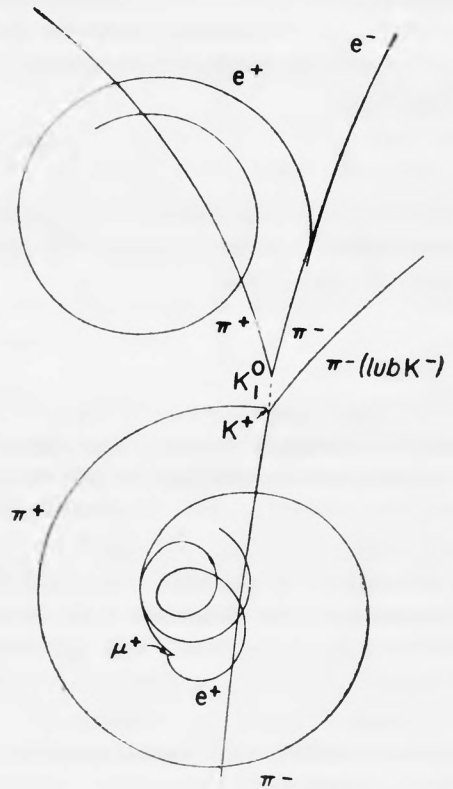
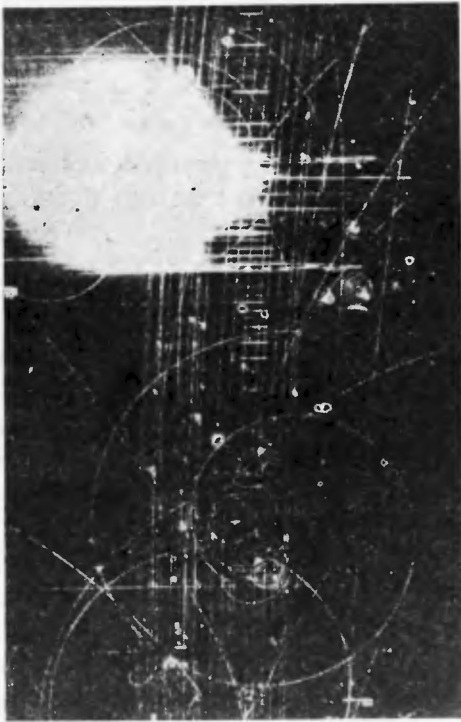
Yukawa upiększył tę hipotezę innym, logicznie całkiem osobnym pomysłem, mianowicie, że mezony, ponieważ zdawały się nie występować w zwykłej materii, były niestabilne i że ich promieniotwórczość była odpowiedzialna za rozpad β — oddziaływania Fermiego — nukleonów. Dziś proponuje się to samo dla schizonów, które nie oddziałują silnie; cząstki silnie oddziałujące są zbyt blisko spokrewnione, aby było możliwe całkowicie jasne rozróżnienie, które cząstki są „pierwotnie“ promieniotwórcze.

Ogólność właściwa argumentowi Yukawy dla mezonu spotkała się z ogólnym uznaniem i chyba pierwszy opublikował ją Wick. Jeśli na początek uważamy mezon za stosunkowo lekki, co oczywiście nie jest konieczne, ale pomocne; to gdy nukleon emituje mezon o masie μ , wymaga to przynajmniej μc^2 energii. Z zasady niepewności wynika, że stan ten nie może przetrwać

znacznie dłużej niż $\frac{\hbar}{\mu c^2}$; a ponieważ mezon nie może wędrować szybciej niż



Rys. 1. Sześć naładowanych ramion wychodzi z oddziaływania pp w komorze pęcherzykowej; wśród nich są cztery mezony π , z których dwa rozpadają się według schematu $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$



Rys. 2. Fotografia z komory pęcherzykowej przedstawiająca oddziaływanie π^-p z produkcją K^+ , K^0 ; (pokazany linią kreskowaną), π^- i neutronu (niewidoczny). K^+ szybko rozpada się na π^+ i π^0 (niewidoczny). π^+ rozpada się na μ^+ , a ten z kolei na e^+ . π^0 rozpada się na parę fotonów (niewidoczne), z których jeden tworzy parę e^+e^- . K^0 rozpada się na π^+ i π^-

światło, więc nie może dotrzeć znacznie dalej niż $R = \frac{\hbar}{\mu c}$. To jest właśnie ten związek pomiędzy zasięgiem R a masą, który stał się ciągle powtarzanym i istotnym argumentem w fizyce i którego używa się znowu i znowu w wielu postaciach, z których nie najmniej ważna jest ta w teorii dyspersyjnej i w przybliżonym podejściu do analitycznej struktury amplitud rozproszenia i czynników postaci.

Kaskady i promienie kosmiczne

W połowie lat trzydziestych nasza sytuacja w Kalifornii była raczej szczególna, ponieważ tutaj był Anderson i jego badania nad promieniami kosmicznymi, a później badania jego współpracowników. Anderson zwykł pokazywać nam swe zdumiewające zdjęcia z komory Wilsona; im były piękniejsze i bardziej cudowne, tym smutniejszy się stawał. Tu bierze początek — może ją znacie — historia o rusalkach. Zaprowadziłem Pauliego do pracowni Andersona, aby zobaczył niektóre z jego ostatnich zdjęć. Anderson stale potrząsał głową i miał minę pełną melancholii, ponieważ sytuacja, którą pokazywały te zdjęcia, wydawała się tak skomplikowana i trudna do zrozumienia lub obliczenia. Pauli był zafascynowany i spytał: „A cóż takiego spodziewał się pan zobaczyć, że pan jest taki smutny — rusalki?“. Słowa te powtarzano później w całkiem innych kontekstach.

Nasze zaufanie do ogólnej słuszności podstaw teorii pola było jednym powodem, dla którego myśleliśmy, że mezony Yukawy powinny istnieć; inny powód stał się w końcu całkiem przekonujący dla mnie. Po roku 1932 uznano, że głównym procesem absorpcji promieni γ w materii nie jest efekt Comptona, ale tworzenie par, z dużym i stałym dla wysokiej energii przekrojem czynnym pochodzącym od tworzenia par w polu elektrycznym jądra. Podobny wzór z podobną asymptotyczną niezależnością od energii opisywał promieniowanie γ elektronu lub pozytonu przelatującego przez to pole³. Te przewidywania nie pozwalały na utożsamienie jakiegokolwiek przenikliwego promieniowania, naładowanego lub neutralnego, z elektronami, pozytonami lub fotonami γ . Zdjęcia Andersona pokazywały nie kończące się tory przechodzące przez pokaźne płyty ołowiane i złote bez absorpcji lub wykrywalnego oddziaływania. W rzeczy samej na poziomie morza dzieje się tak dla więcej niż trzech czwartych spośród promieni kosmicznych. Z tych prawie połowa jest ujemnie naładowana. Jedyną znaną ujemną cząstką był elektron.

W ciągu 1935 lub 1936 roku wytłumaczyliśmy sobie, tak jak inni zrobili wcześniej, że jest mała szansa, aby wzory elektrodynamiki kwantowej na promieniowanie hamowania były niesłuszne dla promieni kosmicznych; oparliśmy to stanowisko na przekonującej podstawie, że zjawiska te wymagały

³ Chodzi tu o promieniowanie hamowania (przyp. tłum.).

przekazanych czteropędów, które nie były duże, lecz właśnie takie, dla jakich dobrze sprawdzono te wzory; a dalej, że występujące tu pola elektromagnetyczne nie były znowu takie silne. A więc zjawiska te można było przez transformacje Lorentza — z powodu wysokiej energii promieni kosmicznych — odnieść do sytuacji, które były całkiem dobrze zbadane w laboratorium. Doszliśmy więc do wniosku, że elektrony, fotony, pozytony będą miały słabą zdolność przenikającą; będą natomiast gwałtownie przechodzić jedne w drugie i tracić energię w wielu kolejnych procesach promieniowania hamowania i produkcji par, w tym co nazwaliśmy „wielokrotnymi pękami“, a co wkrótce potem i znacznie lepiej nazwano „kaskadami“. Carlson i ja stworzyliśmy teorię tego zjawiska, która oczywiście opisywała krzywe przejścia Rossiego i wielkie pęki powietrzne Auger. Wydawało się więc, że załatwiliśmy sprawę zachowania się tych składowych promieni kosmicznych. A czym były pozostałe cząstki promieniowania kosmicznego, stanowiące jego większość, zarówno dodatnie, jak i ujemne, no i bez porównania bardziej przenikliwe?

Mezony w promieniach kosmicznych

Anderson uważał, że nie mogły one wszystkie — te przenikliwe cząstki — ani nawet w większości być tak ciężkie jak proton; były więc one nie zidentyfikowane i nieznanne. Ośmieleni tym Serber i ja napisaliśmy krótką notatkę dowodząc, że mezony Yukawy istnieją naprawdę i że są tu właśnie w promieniach kosmicznych. Potem, kiedy sam Anderson i Neddermeyer opublikowali swoje wyniki, a Street i Stevenson znaleźli mniej więcej to samo, opublikowaliśmy naszą notatkę; po mniej więcej miesiącu pojawił się bardzo pokrewny artykuł Yukawy. Nie dołączyliśmy, tak jak początkowo zamierzaliśmy, dowodów na promieniotwórczość mezonów, ponieważ Bohr przekonał nas, że to była, logicznie rzecz biorąc, całkiem osobna sprawa i tak było naprawdę, ale w ciągu roku Blackett ogłosił to mając lepsze dowody niż my mieliśmy.

Naturalnie w Europie oddźwięk na artykuł Yukawy był trochę słabszy; wydaje się, że nie zauważono go przed opublikowaniem jego związku z promieniami kosmicznymi. Obecnie istnieje bardzo interesująca relacja z owych wydarzeń przygotowana przez Kemmera na obchody trzydziestej rocznicy mezonu w Kyoto w ostatnim roku. Sam Kemmer odegrał bardzo ważną rolę w tej historii. Początkowo oczywiście każdy w Japonii, w Europie i tutaj zastanawiał się nad spinem i parzystością tych mezonów; mezony skalarnie, jak początkowo proponowano, były mało obiecujące dla sił jądrowych. Mogliśmy wykazać, że mezony z promieni kosmicznych nie mogły mieć jednostkowego spinu, bo wtedy promieniowałyby fotony o wiele za często, aby być tak przenikliwymi. Myśleliśmy, że są naładowanymi polami pseudoskalarnymi. Zauważyliśmy z rosnącym, ale o wiele za mocno tłumionym niepokojem, że mezony

te bardzo słabo oddziałują jądrowo i że nie wykazują jądrowego rozproszenia poza wielokrotnym rozproszeniem kulombowskim; granice efektu, choć ciągle niezbyt ostre, były złowieszcze. Próbowaliśmy to wytłumaczyć rozwijając teorię silnego sprzężenia, które może rzeczywiście dać silnie zredukowane rozproszenie na nukleonie.

Wszystko to oczywiście później okazało się nonsensem. Nikt nigdy nie przewidywał *tych* mezonów ⁴ z promieni kosmicznych. Nikt wtedy nie wiedział czym są, nikt dziś nie rozumie ich istnienia, nikt ich nie oczekiwał, nikt nie może powiedzieć nic mądrego na temat, dlaczego istnieją ani dlaczego mają właśnie takie własności.

To właśnie w Europie Kemmer rozważał inny problem: nie własności transformacyjne spinu i parzystości tych pól, ale ich własności ładunkowe, a więc zależność ładunkową wynikających stąd sił jądrowych. Po skrupulatnej pracy Breita trudno było wątpić, że siły działające pomiędzy protonem a neutronem mają wiele wspólnego z siłami pomiędzy dwoma protonami. Bez mezonów neutralnych to byłoby jak najbardziej zagadkowe, ponieważ wymiana pojedynczej cząstki naładowanej, która nadaje wymienny charakter siłom proton-neutron, nie może zachodzić pomiędzy dwoma protonami. Kemmer zatem nie tylko postulował neutralne mezony, ale wymyślił niezależną od ładunku, symetryczną ładunkowo i niezmienniczą względem sprzężenia ładunkowego teorię oddziaływania mezonów i nukleonów, teorię nie tylko symetryczną ładunkowo, ale także prowadzącą do sił wymiennych. Wkrótce powszechnie zauważono, że owe neutralne mezony sprzężone ładunkowo ze sobą powinny podlegać rozpadowi γ na dwa lub trzy kwanty w zależności od liczb kwantowych opisujących czasowo-przestrzenne symetrie mezonu.

Przerwa

W tym czasie wielu z nas w ten czy inny sposób poszło na wojnę. Mieliśmy wrażenie, że silne sprzężenie mezon-nukleon przedstawia problem bardzo trudny teoretycznie i prawdopodobnie wykraczający poza nasze możliwości. Nie rozumieliśmy słabego rozpraszania mezonów z promieni kosmicznych na nukleonach. Uważaliśmy ogólne idee Yukawy za słuszne, a później patrzyliśmy na jego mezony w promieniach kosmicznych na poziomie morza. W niektórych krajach, wśród naszych japońskich kolegów, w Anglii, we Włoszech, kontynuowano wartościową pracę; W Princeton Institute Pauli i jego koledzy wypracowali kilka postaci teorii z silnym sprzężeniem. Postęp, który miał doprowadzić do decydującego wyjaśnienia, wyniknął z eksperymentu Conversiego i współpracowników w Rzymie. Wykazali oni, że oddziaływanie kosmicznych mezonów z nukleonami jest niezwykle słabe, rzędu, jak to później rozpoznano, takiego, jak można oczekiwać dla oddziaływania Fermiego w rozpadzie β , a nie takiego

⁴ Autor ma na myśli oczywiście mezony μ (przyp. tłum.).

jak bardzo silne oddziaływanie jądrowe, lub oddziaływanie pól, które mogły wytworzyć siły jądrowe. W rzeczy samej obserwacje te porównywały częstość rozpadu promieniotwórczego ujemnych mezonów z częstością ich wychwytu ze stacjonarnych orbit mezoatomów; dla lekkich jąder te częstości są porównywalne. Kiedy wieść o tym wszystkim rozpowszechniła się, było to znacznie bardziej decydujące niż słabe rozproszenie jądrowe dla wykazania, że mezony z promieni kosmicznych nie miały tych własności, co mezony wymyślone przez Yukawę; nie oddziaływały z nukleonami i nie pośredniczyły w ten sposób w siłach jądrowych. Fermi i Teller zanalizowali mezoatomy i pokazali, że jest przygniatająca szansa, że tak związane mezony będą wychwycone przed rozpadem, o ile proces Yukawy ma oczekiwane lub rozsądne prawdopodobieństwo. W czerwcu 1947, na pierwszej poważnej i przyjaznej konferencji po wojnie dyskutowano te problemy jak również przesunięcie Lamba, anomalny moment magnetyczny elektronu i renormalizację w elektrodynamice kwantowej. Wtedy Bethe i Marshak podali hipotezę, że cząstki obserwowane w promieniach kosmicznych mogły być stosunkowo bezwładnymi produktami rozpadu mezonów Yukawy. I to właśnie odkryli Powell i Occhialini przy pomocy swoich nowych klisz Ilforda. Wtedy stało się jasne, że przez dziesięć lat błędnie interpretowaliśmy cząstki.

Silne oddziaływania i dziwność

Z odkryciem mezonu π i jeszcze jednym potwierdzeniem wymiennego charakteru sił jądrowych przez doświadczenia z bezpośrednim rozpraszaniem neutron-proton, znowu wróciły myśli o neutralnym mezonie. Zauważyliśmy, że prowadziłby on do obfitej produkcji miękkiej składowej promienionowania kosmicznego, bo rozpadałby się na fotony; to tłumaczyłoby pęk Auger bez zauważalnej liczby pierwotnych elektronów lub fotonów. Wtedy znaleziono również mezon π^0 w Berkeley. Rozpadał się na dwa fotony w zgodności z poglądem, że pole mezonów Yukawy jest pseudoskalarne.

I wtedy na serio pojawił się problem, jak opisać oddziaływania mezon-nukleon. Przez lata próbowano rachunku zaburzeń analogicznie do elektrodynamiki, ale już przed wojną siła tego sprzężenia sugerowała, że to podejście jest bardzo mało obiecujące i tak też było naprawdę. Powojenne wysiłki z pokrewnym podejściem Tamma-Dankoffa nie były wcale bardziej owocne, ponieważ nie miały bardziej bezpiecznych podstaw. Tak, że pod pewnymi względami przybliżenie silnego sprzężenia, które opierało się, przynajmniej początkowo, na traktowaniu masy mezonu jako bardzo małej w porównaniu z masą nukleonu, dało zrozumienie bliższe prawdy. Przewidziano na przykład nisko leżący stan izobarowy o spinie $\frac{3}{2}$ i izospinie $\frac{3}{2}$. Kiedy Fermi i jego współpracownicy zaczęli badać rozpraszanie mezonów Yukawy — a nie biernych mezonów z promieni kosmicznych — na nukleonach, izobar ten ukazał się jako bardzo wyraźna cecha, w rzeczy samej jako rezonans, w amplitudzie rozproszenia. Właśnie to nadało rozmach rozwojowi bardziej odpowiednich i tylko

trochę bardziej wymyślnych metod podejścia do silnych oddziaływań. Pierwsza praca Chew (podobna w podejściu do teorii silnego sprzężenia), a później równanie Lova, związki krzyżowe i pojedyncze związki dyspersyjne (odkryte ponownie przez Goldbergera i znacznie rozszerzone przez niego i wielu innych) doprowadziły do systemu, w którym — przy pomocy związków dyspersyjnych i analityczności, którą wyrażają przy pomocy symetrii krzyżowych, przy pomocy unitarności — można znów opisać własności silnie oddziałujących cząstek. Mówiąc o chwili obecnej ta maszyneria, ogólnie biorąc, ma bardzo ubogie możliwości przewidywania *a priori*, ale daje opis, w którym można wyrazić i wykorzystać wiedzę doświadczalną i domniemane teoretyczne prawidłowości. Jest, aby scharakteryzować poprzednią nieoświeconą zależność od rachunku zaburzeń powiedział, że wymagała ona umiarkowanie dobrego obeznania z alfabetem łacińskim i greckim, żadnego natomiast z matematyką.

Ostatnim wielkim odkryciem, za pomocą którego promienie kosmiczne przyczyniły się do rozwoju fizyki cząstek elementarnych, było odkrycie dziwnych cząstek. Tu oczywisty paradoks polegał na ich obfitej profukcji z niedziwnej materii w porównaniu z powolnym rozpadem z powrotem do takiej materii. Jasne było, że tu trik z mezonami π i μ nic nie pomoże; ale kiedy jedna dziwna cząstka powstaje z niedziwnej materii, inna cząstka o przeciwnej dziwności pojawi się też; ten całkiem prawdopodobny proces prowadzi do dwóch cząstek, które same mogą tylko przez słabe oddziaływania — i powoli — rozpaść się na niedziwną materię, ponieważ rozpad każdej z nich wymaga zmiany dziwności, a więc nie może być szybkim procesem. Było więc jasne, że jeśli zderzenie mezonu π^- z protonem dało cząstkę Λ^0 , która w dwóch trzecich przypadków da z powrotem proton i mezon π^- , to w tymże zderzeniu musi powstać dziwny mezon o dziwności przeciwnej niż dziwność cząstki Λ^0 .

Opowieść o dziwnych mezonach tworzy sama w sobie historię koncentrującą się na pokrewieństwie mezonów τ i θ , które rozpadają się na dwa lub trzy mezony π . Nie będę przypominał, co to było za zamieszanie i kłopot, który trwał, dopóki nie uznano tych dwóch mezonów za jeden, a brak zachowania parzystości w słabych oddziaływaniach sugerowany przez Lee i Yanga nie został ustalony przez panią Wu i jej współpracowników. Ale na tym wszystkim sprawa się nie kończy ani nawet nie jest bliska końca. Nie rozumiemy rzadkiego rozpadu długożyciowego mezonu K na dwa mezony π , chociaż istnieje wiele spekulacji, z których niektóre, pochodzące głównie od Lee, chciałyby zastąpić tę tajemnicę przez znacznie większą i głębszą tajemnicę niezgodności pomiędzy sprzężeniem ładunkowym i liczby barionowej⁵.

Zagadki, które pozostają

Biorąc pod uwagę mezony K i π mamy siedem mezonów, wszystkie opisywane polami pseudoskalarnymi. Całkiem różnym źródłem wzbogacenia tego zbioru była analiza elektromagnetycznych czynników postaci protonu i neutronu.

⁵ Na ten temat patrz artykuł T. D. Lee, *Postępy Fizyki* 17, 579 (1966) (przyp. tłum.).

W języku teorii zaburzeń oczekuje się, że proton ma dobrze zlokalizowany ładunek, który staje się bardziej rozmyty, kiedy proton ulega dysocjacji na neutron i mezon. Ten obraz nie znalazł doświadczalnego potwierdzenia i przez jakiś czas nie było jasne, jakie reakcje fizyczne określają rozkłady ładunku. Po wypisaniu całki dyspersyjnej dla czynnika postaci można było zobaczyć, że argumenty o względności i komplementarności jeszcze raz miały coś do powiedzenia: Frazer i Fulco pokazali, że musi istnieć dla zrozumienia czynników postaci przynajmniej układ dwóch mezonów π — obiekt o jednostkowym spinie i izospinie, związany choć nie trwały — i ocenili jego masę oraz prawdopodobieństwo rozpadu. Poszukiwano tych mezonów i znaleziono je na czas ⁶. Teoretycznie, obawiam się, nie było dotąd możliwe żadne pewne obliczenie ich własności, ich mas i szerokości, i to z pewnością nie dlatego, żeby brakowało chęci do prób. Jest również jasne, że do czynników postaci potrzeba innego wektorowego mezonu, tym razem izoskalarne (jest nim głównie rezonans ω). Nie trzeba mówić, że nie skończyliśmy jeszcze z czynnikami postaci, zwłaszcza dla dużych pędów przekazanych.

Z odkryciem rezonansu K^* , czterech wzbudzonych mezonów K o jednostkowym spinie i połówkowym izospinie, mieliśmy osiem mezonów wektorowych. Przez długi czas spodziewano się i szukano ósmego pseudoskalarne mezonu i znaleziono go w wąskim długożyciowym rezonansie η . Ale to, jak również znalezienie dziewiątego izoskalarne i pseudoskalarne ⁷ oraz dziesiątego mezonu izoskalarne i wektorowe ⁸ było następstwem zwiększonego zaufania Gell-Manna i innych kolegów do tego, że jest dużo prawdy w unitarnej symetrii i ośmiokrotnej drodze.

Unitarna symetria z pewnością nie była jedyną — ani pierwszą — jakiej próbowano. Dawała lepsze wyniki niż inne, znacznie lepsze niż na przykład O_4 lub G_2 . Co do większych grup, to na jednym z posiedzeń tego zjazdu przedstawiono dobry przegląd sytuacji, do którego tu się odnoszę i w którym przedstawiono ostatnie prace i przeglądy między innymi Dashena i Gell-Manna, Gürsey'a i Raticatiego, Adlera, Weissbergera, Fubiniego, Cabbibo. Prace te doprowadziły mnie do oczekiwania, że zostanie zidentyfikowanych więcej barionów i mezonów; wskazówki na istnienie niektórych z nich pojawiają się w ostatnich badaniach. Czy powinniśmy się spodziewać składników cząstek o znacznie większej masie, kwarków, które powinny całkiem bezpośrednio demonstrować uporządkowanie materii bardziej elementarnej niż jądra — jest dla mnie znacznie bardziej wątpliwe.

Zawsze przedtem w naszej historii, w chemii, w fizyce atomowej i w fizyce jądrowej, można było uporządkować duży i skomplikowany zbiór cząstek materialnych traktując je jako obiekty złożone z o wiele mniejszej liczby bardziej elementarnych cząstek oddziałujących zgodnie ze stosunkowo prostymi prawami. Dziś trzeba pamiętać, że kwarki musiałyby, podobnie jak bariony i me-

⁶ Jako rezonans ρ (przyp. tłum.).

⁷ Rezonans X^0 (959) (przyp. tłum.).

⁸ Rezonans Φ (1020) (przyp. tłum.).

zony, być cząstkami silnie oddziałującymi, złożonymi jedne z drugich, a także złożonymi z cząstek, które są z nich złożone. A więc wydaje mi się mało prawdopodobne, abyśmy mieli powrócić do prostego poglądu na cząstki elementarne jako „po prostu“ złożone, tak jak atom wodoru czy deuteron są złożone z prostszych składników poprzez proste prawa.

Wydaje mi się, że dochodzimy do czegoś znacznie bardziej nowego niż odkrycie „bardziej elementarnych“ cząstek. Nie jest jednym z przywilejów, jak na pewno nie jest jedną z cnót starości robienie przewidywań. Zrobię tylko jedno. Myślę, że nie jest prawdopodobne, abyśmy jeszcze raz przeżyli taki dziesięcioletni żart, jak pomylenie mezonów μ z cząstkami Yukawy. Myślę, że to nie trwałoby tak długo, gdyby nie druga wojna światowa. I to też, mam nadzieję, pewnie się nie powtórzy.

Tłumaczył Krzysztof Rybicki

Thirty Years of Mesons

Translated from *Physics Today* **19**, No 11, 51 (1966).

L. Van Hove

Cern
Genewa

Rozpraszanie cząstek silnie oddziałujących przy bardzo wysokich energiach *

Część I

I. Wstęp i przegląd danych doświadczalnych

Wykład dotyczyć będzie głównie dwuciałowych zderzeń hadronów przy wysokich energiach. Zderzenia takie można zapisać w formie

$$A + B \rightarrow C + D \quad (1)$$

gdzie A , B , C i D są hadronami, tzn. cząstkami silnie oddziałującymi. Mogą to być mezony, bariony lub antybariony. W chwili obecnej dość wyczerpujący zbiór danych doświadczalnych posiadamy jedynie dla kilku cząstek pierwotnych A , B .

W przebadanych zderzeniach cząstki wtórne C i D są bądź to stabilnymi, bądź długo- lub krótkożyjącymi hadronami, włączając w to rezonanse mezonowe, barionowe i antybarionowe. W wielu wypadkach istnienie ich stwierdza się przez badanie produktów rozpadu.

Jak dotąd nie można otrzymać szczegółowych danych dotyczących zderzeń dwuciałowych z eksperymentów z promieniami kosmicznymi. Cały materiał doświadczalny dotyczący tych procesów otrzymano techniką akceleratorową.

W doświadczeniu takim jedna z cząstek pierwotnych, np. A jest cząstką wiązki z akceleratora, pierwotnej lub wtórnej, druga — B — cząstką tarczy znajdującą się w spoczynku w laboratorium. Niech $p^A = (p_0^A, \vec{p}^A)$ będzie czteropędem cząstki A . Pracujące dziś akceleratory dają energie w przedziale

$$p_0^A \leq 33 \text{ GeV} = 33 \times 10^9 \text{ eV} \quad (2)$$

* Wykład wygłoszony w Letniej Szkole Fizyki Uniwersytetów Szkockich w roku 1966. Tłumaczenia dokonano za zgodą Autora i Organizatorów Szkoły.

dla protonów, oraz odpowiednio mniejsze dla innych hadronów. Jako cząstek tarczy używa się zwykle protonu lub neutronu. Oznaczając ich czteropęd przez $p^B = (p_0^B, \vec{p}^B)$, ($p_0^B \simeq m_B$, $\vec{p}^B \simeq 0$), gdzie m_B jest masą cząstki B , dostajemy na kwadrat energii w układzie środka masy wyrażenie

$$s = (p^A + p^B)^2 = (p_0^A + p_0^B)^2 - |\vec{p}^A + \vec{p}^B|^2 \simeq 2m_B p_0^A + m_A^2 + m_B^2. \quad (3)$$

Dla $m_A = m_B =$ masa protonu, przedział (2) ogranicza energię w układzie środka masy do

$$s \lesssim 64 \text{ GeV}^2 \quad (4)$$

Przyszłego zwiększenia przedziału dostępnej energii zderzenia można oczekiwać z co najmniej trzech źródeł:

- akceleratorów wyższej energii,
- urządzeń do produkcji zderzających się wiązek hadronów,
- rozwoju eksperymentów z promieniami kosmicznymi.

W ograniczonym sensie, można by zwiększyć energię zderzenia przy obecnie istniejących akceleratorach wykorzystując ruch Fermiego, któremu podlegają nukleony tarczy. Np. używając wiązki protonów o energii 30 GeV w zderzeniach ze związanymi nukleonami tarczy w jednym przypadku na 10^7 możemy się spodziewać energii w układzie środka masy, $s^{\frac{1}{2}}$ większej niż 14 GeV [1]. Jednakże oczywistą jest rzeczą, że w takich przypadkach pozostała część tarczy gra ważną rolę dynamiczną, która w istotny sposób musi wpływać na wynik zderzenia, czyniąc je bardziej skomplikowanym niż zwykle zderzenie dwuciałowe. Nasza wiedza o strukturze jądrowej nie jest wystarczająca, aby do dokładnych obliczeń wprowadzić niezbędne poprawki wynikające z tego efektu. Podobnego typu trudności spotyka się, gdy próbuje się wyciągać informacje o zderzeniach wirtualnych hadronów ze zderzeń hadronów rzeczywistych. Na przykład, gdy usiłuje się rozproszenia wiązki pionów na protonach użyć do badania zderzeń pion—pion, odwołuje się zwykle do popularnego wyobrażenia, że proton jest otoczony chmurą związanych z nim wirtualnych pionów. Jednak pojęcie wirtualnego hadronu jest wyjątkowo niesprecyzowane i co gorsza, nasza znajomość dynamiki silnych oddziaływań jak dotąd nie pozwala nadać temu pojęciu dokładnej matematycznej treści.

Widać stąd, że nie możemy oczekiwać na razie niczego ponad grube informacje o zderzeniach, w których rolę grają cząstki wirtualne i że informacje te niewiele nam pomagają w uzyskaniu obrazu silnych oddziaływań z danych eksperymentalnych.

W dalszym ciągu założymy, że A i B są rzeczywistymi, swobodnymi do momentu zderzenia hadronami, podobnie jak C i D po zderzeniu.

1. 1. Zmienne kinematyczne i wyrażenia na przekrój czynny

Przy pomocy czteropędów p^A , p^B , p^C , p^D definiujemy zwykle używane niezmienniki s , t , u reakcji (1) (używamy oznaczeń jak w równaniu (3) i metrykę (+, ---):

$$s = (p^A + p^B)^2, \quad t = (p^A - p^C)^2, \quad u = (p^A - p^D)^2 \quad (5)$$

Spełnione są następujące relacje:

$$\begin{aligned}(p^A)^2 &= m_A^2, \quad (p^B)^2 = m_B^2, \quad (p^C)^2 = m_C^2, \quad (p^D)^2 = m_D^2, \\ p^A + p^B &= p^C + p^D, \\ s + t + u &= M^2 \equiv m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2.\end{aligned}\tag{6}$$

Jednostki dobieramy tak, by $\hbar = c = 1$; pędy w stanie początkowym ($A + B$) i końcowym ($C + D$) w układzie środka masy oznaczamy odpowiednio przez k i k' . Spełniają one równość:

$$s^{\frac{1}{2}} = (k^2 + m_A^2)^{\frac{1}{2}} + (k^2 + m_B^2)^{\frac{1}{2}} = (k'^2 + m_C^2)^{\frac{1}{2}} + (k'^2 + m_D^2)^{\frac{1}{2}}.\tag{7}$$

Kąt rozproszenia θ w układzie środka masy, zdefiniowany jako kąt pomiędzy pędami cząstek A i C , dany jest wyrażeniem:

$$t = [(k^2 + m_A^2)^{\frac{1}{2}} - (k'^2 + m_C^2)^{\frac{1}{2}}]^2 - k^2 - k'^2 + 2kk' \cos \theta.\tag{8}$$

Równania (7) i (8) są po prostu specjalnymi przypadkami relatywistycznie niezmienniczych definicji (5). Wśród sześciu parametrów s, t, u, k, k', θ , dwa tylko są niezależne, można nimi wybrać np. s i t lub k i θ .

Poza tym zderzenie zależy od spinów cząstek, wobec czego amplituda zderzenia zależy na ogół od sześciu parametrów:

$$T(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D),\tag{9}$$

gdzie λ_α ($\alpha = A, B, C, D$) oznaczają orientacje spinów poszczególnych cząstek. Zwykle jako parametry λ_α wybiera się helicity Jacoba i Wicka [2]. Przyjmujemy, że (9) przedstawia amplitudę relatywistycznie niezmienniczą; jej relacja do elementów macierzy S w dowolnym układzie odniesienia przedstawia się zależnością:

$$\begin{aligned}T(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D)(p_0^A p_0^B p_0^C p_0^D)^{-\frac{1}{2}} \delta^4(p^A + p^B - p^C - p^D) = \\ = i \langle \vec{p}^C, \lambda_C; \vec{p}^D, \lambda_D | 1 - S | \vec{p}^A, \lambda_A; \vec{p}^B, \lambda_B \rangle\end{aligned}\tag{10}$$

przy czym stany jednocząstkowe normalizujemy do funkcji δ

$$\langle \vec{p}', \lambda' | \vec{p}, \lambda \rangle = \delta_{\lambda'\lambda} \delta^3(\vec{p}' - \vec{p}).\tag{11}$$

Przekrój czynny dla całkowicie spolaryzowanych cząstek pierwotnych i wtórnych jest

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi^3}{k^2 s} |T(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D)|^2.\tag{12}$$

W przypadku zderzenia *elastycznego* (tzn. takiego, w którym identyczne są cząstki A i C oraz B i D) amplituda zderzenia przyjmuje postać

$$T_{el}(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda'_A, \lambda'_B),\tag{13}$$

gdzie $\lambda_{A,B}$ dotyczy cząstek pierwotnych, $\lambda'_{A,B}$ — wtórnych.

W tym przypadku zmienne s, t, u , definiujemy również równaniem (5), w którym $p^C = p'^A$ i $p^D = p'^B$.

Z twierdzenia optycznego wynika związek pomiędzy częścią urojoną amplitudy (13) a całkowitym przekrojem czynnym na zderzenia $A+B$

$$\sigma_T(\lambda_A, \lambda_B) = \frac{8\pi^2}{ks^2} \text{Im} T_{\text{el}}(s, 0, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_A, \lambda_B). \quad (14)$$

Zauważmy w tym miejscu, że wszystkie wypisane równości pozostają słuszne, gdy cząstki A i B lub C i D są identyczne. Jedyna modyfikacja polega na tym, że przedział zmienności kąta rozproszenia θ należy w takim wypadku ograniczyć do $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$ (w przypadku gdy A, B i C, D nie są identyczne $0 \leq \theta \leq \pi$).

Poza tym dla niespolaryzowanych cząstek pierwotnych równania (12) i (14) należy uśrednić po λ_A, λ_B .

I. 2. Podsumowanie informacji doświadczalnych

Przedstawimy teraz jakościowy opis wyników doświadczalnych o rozproszeniu przy wysokich energiach, podając stosowne odnośniki do literatury. Przez obszar wysokich energii rozumiemy przedział ciągnący się wzwyż od

$$p_0^A \simeq 5 \text{ GeV}, \quad s \simeq 12 (\text{GeV})^2 \quad (15)$$

aż do najwyższych energii osiągalnych przy pomocy akceleratorów.

Wszystkie eksperymenty dla reakcji dwuciałowych z hadronami potwierdziły, że przekrój czynny $d\sigma/dt$ dla ustalonego t zachowuje się jak gładka nieoscyłująca funkcja s ; to samo wydaje się prawdziwe dla $d\sigma/dt$ jako funkcji s , przy ustalonym kącie rozproszenia θ w układzie środka masy. Ta gładka nieoscyłująca zmiana przekroju czynnego z energią jest często ekstrapolowana do obszaru $s \rightarrow +\infty$ i na założeniu słuszności tej ekstrapolacji opierają się wszystkie analizy teoretyczne rozprożeń przy wysokich energiach. My również założymy, że ekstrapolacja ta jest słuszna. Gwoli ścisłości wyjaśnijmy, że gdyby tak nie było, to oznaczałoby to, że albo oscylacje przekroju czynnego z energią są zbyt wolne, aby można je było dostrzec w przedziale energii

$$12 (\text{GeV})^2 \leq s \leq 64 (\text{GeV})^2,$$

albo zbyt szybkie do wykrycia przy zdolności rozdzielczej przyrządów, jakimi dysponuje dziś fizyka eksperymentalna. Możliwość istnienia takich oscylacji rozważymy w dalszej części (Część II. 1), na razie nie będziemy jej brać pod uwagę.

Najważniejszą cechą charakterystyczną reakcji dwuciałowych wynikającą z danych doświadczalnych jest fakt, że we wszystkich wypadkach różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/dt$ zmierza gwałtownie do zera ze wzrostem energii. Wyjątek stanowi rozproszenie *elastyczne* ($A+B \rightarrow A+B$) dla skończonych wartości przekazu czteropędu $(-t)^{1/2}$. Zaczniemy od przedyskutowania tego przypadku, dla którego

dysponujemy dobrymi wynikami doświadczalnymi [3]—[6]. Dla wszystkich przebadanych par A, B i co najmniej w przedziale

$$0 \leq -t = -(p^A - p'^A)^2 \lesssim 1 \text{ (GeV)}^2 \quad (16)$$

(p'^A oznacza końcowy czteropęd cząstki A) zmierzone wartości $d\sigma_{\text{el}}/dt$, dla ustalonego t zmieniają się nieznacznie z s , dla $s \rightarrow +\infty$. Dokładniej: dane doświadczalne są zgodne z założeniem, że przy ustalonym t , dla $s \rightarrow +\infty$ elastyczny różniczkowy przekrój czynny zmierza do granicy różnej od zera. W języku amplitud rozpraszania można to zapisać

$$s^{-1}|T_{\text{el}}(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda'_A, \lambda'_B)| \xrightarrow{s \rightarrow +\infty} f(t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda'_A, \lambda'_B), \quad (17)$$

gdzie f jest ograniczoną funkcją swoich argumentów, dodatnią przynajmniej w przedziale (16) i dla przynajmniej niektórych wartości helicyty λ, λ' .

Również o całkowitym przekroju czynnym można powiedzieć, że dane zgodne są z założeniem, iż zmierza on do skończonej wartości, gdy $s \rightarrow +\infty$, przynajmniej dla niektórych wartości λ_A, λ_B .

$$s^{-1}\text{Im } T_{\text{el}}(s, 0, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_A, \lambda_B) \xrightarrow{s \rightarrow +\infty} g(\lambda_A, \lambda_B) > 0. \quad (18)$$

Oczywiście dane nie są sprzeczne z założeniem, że f i g są równe 0 lub nieskończoność, lecz wtedy zmierzanie $d\sigma_{\text{el}}/dt$ lub σ_T do zera czy nieskończoności byłoby, przy mierzonych obecnie energiach, bardzo powolne.

Dla wysokich energii $d\sigma_{\text{el}}/dt$ jako funkcja t w przedziale (16) posiada przebieg bardzo prosty i wspólny dla wszystkich przebadanych przypadków.

Najlepsze dopasowanie do danych doświadczalnych otrzymano w formie szeregu potęgowego

$$\ln \frac{d\sigma_{\text{el}}}{dt} = a + bt + ct^2 + \dots, \quad (19)$$

gdzie $a > 0$, $b > 0$, przy czym wkład drugiego członu w przedziale (16) jest bardzo mały

$$0 \leq \frac{c}{b^2} \lesssim 0,04. \quad (20)$$

(Następne wyrazy w szeregu (19) (dalsze niż trzeci) są do zaniedbania dla t z (16). Parametry a, b prawie nie zmieniają się z energią, wydaje się, że zmierzają one do dodatnich granic przy $s \rightarrow +\infty$. To samo można utrzymywać o parametrze c , lecz ze względu na mały przyczynek, jaki wnosi on do ogólnego wyrażenia na $d\sigma_{\text{el}}/dt$, nie był mierzony z dostateczną dokładnością.

Jak dotąd nie ma bezpośredniej informacji o względnych przyczynkach amplitud *non spin-flip* ($\lambda'_A = \lambda_A, \lambda'_B = \lambda_B$) i *spin-flip* ($\lambda'_A \neq \lambda_A, \lambda'_B \neq \lambda_B$) do rozpraszania elastycznego. Często zakłada się, że przy bardzo wysokich energiach oddziaływanie jest *niezależne od spinu*, co oznaczałoby, że amplitudy *spin-flip* są do zaniedbania w porównaniu z amplitudami *non spin-flip* i że te ostatnie

są wszystkie równe. Z wyjątkiem trywialnego wypadku, gdy jedna z cząstek ma spin zero i gdy badamy rozpraszanie przy $\theta = 0$ (rozpraszanie do przodu) nie znajdujemy dobrego potwierdzenia tej hipotezy, dalsze eksperymenty rozstrzygną, czy jest ona słuszna, czy nie.

Jeżeli jednak przyjąć, że jest ona słuszna dla bardzo małych t ($-t \lesssim \lesssim 0,05$ (GeV)²) i rozważyć przypadek, gdy zarówno A , jak B są naładowane — można otrzymać fazę amplitudy T_{e1} mierząc interferencję rozpraszania jądrowego i kulombowskiego pod małymi kątami.

Zostało to zrobione dla zderzeń pp [7—11] i $\pi^\pm p$ [12], gdzie otrzymano, że

$$\varrho = \frac{\operatorname{Re} T_{e1}}{\operatorname{Im} T_{e1}} \quad (21)$$

jest rzędu $-0,3$ dla pp i $-0,2$ dla $\pi^\pm p$ w przedziale energii

$$10 \text{ (GeV)}^2 \leq s \leq 50 \text{ (GeV)}^2 \quad (22)$$

i dla $t \simeq 0,01$ (GeV)² — obszaru maksymalnej interferencji. Dane z tych doświadczeń nie są dość dokładne, aby wyciągnąć z nich wnioski co do zmian ϱ z energią w przedziale (22), jeśli się to jednak robi, to wydaje się, że ϱ jest prawie stałe dla pp i zmierza do zera dla $\pi^\pm p$.

Omówimy teraz krótko pozostałe przypadki zderzeń dwuciałowych, tzn. rozpraszanie elastyczne z dużym przekazem pędu i rozproszenia nieelastyczne (C i D różne od A i B).

Dla $s \gtrsim 10$ (GeV)² w najdokładniejszych eksperymentach nad tego typu zderzeniami badano następujące procesy:

- rozproszenie elastyczne pp [13] i πp [14] pod dużymi kątami;
- rozproszenie elastyczne πp i np do tyłu [15—17];
- zderzenia nieelastyczne: $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ [18—19], $\pi^- p \rightarrow \eta n$ [20], $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ [21], $\bar{p} p \rightarrow \bar{n} n$ [22], przy małych przekazach pędu.

Wszystkie zmierzone przekroje czynne $d\sigma/dt$ spadają gwałtownie ze wzrastającą energią. Szybkość tego spadku jest dla $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\pi^- p \rightarrow \eta n$, $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$, $\bar{p} p \rightarrow \bar{n} n$ rzędu $s^{-1} - s^{-2}$, oraz nieco większa dla rozpraszania elastycznego πp i np do tyłu. Znacznie szybszy jest spadek $d\sigma/dt$ z energią dla rozpraszania elastycznego πp i pp pod dużymi kątami, np. dla kątów rozpraszania w układzie środka masy bliskich 90°

$$d\sigma/dt \sim \exp(-As^{\frac{1}{2}}), \text{ gdzie } A \simeq 3 \text{ (GeV)}^{-1}.$$

Nachylenia przekrojów czynnych wykazują pewną strukturę i wielką różnorodność w porównaniu z przekrojem czynnym na rozpraszanie elastyczne przy małych t . W niektórych wypadkach znaleziono wyraźne minima, którym poświęca się wiele uwagi. Zaznaczmy jeszcze, że prócz wymienionych eksperymentów, wiele danych o dwuciałowych zderzeniach znaleźć można w pracy [23] z komorą pęcherzykową, oraz że niedawno wykonano doświadczenia nad pomiarem polaryzacji w rozproszeniu elastycznym $\pi^- p$ [24], rozproszeniu *charge exchange* [25] i rozproszeniu elastycznym pp [26], gdzie otrzymano niezerową wartość parametru polaryzacji.

I. 3. Ogólne uwagi o metodach teoretycznych

Podejście teoretyczne do rozpraszania hadronów przy wysokich energiach jest zasadniczo podobne do fizyki silnych oddziaływań przy energiach niższych.

Nie posiadamy teorii w ścisłym znaczeniu tego słowa, tzn. nie istnieje formalizm matematyczny, który by dawał przepowiednie numeryczne dla ważnych wielkości eksperymentalnych (najważniejszą z nich jest niewątpliwie amplituda rozpraszania) poprzez precyzyjnie zdefiniowaną i konsystentną procedurę. Istnieje jednakże niekompletny lecz bardzo przydatny *formalizm* — *teoria macierzy S* — wyabstrahowany ze znanych przykładów zrenormalizowanej relatywistycznej teorii pola. Pomimo że niejednokrotnie wyrażano wiele ambitnych nadziei i włożono wiele pracy, aby je udowodnić, nie wydaje się, aby teoria macierzy S była czymś więcej niż sposobem matematycznym. Nawet bowiem wspomagana innymi ogólnymi założeniami nie pozwoliła ona rozwinąć metod rachunkowych, które by miały siłę przewidywania jak prawdziwa teoria.

Metoda macierzy S , pomijając wspomniane wyżej ograniczenia, okazała się bardzo przydatna do analizy teoretycznej rozprożeń przy wysokich energiach. Z jednej strony pozwala ona precyzyjnie wyrazić obserwowalne konsekwencje zasad analityczności i ogólnej symetrii, które zdają się być prawdziwe dla silnych oddziaływań (niezmienniczość C , P , T i lorentzowska, symetria izospinowa i przybliżona symetria unitarna, symetria krzyżowa, analityczność w zmiennych s i t).

Z drugiej strony dostarcza formalizmu matematycznego różnego rodzaju modelom dynamicznym, których używa się do analizy danych eksperymentalnych przy pomocy wprowadzanych parametrów lub funkcji dowolnych.

Całą istniejącą teorię silnych oddziaływań przy dużych energiach można nazwać kombinacją, w różnych stosunkach, rozmaitych modeli dynamicznych z zasadami ogólnej symetrii i analityczności. W jednej grupie badań omawianych krótko w Częściach II. 2 i II. 3, przy użyciu zasad analityczności i ogólnej symetrii oraz dodatkowych założeń ogólnych, wyprowadza się związki pomiędzy wielkościami obserwowalnymi w doświadczeniu. Najciekawsze i najważniejsze wyniki to relacje dyspersyjne dla rozpraszania w przód pion-nukleon, oraz związki pomiędzy zachowaniem się przy wysokich energiach reakcji $A+B \rightarrow C+D$ i $\bar{C}+B \rightarrow \bar{A}+D$ (\bar{C} i \bar{A} — antycząstki cząstek C i A). Te ostatnie wynikają z zastosowania słynnego już dziś twierdzenia Pomeranczuka o równości całkowitych przekrojów czynnych na reakcje $A+B$ i $\bar{A}+B$ [27].

Do chwili obecnej wszystkie tego rodzaju konsekwencje ogólnych założeń o symetrii i analityczności, które sprawdzano doświadczalnie, zostały potwierdzone. Stanowi to okoliczność napawającą optymizmem co do poprawności zasadniczych idei teoretycznych.

Bardziej skomplikowana jest sytuacja odnośnie do sukcesów i niepowodzeń modeli dynamicznych. Wyniki otrzymywane przy ich pomocy zależą w dużym stopniu od ilości i charakteru wprowadzanych parametrów oraz od prostoty i elegancji modelu.

W szczególności, jeśli dany model zawiera w sposób naturalny wspomniane ogólne założenia symetrii i analityczności, automatycznie powinien on dać wyniki zgodne z doświadczeniem, a będące konsekwencją tych założeń.

Na przykład modele teoriopolowe (jak model wymiany jednomezonowej), które czynią zadość powyższym wymaganiom, pozostawiają małą swobodę w wyborze parametrów dowolnych i nie dziwnego, że trudno przy ich pomocy opisać obserwowane właściwości amplitudy rozpraszania jednocześnie w zmiennych s i t . Przeciwnie, model optyczny, który daje więcej swobody, aby go dopasować do danych doświadczalnych, stwarza trudności, jeśli chce się w jego ramy ująć założenia symetrii i analityczności. Udany kompromis stanowi w tym względzie model biegunów Regge dla zderzeń dwuciałowych wysokiej energii. Uwzględnia on w elegancki sposób założenia o symetrii i analityczności, daje wystarczającą ilość swobodnych parametrów, aby poprawnie opisywać dane doświadczalne, a ponadto wynika z niego szereg ścisłych konsekwencji, które jak dotąd zostały potwierdzone doświadczalnie (szczegóły o modelu biegunów Regge znajdzie Czytelnik w częściach od II. 4 do II. 6).

Jeszcze jedna ogólna własność macierzy S , o której dotąd nie wspominaliśmy, wynika z najbardziej podstawowych założeń mechaniki kwantowej. Jest nią unitarność macierzy S — matematyczny wyraz faktu, że suma prawdopodobieństw wszystkich możliwych końcowych konfiguracji w zderzeniu jest zawsze równa jedności. Jej konsekwencje dla zderzeń dwuciałowych są dwojakiego rodzaju. Po pierwsze implikuje ona nierówności, w które wchodzi amplitudy rozpraszania lub przekroje czynne. Po drugie daje związki pomiędzy zderzeniami dwuciałowymi a pewnymi ogólnymi własnościami zderzeń nieelastycznych, w których zachodzi produkcja cząstek. Związki te są szczególnie ważne dla rozproszenia elastycznego przy wysokich energiach, jeżeli amplituda tego rozproszenia jest czysto urojona dla małych t , (co zresztą wydaje się prawdziwe). Wynika z nich, że rozpraszanie elastyczne pod małymi kątami jest całkowicie efektem cieniowym zderzeń nieelastycznych i odzwierciedla w bezpośredni sposób ich ogólne własności. Umożliwia to rozważanie rozpraszania elastycznego w języku prostych, jakościowych właściwości zderzeń nieelastycznych, znanych lub zakładanych, że są słuszne (rozd. III).

Wiele uwagi poświęcono badaniom przybliżonych symetrii SU_3 i SU_6 w fizyce wysokich energii. Użycie metod teorii grup do wyciągnięcia wniosków z tych symetrii napotkało duże trudności odnośnie SU_6 , co łatwo zrozumieć, jeśli zważy się, że koncepcja symetrii SU_6 jest niezgodna z efektami relatywistycznymi.

Inne podejście — bardziej naiwne, lecz chyba bardziej konstruktywne, opiera się na modelu kwarków — modelu złożonych barionów i mezonów sugerowanym przez pewne aspekty symetrii SU_6 .

Model kwarków w fizyce wysokich energii jest znacznie mniej rozwinięty niż model biegunów Regge, niemniej jednak dotychczasowe jego rezultaty są bardzo zachęcające (rozd. IV).

II. Rozwinięcie amplitudy zderzeń dwuciałowych przy wysokich energiach dla skończonych transferów pędu. Bieguny Regge

II. 1. Forma rozwinięcia

Przedyskutujemy asymptotyczne zachowanie amplitudy rozpraszania dla zderzenia dwuciałowego

$$A + B \rightarrow C + D$$

przy bardzo wysokiej energii, gdy $s \rightarrow +\infty$, pozostawiając ustalonym przekaz pędu

$$t = (p^A - p^C)^2.$$

Zauważmy, że wtedy kąt rozproszenia θ w układzie środka masy pomiędzy kierunkami pędów cząstek A i C zmierza do zera. Również, jak o tym wspomnieliśmy w części I. 2., z doświadczenia wynika, że różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/dt$ przy powyższych warunkach posiada charakter nieoscyłującej funkcji, prawie nie zmieniającej się z s dla rozproszenia elastycznego i szybko malejącej dla pozostałych procesów dwuciałowych.

Własności takie zaobserwowano dla t z przedziału (16) i dla wszystkich energii powyżej (15). Wydaje się przeto rzeczą naturalną przyjąć, że są one charakterystyczne dla zachowania się amplitudy $T(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D)$ przy wysokich energiach ($s \rightarrow +\infty$). Dlatego też często przedstawia się amplitudę T w postaci szeregu asymptotycznego

$$T(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D) \underset{s \rightarrow +\infty}{\cong} \sum_{j=1,2,3,\dots} c_j \left(\frac{s}{s_j}\right)^{\alpha_j} \left[\ln \frac{s}{s_j}\right]^{\beta_j}. \quad (23)$$

gdzie parametry $c_j, s_j, \alpha_j, \beta_j$ mogą być funkcjami t i parametrów helicity λ . W rzeczywistości wielkości s_j o wymiarze [energia]² są w dużym stopniu dowolne, ponieważ zmiana ich wartości wpływa jedynie na zmianę współczynników c_j i wprowadza do szeregu (23) nowe wyrazy z niższymi potęgami $\ln\left(\frac{s}{s_j}\right)$.

Parametry c_j, α_j, β_j są bezwymiarowe, z tym, że o ile c_j może być zespolone, o tyle α_j i β_j przyjmuje się na ogół rzeczywiste i spełniające warunki:

$$\alpha_{j+1} \leq \alpha_j, \quad \beta_{j+1} < \beta_j \quad \text{jeżeli} \quad \alpha_{j+1} = \alpha_j. \quad (24)$$

Założenia te wprowadza się, aby uwzględnić fakt doświadczalny, że przekroje czynne nie oscylują z energią. Jednakowoż wspomnieliśmy już, że nie można wykluczyć istnienia takich oscylacji, zbyt szybkich lub zbyt wolnych do zaobserwowania przy dzisiejszej technice eksperymentu.

Jak odbiłoby się to na postaci szeregu (23)? Oczywiście w ten sposób, że jeden z parametrów α_j musiałby być zespolony. Warunek niewykrywalności spełniony będzie, jeśli zachodzi jedna z dwóch nierówności

$$|\operatorname{Im} \alpha_j| \gtrsim 10^3, \quad |\operatorname{Im} \alpha_j| \lesssim 1. \quad (25)$$

Pierwsza odpowiada oscylacjom szybkim z okresem Δs rzędu $10^{-2} s$, druga powolnym z okresem czterokrotnie przewyższającym cały obszar energii z równania (2).

Ponieważ aktualnie przyjmowane wartości a_1, a_2 są rzędu 1, $1/2, \dots$ pierwsza możliwość wydaje się mało prawdopodobna, natomiast drugiej absolutnie nie można wykluczyć. Niemniej jednak w dalszym ciągu, jeśli nie zaznaczymy inaczej, uważać będziemy a_j i β_j za liczby rzeczywiste. Założenie to może wydawać się zbyt ograniczające postać asymptotyczną amplitudy T , szczególnie odnośnie fazy, o której tak mało wiadomo. Implikuje ono np. ściśle określoną fazę w granicy wysokich energii. Ewidencja doświadczalna tego faktu jest niewielka i opiera się na zmierzonym stosunku ρ (część I. 2), przemawiają za nim również pewne przesłanki teoretyczne (część II. 3), nie można jednak uważać, aby był on w jakikolwiek sposób dobrze udokumentowany.

Włączenie do szeregu (23) członów logarytmicznych nie jest wymagane przez obecny stan wyników doświadczalnych, który można dobrze odtworzyć szeregiem potęgowym (tzn. $\beta_j = 0$). Mają one jednak doniosłe znaczenie teoretyczne (część II. 4) i można mieć nadzieję, że niebawem doświadczenie rozstrzygnie czy należy je uwzględnić, czy nie.

Stwierdzenie to wymaga komentarza, ponieważ dla każdego jest oczywiste, że zawsze można człon logarytmiczny w ograniczonym przedziale przybliżyć szeregiem wyrazów potęgowych. Chodzi jednak o to, aby mieć w wyrażeniu (23) jak najmniej członów opisujących możliwie dokładnie sytuację dla energii określonej równaniem (15).

W obecnym stanie rzeczy można to uczynić przy pomocy kilku zaledwie wyrazów rozwinięcia (23) (dwóch, trzech, czy czterech) dla każdej reakcji, ze ścisłymi relacjami pomiędzy członami przynależnymi do różnych reakcji. Relacje te wynikają albo z ogólnych założeń symetrii i analityczności, albo z właściwości używanego modelu.

W tym kontekście analityczna postać rozwinięcia w zmiennej s ma duże znaczenie i obecność czynników logarytmicznych (lub innych powolnie zmiennych jak $\ln \ln s$) może okazać się konieczna. Z pewnych przyczyn natury teoretycznej, o których będzie mowa później (część II. 3) wygodniej jest zapisać rozwinięcie (23) w postaci:

$$T(s, t, \lambda) \underset{s \rightarrow +\infty}{\cong} \sum_{j=1,2,3,\dots} c_j \left(\frac{s_t}{s_j}\right)^{\alpha_j} \left(\ln \frac{s_t}{s_j} - \frac{i\pi}{2}\right)^{\beta_j}, \quad (26)$$

gdzie

$$s_t = s + \frac{t}{2} - \frac{1}{2} (m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2) = s + \frac{t}{2} - \frac{M^2}{2}. \quad (27)$$

Przy obecnej dokładności doświadczeń postać (26) nadaje się równie dobrze jak (23), a komentarz uczyniony przed chwilą odnośnie (23) stosuje się również bez zmian do (26). W szczególności istniejące dane doświadczalne mogą być opisane małą liczbą członów i z założeniem $\beta_j = 0$, tzn. bez czynników logarytmicznych.

II. 2. Zachowanie wewnętrznych liczb kwantowych

Zachowanie izospinu w reakcji $A+B \rightarrow C+D$ dla dużych s i skończonych t można uwzględnić łatwo, jeśli rozłoży się amplitudę rozpraszania $T(s, t, \lambda)$ na sumę wyrazów

$$T(s, t, \lambda) = \sum_J (J^A, J_3^A | J^C, J_3^C; J, J_3^A - J_3^C) \times \\ \times T_J(s, t, \lambda) (J^B, J_3^B | J, J_3^D - J_3^B | J^D, J_3^D) \quad (28)$$

Każdy wyraz odpowiada wymianie izospinu J pomiędzy A i B w tym sensie, że gdy cząstka A staje się cząstką C , przekazuje ona izospin J do B , która w ten sposób staje się D . Symbole w nawiasach w wyrażeniu (28) są współczynnikami Clebsha-Gordana dla izospinu. Wymieniany izospin J tak jak użyty został w (28) nazywa się izospinem wymienianym w kanale t (patrz część II. 3).

Na skutek niezmienniczości izospinowej te same amplitudy T_J , które występują w (28), opisują inne reakcje $A' + B' \rightarrow C' + D'$, gdzie A' jest cząstką należącą do tego samego multipletu izospinowego co A i podobnie $C'D'B'$.

Równania (28) można użyć bezpośrednio do opisu nowej reakcji zmieniając jedynie współczynniki Clebsha-Gordana. Jako przykład rozważymy postać (28) dla rozpraszania πp .

$$T_{\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p} = T_{J=0} - \frac{1}{\sqrt{6}} T_{J=1}, \\ T_{\pi^- p \rightarrow \pi^- p} = T_{J=0} + \frac{1}{\sqrt{6}} T_{J=1}, \quad (29) \\ T_{\pi^- p \rightarrow \pi^0 n} = - T_{\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n} = - \frac{1}{\sqrt{3}} T_{J=1}.$$

Zauważmy, że powyższe rozwinięcia są słuszne tylko wtedy, gdy niezmienniczość izospinowa jest dokładna, a nie przybliżona. Przyjmuje się, że tak jest w wypadku silnych oddziaływań, gdy zaniedbuje się wpływ oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Przybliżenie to jest dobrze potwierdzone dla procesów z silnym oddziaływaniem, na które istnieje duży przekrój czynny. Jeżeli przekrój czynny jest bardzo mały, jak np. dla rozproseń pod dużymi kątami (część I. 2), nie można mieć całkowitej pewności czy jest ono słuszne. Należy cierpliwie czekać na wyniki eksperymentów.

Jest oczywiste, że jeśli zastosować analizę izospinową amplitudy rozpraszania T w formie (28) do rozwinięcia (26), każdy wyraz tego rozwinięcia da przyczynek do jednego lub kilku T_J . Dziś wydaje się, że ogólnie rzecz biorąc poszczególne wyrazy (26) występują tylko w jednym T_J . Innymi słowy wysokoenergetyczne rozwinięcia różnych T_J nie zawierają tych samych potęg s . Jeśli tak, to każdy wyraz j szeregu asymptotycznego wnosi przyczynek do wymiany właściwego temu wyrazowi izospinu J_j w kanale t (w przeciwnym wypadku niektóre wyrazy (26) dzieliłyby się pomiędzy różne wartości wymienianego izospinu).

Jeszcze prostsza jest sytuacja w wypadku addytywnych wewnętrznych liczb kwantowych N i Y — liczby barionowej i hiperładunku.

Dla danej reakcji $A+B \rightarrow C+D$ liczba barionowa wymieniana w kanale t ma jedną wartość $N_A - N_C = N_D - N_B$, i tak samo jest dla hiperładunku.

Można powiedzieć trywialnie, że każdy wyraz szeregu asymptotycznego wnosi wkład do wymiany $N_J = N_A - N_C$ i $Y_J = Y_A - Y_C$ w kanale t . Na przykład:

$$N_j = 0, \quad Y_j = -1 \quad \text{dla } \pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0, \quad (30)$$

$$N_j = -1, \quad Y_j = 1 \quad \text{dla } \pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0. \quad (31)$$

Zwróćmy uwagę, że ponieważ t jest ustalone, a s rośnie (30), różni się od (31) przez to, że w układzie środka masy Λ^0 leci do przodu w (30) i do tyłu w (31).

Opisany sposób uwzględnienia zachowania izospinu można uogólnić bezpośrednio na symetrię SU_3 , jeżeli jest ona ściśle zachowana.

Z doświadczenia wynika jednak, iż przełamanie symetrii SU_3 jest nie mniej ważne w zderzeniach wysokiej energii przy małych transferach pędu, niż w spektroskopii hadronów (rozszczenia mas wewnątrz multipletów SU_3).

Nadmienimy jeszcze, że nie posiadamy żadnych danych doświadczalnych co do przełamania symetrii unitarnej w procesach z dużym transferem pędu. Jeżeli zastosować (28) do SU_3 , należy włączyć człony pierwszego rzędu wynikające z przełamania symetrii. Daje to wzór

$$T = \sum_{\xi, J, Y} \gamma(A|C; \xi, Y, J, J_3) T_{\xi, Y, J}(B; \xi, Y, J, J_3|D) \quad (32)$$

w którym ξ numeruje reprezentacje SU_3 ($\xi = 1, 8, 10, \bar{10}, \dots$) a YJ_3 — stany w reprezentacji.

Liczby γ są współczynnikami Clebsha-Gordana dla SU_3 , jeśli jest ona ściśle zachowana. Ich aktualne wartości będą zawierać efekty przełamanej symetrii. Podobnie z przełamania symetrii wynika, że amplituda $T_{\xi, Y, J}$ dla wymiany ξ, Y, J w kanale t zależy nie tylko od ξ , lecz również od Y, J . Na przykład w reakcjach (29) $T_{J=0}$ przechodzi w sumę $T_{1,0,0} + T_{8,0,0} + T_{27,0,0}$, podczas gdy $T_{J=1}$ przechodzi w $T_{8,0,1} + T_{10,0,1} + T_{10,0,1}^-$.

Jeśli chodzi o relację pomiędzy rozkładem (32) a szeregiem asymptotycznym (26), to jest ona analogiczna jak w przypadku izospinu. Na ogół każdy wyraz (26) daje przyczynek do jednej amplitudy $T_{\xi, Y, J}$ — czyli do wymiany w kanale t ściśle określonych liczb kwantowych Y_j, J_j reprezentacji numer ξ_j . Przyjmijmy, że jest to ściśle spełnione i każdemu wyrazowi (26) będziemy przypisywać komplet wymienionych liczb kwantowych

$$N_j, \xi_j, Y_j, J_j.$$

Według mnie nie ma w chwili obecnej zadowalającego sposobu opisu przełamania symetrii SU_6 przy rozpraszaniu z dużymi energiami. Dlatego też w niniejszym wykładzie będziemy uważać własności SU_6 jako wynikłe z dynamicz-

nego założenia złożonego modelu hadronów (model kwarków). Przy pomocy tego modelu można otrzymać również wiele własności przełamanej symetrii SU_3 bez uciekania się do teorii grup.

II. 3. Analityczność i symetria krzyżowa pomiędzy kanałami s i u

Opiszemy przy użyciu rozwinięcia asymptotycznego (26) najważniejsze wnioski wynikające z symetrii krzyżowej i analityczności amplitudy rozpraszania ($s \rightarrow +\infty$, t ustalone). Są one uogólnieniami dobrze znanego twierdzenia Pomeranczuka o całkowitych przekrojach czynnych [27].

Podstawową ideą zasad analityczności i symetrii krzyżowej jest założenie, że amplitudę rozpraszania $T(s, t, \lambda)$ można przedłużać analitycznie na płaszczyznach zmiennych

$$s \text{ i } t$$

wzdłuż stosownie wybranych linii i że odpowiednie liniowe kombinacje przedłużeń T czy T^* (zależne od drogi przedłużenia) są równe amplitudom reakcji skrzyżowanych

$$\bar{C} + B \rightarrow \bar{A} + D, \quad (33)$$

$$A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D. \quad (34)$$

Zmienne kinematyczne dla reakcji skrzyżowanych otrzymamy z równań (5) podstawiając

$$p^A \rightarrow -p^{\bar{A}}, p^C \rightarrow -p^{\bar{C}} \text{ dla } \bar{C} + B \rightarrow \bar{A} + D, \quad (35)$$

$$p^B \rightarrow -p^{\bar{B}}, p^C \rightarrow -p^{\bar{C}} \text{ dla } A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D, \quad (36)$$

wtedy $u^{\frac{1}{2}}$ jest energią w układzie środka masy reakcji (33), i analogicznie $t^{\frac{1}{2}}$ dla (34). Zgodnie z tym reakcje (1), (33) i (34) często nazywa się kanałami s , u i t reakcji (1). (Wyjaśnia to zwrot: „kanał t “ używany w poprzedniej części).

Ustalmy uwagę na relacjach krzyżowych pomiędzy kanałami s i u . Otrzymuje się je zakładając $t = \text{const}$ i przedłużając analitycznie $T(s, t, \lambda)$ w płaszczyźnie zmiennej s poprzez górną część tej płaszczyzny do takich wartości na osi rzeczywistej, że

$$u = -s - t - m_A^2 - m_B^2 - m_C^2 - m_D^2 \quad (37)$$

przyjmuje fizyczne wartości [energia]² w układzie środka masy dla kanału u , to znaczy dla fizycznych wartości czteropędów reakcji (33) zachodzi

$$u = (p^{\bar{C}} + p^B)^2, \quad t = (p^{\bar{C}} - p^{\bar{A}})^2. \quad (38)$$

Zespolona sprzężona wartość $T^*(s, t)$ tak przedłużonej analitycznie amplitudy $T(s, t)$ pozostaje w prostym związku z amplitudą procesu (33) poprzez reakcję krzyżową

$$\bar{T}(u, t) = T^*(s, t), \quad (39)$$

gdzie u, s, t zadość czynią warunkowi (37).

Dla cząstek ze spinem (39) przyjmuje postać

$$\bar{T}(u, t, \lambda'_C, \lambda'_B, \lambda'_A, \lambda'_D) = T^*(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D) \quad (40)$$

przy czym u, s, t spełniają poprzedni warunek, zaś

$$\lambda'_C = -\lambda_C, \lambda'_B = \lambda_B, \lambda'_A = -\lambda_A, \lambda'_D = \lambda_D. \quad (41)$$

Tak prosta postać jak (40) jest słuszna jedynie dla specjalnie zdefiniowanych amplitud rozproszenia z uwzględnieniem spinu — mianowicie dla uogólnionych amplitud helicyty zdefiniowanych za Truemanem i Wickem w dowolnym układzie¹, który nie zmienia się przy przedłużaniu analitycznym T w płaszczyźnie s [29] oraz dla amplitud „transversity“ Kotańskiego² [30], dla których osią kwantowania spinu jest normalna do płaszczyzny rozproszenia. Dodajmy jeszcze, że równanie (40) w ogólnym przypadku powinno zawierać czynnik fazowy, który znika tylko wtedy, gdy odpowiednio dobierze się fazy stanów spinowych; przy wyprowadzeniu (40) korzysta się z niezmienniczości względem odwrócenia czasu [29].

Dla pozostałych rodzajów amplitud spinowych równanie (40) znacznie się komplikuje — po prawej stronie równości pojawia się kombinacja liniowa amplitud spinowych. Tak jest np. dla zwykłych amplitud helicyty Jacoba i Wicka [31], gdzie helicyty definiuje się w układzie środka masy. Relacje krzyżowe dla takich amplitud otrzymali po raz pierwszy Trueman i Wick [28], przy innym jednakże sposobie przedłużania analitycznego niż opisany poprzednio. Dla przedłużenia analitycznego poprzez górną półpłaszczyznę s , przy ustalonym t wyprowadzili je Białas i Svensson [32], gdzie odsyłamy Czytelnika pragnącego zapoznać się z postacią tych relacji.

Dla prostego i często spotykanego przypadku, gdy A, C mają spin 0, zaś B, D 1/2 (40) przyjmuje postać

$$\bar{g}(u, t) = g^*(s, t), \quad \bar{h}(u, t) = h^*(s, t). \quad (42)$$

Funkcje g i h są związane z amplitudą rozpraszania w kanale s równością

$$T = \chi_D \left[g + i \frac{\vec{\sigma} \cdot (\vec{k}_A \times \vec{k}_C)}{|\vec{k}_A \times \vec{k}_C|} h \right] \chi_B, \quad (43)$$

¹ Uogólniona amplituda helicyty zależy od układu odniesienia, powinno się więc pisać $T(p^A p^B p^C p^D, \lambda_A \lambda_B \lambda_C \lambda_D)$ zaznaczając odpowiednie czteropędy. Podobnie amplituda kanału u — $\bar{T}(p^C p^B p^A p^D, \lambda'_C \lambda'_B \lambda'_A \lambda'_D)$. Relacja krzyżowa (40) będzie więc mieć postać

$$\bar{T}(p^C p^B p^A p^D, \lambda'_C \lambda'_B \lambda'_A \lambda'_D) = T^*(-p^A, p^B, -p^C, p^D, -\lambda'_A, \lambda'_B, -\lambda'_C, \lambda_D), \quad (40')$$

gdzie $T(p^A p^B p^C p^D, \lambda_A \lambda_B \lambda_C \lambda_D)$ została przedłużona analitycznie w zmiennych p^A i p^C tak, że energie p^A_0, p^C_0 mają zawsze nieujemną część urojoną. Bezpośrednie wyprowadzenie (40') i (40) przy użyciu techniki redukcji lokalnej teorii pola znaleźć można u B. E. Y. Svenssona [29].

² Normalną do płaszczyzny rozproszenia definiuje się np. w układzie środka masy; pozostaje ona niezmienniona przy przejściu do jakiegokolwiek układu odniesienia poruszającego się, względem układu środka masy w płaszczyźnie rozproszenia, np. przy przejściu do układu spoczynkowego cząstki pierwotnej lub wtórnej.

w której \vec{k}_A, \vec{k}_C są trójpedami w układzie środka masy, a χ_B, χ_D dwuskładnikowymi spinorami Pauliego reprezentującymi orientacje spinów cząstek B i D w ich układach spoczynkowych³.

Taka sama jest definicja \bar{g} i \bar{h} w kanale u .

Po tym opisie relacji krzyżowych powróćmy do rozpraszania przy wysokich energiach. Z (39), (40) lub (42) i analogicznych związków powstałych przez zamianę T z \bar{T} (co można zrobić, bo relacje krzyżowe są symetryczne względem T i \bar{T}) można zapisać T w postaci sumy:

$$T = T_+ + T_-, \quad T_{\pm} = \frac{1}{2}[T(s, t, \lambda) \pm \bar{T}(s, t, \lambda')], \quad (44)$$

gdzie λ, λ' oznaczają to, co w równaniach (40) i (41). Nowa amplituda $T_+(T_-)$ jest parzysta (nieparzysta) względem krzyżowania, to jest spełnia identyczność

$$T_{\pm}(u, t, \lambda') = \pm T_{\pm}^*(s, t, \lambda). \quad (45)$$

$T_+(T_-)$ nazywa się składową częścią amplitudy o dodatniej (ujemnej) sygnaturze. Zastosujmy podział (44) do szeregu asymptotycznego (26). Znow możemy dla uproszczenia założyć, że każdy wyraz (26) wnosi przyczynek zarówno do T_+ , jak T_- , a jeśli tak, to powinien być odpowiednio rozszczepiony. Jak dotąd wyniki doświadczalne nie wymagają takiej degeneracji. Można wobec tego powiedzieć, że każdy wyraz j w szeregu (26) posiada określoną sygnaturę $\varepsilon_j = \pm 1$ (+1 dla dodatniej i -1 dla ujemnej sygnatury).

Używając standardowych założeń o analityczności i wolniejszym niż eksponencjonalny przyroście T w górnej półpłaszczyźnie S , można dowieść, że faza współczynnika c_j jest zdefiniowana z dokładnością do π przez wykładnik a_j i sygnaturę ε_j . Dana jest ona wzorem

$$c_j = \pm |c_j| \exp \left[-\frac{i\pi}{2} (a_j + \frac{1}{2}\varepsilon_j - \frac{1}{2}) \right]. \quad (46)$$

Ta ważna konsekwencja analityczności i symetrii krzyżowej jest daleko sięgającym uogólnieniem twierdzenia Pomeranczuka o całkowitych przekrojach czynnych [27]. Otrzymano ją z różnym stopniem ogólności w szeregu prac [33—37].

Jej słuszność wymaga specjalnej postaci rozwinięcia asymptotycznego przyjętej w (26), w której używa się s_t zamiast s i $\ln s_t - i\pi/2$ zamiast $\ln s$ jako parametrów rozwinięcia.

Aby podać przykład zastosowania reguły faz (46), rozważmy rozproszenie elastyczne. Eksperymenty wskazują, że przy wysokich energiach przekrój czynny $d\sigma_{el}/dt$ staje się prawie niezależny od s przy ustalonym t . Z równania (12)

³ Dla niespolaryzowanych cząstek B wzory na przekrój czynny i polaryzacje mają postać:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi^3}{k^2 s} (|g|^2 + |h|^2), \quad \sigma_T = \frac{8\pi^2}{ks^{1/2}} \text{Im} g(s, 0),$$

$$P = \langle \chi_D \left| \frac{\vec{\sigma} \cdot (\vec{k}_A \times \vec{k}_C)}{|\vec{k}_A \times \vec{k}_C|} \right| \chi_D \rangle = \frac{2 \text{Im}(gh^*)}{|g|^2 + |h|^2}.$$

i z powyższego wyniku, że dla T_{el} wiodący człon $j = 1$ rozwinięcia (26) posiada $\alpha_j \simeq 1$ dla $0 \leq -t \leq 1$ (GeV)².

Jeśli sygnatura wiodącego członu ε_1 jest $+1$, z reguły faz wynika, że c_j jest czysto urojone, jeśli $-1 - c_j$ jest rzeczywiste. Eksperyment sugeruje, że mamy do czynienia z pierwszą ewentualnością. Jako inny przykład weźmy reakcję $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$. Reakcją skrzyżowaną (33) jest $\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n$. Z niezmienniczości izospinowej (równanie (29)) mamy

$$T_{\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n} = -T_{\pi^- p \rightarrow \pi^0 n}. \quad (47)$$

Stąd $T = T_{\pi^- n \rightarrow \pi^0 n}$ jest nieparzysta względem skrzyżowania $T = T_-$, sygnatura jest ujemna i (46) stosuje się z ujemnym znakiem do wszystkich członów rozwinięcia amplitudy *charge exchange* $T_{\pi^- p \rightarrow \pi^0 n}$.

II. 4. Interpretacja rozwinięcia asymptotycznego przy pomocy kanału t

Rozważyliśmy na razie symetrię krzyżową pomiędzy kanałami s i u , zróbmy to dla kanałów s i t , to znaczy rozważmy symetrię pomiędzy reakcją (1) i reakcją (34) ($A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$). Odpowiednie wartości pędów, które należy wstawić, dane są w równaniach (36). Amplitudę dla reakcji skrzyżowanej oznaczymy

$$\tilde{T}(t, s, \tilde{\lambda}_A, \tilde{\lambda}_{\bar{C}}, \tilde{\lambda}_{\bar{B}}, \tilde{\lambda}_D), \quad t = (p^A + p^{\bar{C}})^2, \quad s = (-p^A - p^{\bar{B}})^2 \quad (48)$$

i będziemy przedłużać analitycznie w zmiennych s i t , poprzez górną półpłaszczyznę t , tak aby

$$u = (p^A - p^D)^2 = M^2 - (t + s), \quad M^2 = m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2 \quad (49)$$

było stałe, oraz aby osiągnąć wartości s większe niż $(m_A + m_B)^2$. Analogicznie jak w (39) (z tą różnicą, że \bar{C} gra rolę A , A rolę B , a \bar{B} rolę C) otrzymujemy relację krzyżową

$$T(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D) = \tilde{T}^*(t, s, \tilde{\lambda}_A, \tilde{\lambda}_{\bar{C}}, \tilde{\lambda}_{\bar{B}}, \tilde{\lambda}_D), \quad (50)$$

gdzie \tilde{T}^* jest zespoloną sprzężoną analitycznego przedłużenia T . Orientacje spinów związane są zależnością:

$$\tilde{\lambda}_A = \lambda_A, \quad \tilde{\lambda}_{\bar{C}} = -\lambda_C, \quad \tilde{\lambda}_{\bar{B}} = -\lambda_B, \quad \tilde{\lambda}_D = \lambda_D, \quad (51)$$

przy czym przyjęliśmy taką definicję amplitud spinowych (patrz dyskusja równania (40)), aby otrzymać prostą postać relacji krzyżowej; najlepiej wybrać amplitudy transwersy Kotańskiego⁴.

W części II. 2 dyskutowaliśmy wymianę wewnętrznych liczb kwantowych dla reakcji $A + B \rightarrow C + D$ w kanale t . Jasne jest, że dla reakcji $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$ te wymieniane poprzednio liczby kwantowe są wewnętrznymi liczbami kwanto-

⁴ Mają one te przewagę nad uogólnionymi amplitudami helicity, że pędy wchodzą poprzez niezmienniki s, t (patrz notka 1). Normalna do płaszczyzny rozproszenia jest pojęciem niezmiennym (notka 2) i pozostaje bez zmiany przy przejściu z kanału s do u lub t .

wymi układów $A + \bar{C}$ i $\bar{B} + D$. Stąd wynika, że jeśli \tilde{T}_J jest komponentą amplitudy zderzenia $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$ odpowiadającą izospinowi J , tzn.

$$\begin{aligned} \tilde{T}(t, s, \tilde{\lambda}) = \sum_J (J^A, J_s^A; J^{\bar{C}}, J_s^{\bar{C}} | J, J_s^A + J_s^{\bar{C}}) \tilde{T}_J(t, s, \tilde{\lambda}) \times \\ \times (J, J_s^{\bar{B}} + J_s^D | J^{\bar{B}}, J_s^{\bar{B}}; J^D, J_s^D) \end{aligned} \quad (52)$$

to przedłużenie analityczne T_J przeprowadzone analogicznie jak (50) pozwoli uzyskać amplitudę T_J równania (28) poprzez związek

$$T_J = \tilde{T}_J^*. \quad (53)$$

Pojęcie sygnatury, wprowadzone dla reakcji $A + B \rightarrow C + D$ (44) posiada również prostą i ważną interpretację w kanale t . Równanie (50) wiąże amplitudę rozproszenia reakcji $A + B \rightarrow C + D$ (kanał s) z analitycznym przedłużeniem amplitudy \tilde{T} reakcji $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$.

Analogiczne równanie dla amplitudy rozpraszania \bar{T} reakcji $\bar{C} + B \rightarrow \bar{A} + D$ (kanał u) ma postać:

$$\bar{T}(u, t, \lambda'_C, \lambda'_B, \lambda'_A, \lambda'_D) = \tilde{T}^*(t, u, \tilde{\lambda}'_C, \tilde{\lambda}'_A, \tilde{\lambda}'_B, \tilde{\lambda}'_D). \quad (54)$$

Argumentami \bar{T} są:

$$u = (p^{\bar{C}} + p^B)^2, \quad t = (p^{\bar{C}} - p^A)^2.$$

Prawa strona równania (54) jest zespoloną sprzężoną analitycznego przedłużenia poprzez górną półpłaszczyznę amplitudy $\tilde{T}(t, u, \tilde{\lambda}'_C, \tilde{\lambda}'_A, \tilde{\lambda}'_B, \tilde{\lambda}'_D)$ reakcji $\bar{C} + A \rightarrow \bar{B} + D$, przy stałym $t + u$. Argumentami amplitudy \tilde{T} są

$$t = (p^{\bar{C}} + p^A)^2, \quad u = (p^{\bar{C}} - p^B)^2,$$

zaś relacje pomiędzy parametrami helicyty podobnie jak w równaniu (51)

$$\tilde{\lambda}'_C = \lambda'_C, \quad \tilde{\lambda}'_A = -\lambda'_A, \quad \tilde{\lambda}'_B = -\lambda'_B, \quad \tilde{\lambda}'_D = \lambda'_D. \quad (55)$$

Zauważmy teraz, że reakcja $\bar{C} + A \rightarrow \bar{B} + D$ jest identyczna z reakcją kanału $t - A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$ (jedynie A i \bar{C} zostały przestawione). Wobec tego \tilde{T} wyraża się przez \tilde{T} wzorem

$$\tilde{T}(t, u, \tilde{\lambda}'_C, \tilde{\lambda}'_A, \tilde{\lambda}'_B, \tilde{\lambda}'_D) = \tilde{T}(t, M^2 - t - u, \tilde{\lambda}'_A, \tilde{\lambda}'_C, \tilde{\lambda}'_B, \tilde{\lambda}'_D). \quad (56)$$

Rozważmy składowe amplitudy T o określonych sygnaturach (44) i zastosujemy do nich (50) i (54).

Zauważmy wpraw, że (41), (51) i (55) dają

$$\tilde{\lambda}'_C = \tilde{\lambda}_C, \quad \tilde{\lambda}'_A = \tilde{\lambda}_A, \quad \tilde{\lambda}'_B = \tilde{\lambda}_B, \quad \tilde{\lambda}'_D = \tilde{\lambda}_D. \quad (57)$$

Ze wzorów (44), (50), (54) i (56) otrzymamy zatem

$$T_{\pm}(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D) = \tilde{T}_{\pm}^*(t, s, \tilde{\lambda}_A, \tilde{\lambda}_C, \tilde{\lambda}_B, \tilde{\lambda}_D), \quad (58)$$

gdzie prawa strona jest analitycznym przedłużeniem, poprzez górną półpłaszczyznę t , przy stałym $t+s$, funkcji

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{\pm}(t, s, \tilde{\lambda}_A, \tilde{\lambda}_{\bar{C}}, \tilde{\lambda}_{\bar{B}}, \tilde{\lambda}_D) = \frac{1}{2} [& \tilde{T}(t, s, \tilde{\lambda}_A, \tilde{\lambda}_{\bar{C}}, \tilde{\lambda}_{\bar{B}}, \tilde{\lambda}_D) \\ & \pm \tilde{T}(t, M^2-t-s, \tilde{\lambda}_A, \tilde{\lambda}_{\bar{C}}, \tilde{\lambda}_{\bar{B}}, \tilde{\lambda}_D)] \end{aligned} \quad (59)$$

\tilde{T}_+ i \tilde{T}_- są odpowiednio parzystą i nieparzystą częścią amplitudy \tilde{T} względem zamiany cząstek pierwotnych A i \bar{C} w kanale t , tzn. zamiany s i $u = M^2-t-s$. Rozwinięcie amplitudy \tilde{T} dla reakcji $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$ (kanał t) daje

$$\tilde{T}(t, s, \tilde{\lambda}) = \sum_{l=0,1,2,3,\dots} (2l+1) \zeta_l(t, \tilde{\lambda}) D_l(\tilde{\lambda}, \cos \theta_l), \quad (60)$$

D_l jest funkcją rotacji zależną od definicji amplitud spinowych i równą liniowej kombinacji wielomianów Legendre'a $P_l(\cos \theta_l)$ oraz ich pochodnych. Kąt θ_l jest kątem rozproszenia A względem \bar{B} w układzie środka masy. Jest on związany z s przez równania

$$s = [(k_i^2 + m_A^2)^{\frac{1}{2}} - (k_i'^2 + m_B^2)^{\frac{1}{2}}]^2 - k_i^2 - k_i'^2 + 2k_i k_i' \cos \theta_l \quad (61)$$

lub

$$u = M^2 - t - s = [(k_i^2 + m_C^2)^{\frac{1}{2}} - (k_i'^2 + m_D^2)^{\frac{1}{2}}]^2 - k_i^2 - k_i'^2 - 2k_i k_i' \cos \theta_l \quad (62)$$

przy czym k_i i k_i' są pędami w stanach początkowym i końcowym

$$t = [(k_i^2 + m_A^2)^{\frac{1}{2}} + (k_i^2 + m_C^2)^{\frac{1}{2}}]^2 = [(k_i'^2 + m_B^2)^{\frac{1}{2}} + (k_i'^2 + m_D^2)^{\frac{1}{2}}]^2. \quad (63)$$

Założmy, że albo $m_A = m_C$, albo $m_B = m_D$. Zamiana s i u sprowadza się w tym wypadku do zamiany θ_l na $\pi - \theta_l$, czyli⁵

$$\tilde{T}_{\pm}(t, s, \tilde{\lambda}) = \frac{1}{2} \sum_{l=0,1,2,\dots} (2l+1) \zeta_l^{\pm}(t, \tilde{\lambda}) [D_l(\tilde{\lambda}, \cos \theta_l) \pm D_l(\tilde{\lambda}, -\cos \theta_l)] \quad (64)$$

gdzie zaznaczyliśmy przez ζ_l^{\pm} odpowiednie wartości ζ wchodzące do amplitud \tilde{T}_{\pm} .

Ponieważ siły oddziaływania w kanałach s i u (tzn. siły powodujące wymianę cząstek w tych kanałach) są niezależne od siebie, jest rzeczą naturalną uważać \tilde{T}_+ i \tilde{T}_- oraz ζ_l^+ i ζ_l^- jako niezależne. Wychodząc z zasady zachowania parzystości można założyć, że D_l jest parzystą (nieparzystą) funkcją $\cos \theta_l$ dla l parzystych (nieparzystych), jak to jest w wypadku cząstek bezspinowych, kiedy D_l jest po prostu wielomianem Legendre'a. Dla dodatniej (ujemnej) sygnatury suma (64) zawiera wobec tego jedynie wyrazy z parzystymi (nieparzystymi) l i ζ_l^+ (ζ_l^-) są zdefiniowane wyłącznie dla parzystych (nieparzystych) l .

Wprowadźmy zasadniczą dla dalszych wywodów koncepcję analitycznego przedłużenia krętu l do wartości zespolonych. Przy stosownych założeniach (np. jeśli prawdziwa jest reprezentacja Mandelstama dla amplitudy rozpra-

⁵ Poprawne podejście do przypadku $s \rightarrow +\infty$, $t = \text{const.}$, gdy $m_A \neq m_C$, $m_B \neq m_D$ jest znacznie bardziej skomplikowane, choć główne wyniki są takie same. Patrz M. L. Goldberger i C. E. Jones, *Princeton University preprint* (1966) i *Phys. Rev. Letters*, 17, 105 (1966).

szania) można zastosować procedurę rozwiniętą przez Regge [38] dla nierelatywistycznego rozpraszania potencjalnego i otrzymać w ten sposób jedno i tylko jedno analityczne przedłużenie $\zeta_l^\pm(t, \tilde{\lambda})$ na płaszczyznę zespolonego l , traktując t i $\tilde{\lambda}$ jako ustalone parametry⁶.

Wyrażenie (64) można przepisać jako

$$\tilde{T}_\pm(t, s, \tilde{\lambda}) = \int_C (2l+1) \zeta_l^\pm(t, \lambda) \frac{D_l(\tilde{\lambda}, -\cos \theta_l) \pm D_l(\tilde{\lambda}, \cos \theta_l)^{dl}}{4i \sin \pi l} \quad (65)$$

stosując transformację Watsona-Sommerfelda⁷. Kontur C otacza dodatnią, rzeczywistą półoś (w kierunku zgodnym z kierunkiem ruchu wskazówek zegara) na płaszczyźnie zespolonego l :

$$l = +\infty + i\varepsilon \rightarrow i\varepsilon; \quad l = \varepsilon e^{i\varphi}, \quad \varphi = \frac{\pi}{2} - \frac{3\pi}{2}; \quad l = -i\varepsilon \rightarrow +\infty - i\varepsilon$$

gdzie $\varepsilon > 0$ nieskończenie mała.

W (65) użyliśmy parzystego (nieparzystego) D_l względem $\cos \theta_l$ dla parzystych (nieparzystych) l . Przedłużenie analityczne D_l na płaszczyznę zespolonego l otrzymuje się analogicznie jak dla wielomianów Legendre'a P_l [39].

Następnym krokiem jest założenie, że analityczne przedłużenie w zmiennych s i t prowadzące od \tilde{T} do T (równania (50) i (58)) da się wykonać z prawą stroną równania (65), w którym $\cos \theta_l$ przy pomocy równań (61) i (63) wyrażono przez s i t . Można wtedy przedyskutować asymptotyczne zachowanie się T_+ , T_- i $T = T_+ + T_-$ dla $s \rightarrow +\infty$ przy ustalonym t korzystając z (65).

Dla $s \rightarrow +\infty$ i ustalonego t , $\cos \theta_l \rightarrow -\infty$ (pamiętajmy, że przedłużenie analityczne w zmiennych s i t musi iść poprzez górną półpłaszczyznę t , przy czym $u =$ rzeczywiste stałe, skąd wynika, że $k_t k_l$ jest ujemne). Wiemy również, że dla l zespolonych lub rzeczywistych

$$P_l(z) \underset{z \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{\Gamma(l + \frac{1}{2}) (2z)^l}{\Gamma(l+1) \pi^{\frac{1}{2}}} F(-l, -\frac{l-1}{2}, -l + \frac{1}{2}, z^{-2}) + \frac{\Gamma(-l - \frac{1}{2}) (2z)^{-l-1}}{\Gamma(-l) \pi^{\frac{1}{2}}} F(\frac{l+1}{2}, \frac{l}{2} + 1, l + \frac{3}{2}, z^{-2}) \quad (66)$$

przy czym funkcja hipergeometryczna F zmierza do jedności dla $z \rightarrow \infty$.

Asymptotyczne zachowanie otrzymamy otwierając kontur C na lewo aż do osiągnięcia prostej $\text{Re } l = -\frac{1}{2}$, będzie ono określone przez te osobliwości $\zeta_l^\pm(t, \tilde{\lambda})$ w płaszczyźnie l , które posiadają największą wartość $\text{Re } l$ przy $\text{Re } l \geq -\frac{1}{2}$. Osobliwości te w kolejności zmniejszającego się $\text{Re } l$ dają kolejne człony roz-

⁶ Przedłużenia analityczne ζ_l^+ i ζ_l^- będą na ogół różnymi funkcjami l . Szczegóły można znaleźć np. w książkach E. J. Squires, *Complex Angular Momentum and Particle Physics*, W. A. Benjamin, New York, Amsterdam 1963; S. C. Frautschi, *Regge Poles and S Matrix Theory*, W. A. Benjamin, New York, Amsterdam 1963; R. Omnes i M. Froissart, *Mandelstam Theory and Regge Poles*, W. A. Benjamin, New York, Amsterdam 1963.

⁷ Historię tej transformacji opisał S. C. Frautschi, *Regge Poles and S Matrix Theory*, str. 107, W. A. Benjamin, New York, Amsterdam 1963.

winięcia asymptotycznego (26). Jeśli są to zwykłe bieguny — dadzą dla $s \rightarrow +\infty$ wyrażenia typu (26) bez czynników logarytmicznych (wynika to z (66)). W szczególności, jeśli położymy $D_l = P_l$, biegun funkcji ζ_l^\pm w punkcie $l = \alpha_j$ daje wyraz do rozwinięcia (26) z potęgą $s_l^{\alpha_j}$, plus wyrazy z potęgami $s_l^{\alpha_j-1}$, $s_l^{\alpha_j-2}$, ...

Wyrażenie $s_l^{\alpha_j}$ bierze się stąd, że w przyczynku jednobiegunowym do wyrażenia (65) występuje kombinacja

$$P_{\alpha_j}(-\cos \theta_l)^\pm P_{\alpha_j}(\cos \theta_l) \simeq \frac{\Gamma(\alpha_j + \frac{1}{2})}{\Gamma(\alpha_j + 1)} \frac{|2 \cos \theta_l|^{\alpha_j}}{\pi^{\frac{1}{2}}} (1 \pm e^{i\pi\alpha_j}) \quad (67)$$

dla $\cos \theta \rightarrow -\infty$. Znak eksponenty $e^{i\pi\alpha_j}$ otrzymujemy stąd, że analityczne przedłużenie (61) w zmiennych s i t dla dużych s daje

$$\cos \theta_l = -|\cos \theta_l| + i\varepsilon, \quad \varepsilon > 0.$$

Po podstawieniu \tilde{T}_\pm^i w (58) ostateczny przyczynik do T_\pm zawiera:

$$\frac{\Gamma(\alpha_j + \frac{1}{2})}{\Gamma(\alpha_j + 1)} \frac{|2 \cos \theta_l|^{\alpha_j}}{\pi^{\frac{1}{2}}} \frac{1 \pm e^{-i\pi\alpha_j}}{\sin \pi\alpha_j}. \quad (68)$$

Zwróćmy uwagę, że faza zgadza się z fazą daną wzorem (46) na bazie znacznie ogólniejszych rozważań, skąd wnioskujemy, że residuum funkcji ζ_l^\pm w biegunie $l \equiv \alpha_j$ jest rzeczywiste. Z równań (61) i (62), przy założeniu, że $m_A = m_C$ albo $m_B = m_D$ wynika

$$s_t = \frac{s-u}{2} = 2 k_l k_l' \cos \theta_l, \quad (69)$$

co wyjaśnia rolę, jaką odgrywa parametr s_t w rozwinięciu asymptotycznym.

Jeśliby funkcja ζ_l^\pm zawierała w płaszczyźnie zespolonego l ($\text{Re} l \geq -\frac{1}{2}$) inne osobliwości (nie bieguny), to odbiłoby się to na postaci szeregu (26), np. osobliwość typu punktu rozgałęzienia wprowadza do szeregu asymptotycznego człony logarytmiczne. (Podobnie całkowanie wzdłuż prostej $\text{Re} l = -\frac{1}{2}$ wprowadza człony logarytmiczne do (26)).

Sytuacja teoretyczna odnośnie punktów rozgałęzienia na płaszczyźnie l jest nie sprecyzowana. Z prac Amatiiego, Fubiniiego, Stanghelliniiego [40] oraz Mandelstama [48] wynika, że bieguny nie mogą być jedynymi osobliwościami ζ_l^\pm , tzn., że muszą istnieć punkty rozgałęzienia. Może również istnieć mechanizm, w wyniku którego istnienie biegunów pociąga za sobą powstawanie punktów rozgałęzienia⁸.

Rozważania tego typu są jednak niepewne, ponieważ efekty takie może zasłaniać znoszenie się przyczynków pochodzących od osobliwości różnych amplitud cząstkowych. Również ewidencja doświadczalna nie jest wystarczająca, by twierdzić, że człony logarytmiczne w rozwinięciu (26) powinny lub nie powinny się pojawiać (patrz część II. 1).

⁸ Patrz np. w S. C. Frautschi, *Regge Poles and S Matrix Theory*, str. 185, W. A. Benjamin, New York, Amsterdam 1963.

Obecnie zakłada się, że człony wiodące rozwinięcia (26) pochodzą od biegunów amplitud cząstkowych $\zeta_l^\pm(t, \tilde{\lambda})$ z obszaru $\text{Re} l > -\frac{1}{2}$, oraz że bieguny te mają właściwości, które można wywnioskować⁹ z zachowania się reakcji w kanale t .

Założenia te są podstawą modelu *biegunów Regge* dla reakcji przy wysokich energiach, zaproponowanego przez wielu autorów w 1962 r., szczególnie przez Chew i Frautschiego [42], Gribova i Pomeranczuka¹⁰ [43]. Zasadnicze tezy tego modelu opiszemy w części następnej, zaś w części II. 6 porównamy wyniki z doświadczeniem.

II. 5. Model biegunów Regge

Założenia sformułowane przy końcu poprzedniej części prowadzą do rozwinięcia asymptotycznego amplitudy rozproszenia T kanału s reakcji $A+B \rightarrow C+D$ postaci

$$T(s, t, \lambda) \underset{s \rightarrow \infty}{\cong} \sum_{j=1,2,3,\dots} c_j \left(\frac{s_t}{s_j} \right)^{\alpha_j} \quad (70)$$

(α_j są dane przez bieguny w płaszczyźnie l amplitudy cząstkowej ζ_l^\pm reakcji w kanale t : $A+\bar{C} \rightarrow \bar{B}+D$). Wyliczymy interesujące fizycznie wnioski płynące z tych założeń:

- a) własność uniwersalności wykładników α_j ,
- b) własność faktoryzacji residuów.

A priori α_j może zależeć od wszystkich parametrów określających $\zeta_l^\pm(t, \tilde{\lambda})$ jako funkcję l , tzn. od t , czterech cząstek A, \bar{C}, \bar{B}, D , sygnatury i orientacji spinów λ . Jednakże w kanale t można uważać ζ_l^\pm za element macierzowy

$$\zeta_l^\pm = \langle A, \tilde{\lambda}_A; \bar{C}, \tilde{\lambda}_{\bar{C}} | Z_l^\pm(t) | \bar{B}, \tilde{\lambda}_{\bar{B}}; D, \tilde{\lambda}_D \rangle \quad (71)$$

macierzy $Z_j^\pm(t)$, gdzie j jest całkowitym krętem, który w każdym szczególnym przypadku może być wyrażony poprzez l i $\tilde{\lambda}$. Bieguny ζ_l^\pm w płaszczyźnie zespolonego l odpowiadają biegunom macierzy $Z_j^\pm(t)$ w płaszczyźnie zespolonego j i analogicznie residuum funkcji ζ_l^\pm w biegunie l dane jest przez residuum elementu macierzowego (71) w odpowiednim biegunie j . Rozważając bieguny $j_j^\pm(t)$ macierzy $Z_j^\pm(t)$ w płaszczyźnie j (tzw. bieguny Regge) można natychmiast powiedzieć, że położenie biegunów zależy jedynie od wartości t , sygnatury i wewnętrznych liczb kwantowych w kanale t . Ponieważ zazwyczaj biegun macierzy jest biegunem jednej z jej wartości własnych, residuum elementu macierzowego (71) posiada postać iloczynu¹¹.

$$R_j^\pm(t) = [\gamma_j^\pm(t; A, \tilde{\lambda}_A; \bar{C}, \tilde{\lambda}_{\bar{C}})]^* [\gamma_j^\pm(t; \bar{B}, \tilde{\lambda}_{\bar{B}}; D, \tilde{\lambda}_D)] \quad (72)$$

⁹ Własność tę uważa się za relatywistyczne uogólnienie wyników otrzymanych przez Regge dla nierelatywistycznego równania Schrödingera z superpozycją potencjałów Yukawy [38].

¹⁰ Szczegółowe rozwinięcie historyczne, patrz S. C. Frautschi, *Regge Poles and S Matrix Theory*, W. A. Benjamin, New York, Amsterdam 1963.

¹¹ Fakt, że Z_j^\pm posiada kompletny układ wektorów własnych, wynika z unitarności macierzy S w kanale t . Własność faktoryzacji (72) stwierdzili po raz pierwszy M. Gell-Mann, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 263 (1962), V. N. Gribov i I. I. Pomeranczuk [43].

Powyższe własności biegunów $J_j^\pm(t)$ macierzy Z_j^\pm odnoszą się również do biegunów ζ_j^\pm — czyli wykładników α_j w (70) z uwzględnieniem nieistotnych komplikacji spowodowanych faktem, że j, l i a mogą różnić się w wypadku cząstek ze spinem. W istocie nawet z uwzględnieniem spinu i przy normalizacji amplitudy, jaka została użyta powyżej, można stwierdzić, że $j_j^\pm(t) = \alpha_j$. Wniosek stąd, że α_j zależy jedynie od wartości t , sygnatury i liczb kwantowych kanału t (*własność uniwersalności*), oraz że residua ζ_l^\pm posiadają postać iloczynów (72) (*własność faktoryzacji*). W związku z powyższym będziemy odąd używać oznaczenia $\alpha_j^\pm(t)$ na α_j .

c) *Relacja pomiędzy $\alpha_j^\pm(t)$ a cząstkami.*

Biegun macierzy $Z_j^\pm(t)$ w płaszczyźnie j przy ustalonym t , jeśli jego położenie zależy od t , jest w ogólności również biegunem $Z_j^\pm(t)$ w płaszczyźnie t przy ustalonym j . Gdy j posiada wartość całkowitą lub połówkową zgodną z sygnaturą i wewnętrznymi liczbami kwantowymi kanału t , wtedy biegun $Z_j^\pm(t)$ w punkcie $t = t_0$ płaszczyzny t odpowiada cząstce o masie $t_0^{\frac{1}{2}}$, spinie j i takich samych liczbach kwantowych, przy czym należy założyć:

$$\operatorname{Re} t_0 > 0, \quad |\operatorname{Im} t_0| \ll \operatorname{Re} t_0$$

Jeśli $\operatorname{Im} t_0 = 0$ cząstka jest stabilna, w przeciwnym wypadku jest ona rezonansem. Parzystość tej cząstki określona jest przez sygnaturę¹².

Na odwrót, jak sugerują Chew, Frautschi [42], Blankenbecler i Goldberger [44], każdej cząstce X odpowiada biegun macierzy $Z_j^\pm(t)$ o tych samych liczbach kwantowych i sygnaturze dopuszczalnej przy danej parzystości cząstki, taki że

$$j_j^\pm(m_X^2) = j_X, \quad (73)$$

gdzie m_X, j_X są masą i spinem cząstki X .

Funkcja $j_j^\pm(t)$ nazywa się *trajektorią Regge* cząstki X . Na jednej trajektorii może leżeć wiele cząstek, dla których spełniona jest równość (73) przy tym samym $j_j^\pm(t)$. Dla ustalonej sygnatury spiny tych cząstek różnią się o 2, 4, ..., posiadają one natomiast taką samą parzystość i liczby kwantowe. Tego rodzaju „rekurencje Regge“ znane są dobrze dla barionów, a wydaje się również, że istnieją dla mezonów. Jako przykład podamy rezonanse nukleonowe o izospinie 3/2 i masach 1236 MeV, oraz 1924 MeV; spiny i parzystość wynoszą dla nich odpowiednio $\frac{3}{2}^+$ i $\frac{1}{2}^+$ (dodatnia parzystość odpowiada ujemnej sygnaturze układu pion—nukleon).

¹² Rozważając jak w równaniu (64) przypadek równych mas można zauważyć, że sygnatura związana jest z parzystością w układzie środka masy kanału t . Dzieje się tak dlatego, że zamiana $\cos \theta_t$ na $-\cos \theta_t$ odpowiada odbiciu przestrzennemu współrzędnych cząstek A i C w tym układzie. Szczególnie łatwo można to zobaczyć na przykładzie, gdy $A = \pi^+$, $C = \pi^-$. Dodatnia sygnatura oznacza dodatnią parzystość i $J = 0, 2, \dots$, ujemna sygnatura — ujemną parzystość i $J = 1, 3, \dots$

Konkludując możemy stwierdzić, że te same trajektorie Regge $j_j^\pm(t)$ powinny przechodzić przez znane cząstki, jak w równaniu (73), oraz określać wykładniki $\alpha_j^\pm(t) = j_j^\pm(t)$ rozwinięcia asymptotycznego (70).

d) *Rzeczywista wartość i dodatnie nachylenie $\alpha_j^\pm(t)$*

W obszarze dodatnich t można uważać, że macierz $Z_j^\pm(t)$ opisuje układ o energii t i kręcie j . Czyli dla $j_0 = j_j^\pm(t_0)$ przy $t_0 > 0$, $t_0^{\frac{1}{2}}$ jest wartością własną hamiltonianu uogólnionego na wartość krętu równą j_0 , która w ogólności może być niefizyczna. Na odwrót; można uważać $t_0^{\frac{1}{2}}$ jako dane i próbować wyznaczyć j_0 jako wartość własną zmiennej krętu j wchodzącej do uogólnionego hamiltonianu¹³. Dopóki t_0 przyjmuje wartości poniżej progu ciągłego widma stanów z rozproszenia, wartość własna $t_0^{\frac{1}{2}}$ jest rzeczywista dla rzeczywistego j_0 , ponieważ uogólniony hamiltonian jest hermitowski dla rzeczywistych j_0 . I na odwrót, jeżeli $t_0^{\frac{1}{2}}$ jest zadaną wartością rzeczywistą energii poniżej progu widma ciągłego, wartość własna j_0 zmiennej j powinna być liczbą rzeczywistą.

Można stąd wnioskować, że $j_j^\pm(t)$, a tym samym $\alpha_j^\pm(t)$ przyjmuje wartości rzeczywiste dla dodatnich t poniżej progu ciągłego widma stanów.

Chciałoby się założyć, że analogiczna będzie własność tych funkcji dla ujemnych t , tzn. dla kanału s reakcji $A+B \rightarrow C+D$.

W chwili obecnej wydaje się, że można tak sądzić, jeśli układ w kanale t tzn. $A+\bar{C}$ jest bozonem [45], jeśli natomiast ma własności fermionu, to, jak pokazał Gribov [46], funkcja $j_j^\pm(t)$ dla $t < 0$ staje się zespolona i występuje w parach wraz ze swą zespoloną sprzężoną. Czyli: jeśli reakcja $A+B \rightarrow C+D$ dopuszcza wymianę bozonów w kanale t , model biegunów Regge przewiduje, że wykładniki α_j w rozwinięciu asymptotycznym (70) są rzeczywiste. Jeżeli zachodzi wymiana fermionów, wykładniki α_j stają się zespolone dla $t < 0$, czyli w rozwinięciu asymptotycznym wystąpią oscylacje. Zgodnie z wynikami Kinoshity [45] oscylacje te ujawniłyby się doświadczalnie nie w przekroju czynnym, lecz w polaryzacji.

Jeszcze słowo o ostrożności, z jaką należy traktować wymianę fermionów.

Wszystkie proste reakcje tego typu, jak np.

$$\pi^\pm + p \rightarrow p + \pi^\pm, \quad \pi^- + p \rightarrow n + \pi^0, \quad \pi^- + p \rightarrow \bar{p} + d, \quad p + p \rightarrow \pi^+ + d$$

odpowiadają przypadkowi nierównych mas ($m_A \neq m_{\bar{C}}, m_{\bar{B}} \neq m_D$), dla którego nie istnieje dotychczas poprawne podejście do fermionów¹⁴. Fakt ten niewątpliwie zmniejsza zainteresowanie eksperymentatorów odnośnie dokładnego badania takich reakcji.

Wracając do dyskusji biegunów Regge $j_j^\pm(t)$ dla dodatnich t poniżej widma ciągłego należy oczekiwać, że nachylenie dj_j^\pm/dt jest dodatnie. W istocie bo-

¹³ Taki uogólniony hamiltonian można łatwo wypisać dla nierelatywistycznego równania Schrödingera z centralnym potencjałem. Po prostu do członu centryfugalnego wstawia się zespoloną wartość J .

¹⁴ Ostatnio dyskusje na ten temat przeprowadzili Goldberger i Jones, *Phys. Rev. Letters*, **17**, 105 (1966) dla cząstek bezspinowych.

wiem $t_0^{\frac{1}{2}}$ jest wartością własną energii uogólnionego hamiltonianu z krętem $j_0 = j_j^{\pm}(t_0)$, jeśli zatem rośnie j_0 , to rośnie potencjał centryfugalny, który musi spowodować wzrost wartości własnej $t_0^{\frac{1}{2}}$. Wynika stąd, że dj_j^{\pm}/dt , a tym samym da_j^{\pm}/dt musi być dodatnie. Własność ta wydaje się być prawdziwa również przy $t < 0$ dla trajektorii bozonowych.

Jak wspomnieliśmy, trajektorie fermionowe dla ujemnych t stają się zespolone, lecz część urojona jest niewielka przy małych t .

Zaznaczmy jeszcze, że wszystkie rozważania odnośnie punktów c) i d) są słuszne dla *ruchomych biegunów*, tzn. kiedy $j_j^{\pm}(t)$ rzeczywiście zmienia się z t . Istnieje spora literatura na temat kwestii czy nieruchome bieguny lub ogólniej, *nieruchome osobliwości* mogą istnieć, czy nie. Żadnej pewności co do tego na razie mieć nie można, główną trudność powoduje fakt, że jeśliby istniał punkt rozgałęzienia zależny od t (ruchomy), to przechodząc przez osobliwości nieruchome, przenosiłby je na różne powierzchnie Riemanna zmiennej l .

e) Rzeczywiste wartości i zera residuów

Na ogół wierzy się, że residuum amplitudy cząstkowej (71) w biegunie $j_j^{\pm}(t)$ jest liczbą rzeczywistą dla wartości $t = (p^A - p^C)^2$ z przedziału odpowiadającego reakcji $A + B \rightarrow C + D$ (kanał s). W szczególnym przypadku $D_l = P_l$ rozważanym w celu otrzymania równania (68) stwierdzenie to zostało już udowodnione. Argumenty użyte przy tym dowodzie pozostają ogólnie słuszne, kiedy $j_j^{\pm}(t)$ i $a_j^{\pm}(t)$ są rzeczywiste i sprowadzają się do tego, że rzeczywista wartość residuum wynika z analityczności amplitudy T dla ustalonego t (część II. 3). W przypadku wymiany fermionów rozumowanie takie jest słuszne tak długo, jak długo $a_j^{\pm}(t)$ jest prawie rzeczywiste dla małych $|t|$.

Inną interesującą własnością residuów jest to, że mogą one znikać dla pewnych szczególnych wartości $t = (p^A - p^C)^2$ w procesie $A + B \rightarrow C + D$.

Rozważmy residuum $R_j^{\pm}(t)$ amplitudy cząstkowej (71) w punkcie $j = j_j^{\pm}(t)$, przy czym niech $a_j^{\pm}(t) = a_j$ będzie wykładnikiem w odpowiednim wyrażeniu rozwinięcia (70). Współczynnik c_j tego wyrażenia jest iloczynem R_j i wyrażenia (68) wynikłego z ostatniego czynnika w wyrażeniu podcałkowym (65).

Ponieważ (68) posiada biegun dla $a_j = a_j^{\pm}(t)$ równego liczbie całkowitej parzystej (nieparzystej) dla parzystej (nieparzystej) sygnatury, wobec tego, jeśli rozwinięcie asymptotyczne ma być słuszne, residuum $R(t)$ musi znikać dla odpowiedniej wartości t , aby amplituda zderzenia nie stała się nieskończona.

Istnieje pogląd [47—49], że $R_j^{\pm}(t)$ powinno znikać również dla pewnych wartości t , dla których $a_j^{\pm}(t)$ jest liczbą całkowitą nieparzystą (parzystą) przy parzystej (nieparzystej) sygnaturze. Ponieważ w tym wypadku (68) nie jest nieskończona, oznacza to, że j -ty wyraz rozwinięcia asymptotycznego powinien znikać dla takich wartości t ; efekt ten winien być obserwowalny.

Aktualna wersja naszej wiedzy o tym efekcie dodaje do wyżej wspomnianych warunków znikania residuum $R_j^{\pm}(t)$ dwa nowe, które muszą być spełnione alternatywnie:

I. wartość j' trajektorii $j_i^\pm(t)$ dla rozważanej wartości t jest ujemna¹⁵, albo
 II. dla j' nieujemnych diagram Feynmana jednocząstkowej wymiany dla reakcji $A+B \rightarrow C+D$, zawierający jedynie wymianę cząstki o spinie j' w kanale t nie daje przyczynku do rozważanej amplitudy $T(s, t, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \lambda_D)$.

f) Własność analityczności biegunów i residuów

Oprócz wymienianych powyżej właściwości biegunów Regge posiadamy pewne informacje o własnościach analityczności biegunów $j_j^\pm(t)$ i residuów $R_j^\pm(t)$ amplitud cząstkowych (71). Otrzymano je już to z analogii z nierelatywistycznym rozpraszaniem potencjalnym, już z rozważań własności reprezentacji Mandelstama amplitudy rozpraszania. Można je streścić następująco: $j_j^\pm(t)$ i $R_j^\pm(t)$ są rzeczywistymi funkcjami analitycznymi zmiennej t , jeśli $A+\bar{C}$ jest bozonem lub analogicznymi funkcjami $t^{\frac{1}{2}}$, jeśli $A+\bar{C}$ jest fermionem, przy czym w tym wypadku występuje cięcie w kanale t od progu do $+\infty$ [50].

II. 6. Porównanie z eksperymentem

Zakończymy ten rozdział krótką dyskusją danych doświadczalnych przy pomocy wyrażenia asymptotycznego (70) i modelu biegunów Regge [51].

Dla rozproszenia elastycznego doświadczenie sugeruje, że człon wiodący rozwinięcia asymptotycznego posiada dla wszystkich reakcji ten sam wykładnik

$$a_1 \simeq 1,$$

z czego wynika stałość całkowitego przekroju czynnego σ_T i różniczkowego przekroju czynnego $d\sigma_{el}/dt$ w granicy wysokich energii. Sygnatura trajektorii jest dodatnia, liczby kwantowe kanału t takie jak liczby kwantowe próżni. W modelu biegunów Regge $a_1 = a_j^\pm(t) \simeq 1$ nosi nazwę trajektorii Pomeranczuka. Nachylenie tej trajektorii jest bardzo małe albo wręcz równe zeru. Można ją powiązać z jakimkolwiek mezonem posiadającym $J = Y = 0$ (f_0 o masie 1250 MeV), f'_0 o masie 1525 MeV).

Odstępstwa σ_T i $d\sigma_{el}/dt$ od funkcji constans można wytłumaczyć wprowadzając dalsze człony rozwinięcia, posiadające liczby kwantowe kanału t , takie jak nonet mezonowy SU_3 o nieparzystej sygnaturze i oktet lub nonet mezonowy o parzystej sygnaturze. Jeśli przyjąć nachylenie da_j^\pm/dt dla tych członów rzędu 1 (GeV/c)², to odpowiednie trajektorie Regge można ekstrapolować jako linie proste poprzez dobrze znany nonet mezonów 1⁻ (dla nieparzystej sygnatury), albo przewidywany nonet mezonów 2⁺ (dla parzystej sygnatury) [52].

Reakcje *charge exchange* dają informacje o wyrazach rozwinięcia z ładunkiem ± 1 i zerowym hiperładunkiem w kanale t . Wśród wspomnianych trajektorii jedynie trajektorie z nieparzystą sygnaturą, tzn. trajektorie ρ , daje przyczynę do reakcji $\pi p \rightarrow \pi^0 n$. Pozwoliło to doświadczalnie wyznaczyć kształt tej trajektorii; zgadza się on bardzo dobrze z linią prostą (w granicach $-1 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2 \lesssim t \leq 0$) o nachyleniu $\sim 1 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^{-2}$, co sprawia, że przechodzi

¹⁵ Ponieważ odpowiednia wartość l jest całkowita, j' jest całkowite (połówkowe) dla wymiany bozonu (fermionu) w kanale t .

ona przez spin 1 dla $t = m_\rho^2$. Odpowiada to znacznemu zwężeniu piku dyfrakcyjnego i stanowi do dziś jeden z większych sukcesów modelu Regge. Przewidywanie o znikaniu residuum opisane w poprzedniej części (koniec punktu d) można zastosować do amplitudy *spin-flip* dla reakcji $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$. Wynika z niego, że amplituda *spin-flip* powinna znikać przy t , dla którego $\alpha_\rho^-(t)$ przechodzi przez zero, tzn. $t \simeq -0,6$ (GeV/c)². Jest rzeczą uderzającą, że właśnie dla takiej wartości t stwierdzono w przekroju czynnym wyraźne minimum. Jednej rzeczy nie można wytłumaczyć dla reakcji $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ przy pomocy samej trajektorii ρ — mianowicie polaryzacji przy energii 6 GeV [25]. Musi ona być spowodowana interferencją członu odpowiadającego trajektorii ρ z jakimś innym członem amplitudy. Na razie niewiele wiadomo, jakiej trajektorii przypisać ten człon, pewne jest tylko, że żadnej należącej do dwóch nonetów wspomnianych poprzednio.

Reakcja $K^-p \rightarrow K^0n$ dominowana jest przez trajektorię ρ z dodatnią sygnaturą, o której sądzi się, że należy do mezonu A_2 ($J = 1, Y = 0$) o masie 1290 MeV (wynika stąd, że liczby kwantowe A_2 powinny być 2^+ , co nie zostało jeszcze do końca wyjaśnione).

Trajektoria A_2 przechodzi przez mezon A_2 przy spinie 2, jeśli jej nachylenie przyjmie się równe 1 (GeV/c)⁻². Pozwoliło to przewidzieć reakcję $\pi^-p \rightarrow \eta n$, która jest dominowana przez trajektorię A_2 [53], co później doskonale potwierdził eksperyment [20].

Analiza rozpraszania mezon—nukleon do przodu przy pomocy biegunów Regge była bardzo owocna i wydaje się celowe doprowadzić ją do możliwie największej precyzji (reakcja $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ jest jedyną jak dotąd, gdzie testowaniem modelu Regge osiągnięto zaawansowany poziom ilościowy). Rozpraszanie $\pi^\pm p$ do tyłu można również z powodzeniem wytłumaczyć używając dwóch prostych trajektorii o przeciwnej sygnaturze, jednej należącej do nukleonu i drugiej należącej do $N_{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}^*$ (1236 MeV). Dane pokazują [15, 16], że druga z nich słabiej się wiąże niż pierwsza.

Minimum w przekroju czynnym $d\sigma/dt$ dla reakcji $\pi^+p \rightarrow p\pi^+$ tłumaczy się efektem opisanym w poprzedniej części, który należy zastosować tu dla trajektorii nukleonowej. Mniej zadowalająca jest sytuacja dla reakcji *charge exchange* z nukleonami. Rezultatów dostępnych dla $np \rightarrow pn$ [15—17] oraz $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ [22], [54] nie można wytłumaczyć przy pomocy trajektorii dwóch wspomnianych nonetów [55—56]. Wymagana jest przynajmniej jedna dodatkowa trajektoria [55], w przeciwnym razie należy uciec się do innych modeli, np. koherentnego modelu kropłowego [58] zaproponowanego przez Byersa [57], gdzie dużą rolę gra długozasięgowe oddziaływanie wymiany jednonukleonowej.

Tłumaczył J. Dąbkowski

Very High Energy Scattering of Strongly Interacting Particles

Part I

Translated from *Proceedings of Summer School of Scottish Universities* (1966).

Literatura

- [1] D. E. Dorfan, J. Eades, L. M. Lederman, W. Lee, C. C. Ting, P. Piroue, Stuart Smith, J. L. Brown, J. A. Kadyk i G. H. Trilling, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 995 (1965).
- [2] M. Jacob i G. C. Wick, *Ann. Phys.*, **7**, 404 (1959).
- [3] A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Manning, E. A. Taylor, T. G. Walker i A. M. Wetherell, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 108 (1962).
- [4] K. J. Foley, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, J. J. Russel i L. C. L. Yuan, *Phys. Rev. Letters*, **10**, 376 (1963).
- [5] D. Harting, P. Blackhall, B. Elsner, A. C. Helmholtz, W. C. Middelkoop, B. Powell, B. Zacharov, P. Zanella, P. Dalpiaz, M. N. Focacci, S. Focardi, G. Giacomelli, J. A. Beaney, R. A. Donald, P. Mason, L. W. Jones i D. O. Caldwell, *Phys. Letters*, **8**, 288 (1964); *Nuovo Cimento*, **38**, 60 (1965).
- [6] K. J. Foley, R. S. Gilmore, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, E. H. Willen, R. Yamada i L. C. L. Yuan, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 45 (1965).
- [7] A. E. Taylor, A. Ashmore, W. S. Chapman, D. F. Falla, W. H. Range, D. B. Scott, A. Atsbury, F. Capocci i T. G. Walker, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 54 (1965).
- [8] K. J. Foley, R. S. Gilmore, R. S. Jones, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, E. H. Willen, R. Yamada i L. C. L. Yuan, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 74 (1965).
- [9] L. Kirillova, V. Nikitin, V. Pantuev, V. Sviridov, L. Strunov, M. Khachatryan, L. Khristov, M. Shafranova, Z. Korbil, L. Rob, S. Damyanov, A. Zlateva, Z. Zlatanov, V. Iordanov, Kh. Kanazorsky, P. Markov, T. Todorov, Kh. Chernev, N. Dalkhazhav i D. Tuvdendorzh, *Soviet Journal of Nuclear Physics*, **1**, 379 (1965).
- [10] G. Bellettini, G. Cocconi, A. N. Diddens, E. Lillenthun, J. P. Scanlon, J. Walkers, A. M. Wetherell i P. Zanella, *Phys. Letters*, **14**, 164 (1965).
- [11] G. Bellettini, G. Cocconi, A. N. Diddens, E. Lillethun, J. P. Scanlon i A. M. Wetherell, *Phys. Letters*, **19**, 705 (1965).
- [12] K. J. Foley, R. S. Gilmore, R. S. Jones, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, E. H. Willen, R. Yamada i L. C. L. Yuan, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 862 (1965).
- [13] G. Cocconi, V. T. Cocconi, A. D. Krisch, J. Orear, R. Rubinstein, D. B. Scarl, B. T. Ulrich, W. F. Baker, E. W. Jenkins i A. L. Read, *Phys. Rev.*, **138**, B 165 (1965).
- [14] J. Orear, R. Rubinstein, D. B. Scarl, D. H. White, A. D. Krisch, W. R. Frisken, A. L. Read i H. Ruderman, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 309 (1965).
- [15] W. R. Frisken, A. L. Read, H. Ruderman, A. D. Krisch, J. Orear, R. Rubinstein, D. B. Scarl i D. H. White, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 313 (1965).
- [16] S. W. Kormanyos, A. D. Krisch, J. R. O'Fallon, K. Ruddick i L. G. Ratner, *Phys. Rev. Letters*, **16**, 709 (1965); H. Brody, R. Lanza, R. Marshall, J. Niederer, W. Selove, M. Shocket i R. Van Berg, *Phys. Rev. Letters*, **16**, 828 (1965).
- [17] J. I. Friedes, H. Palevsky, L. R. Stearns i R. J. Sutter, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 38 (1965); G. Manning, A. G. Parham, J. D. Jafar, H. B. van der Raay, D. H. Reading, D. G. Ryan, B. D. Jones, J. Malos i N. H. Lipman, *Nuovo Cimento*, **41**, 167 (1966).
- [18] I. Mannelli, A. Bigi, R. Carrara, M. Wahlig i L. Sodickson, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 408 (1965).
- [19] A. V. Stirling, P. Sonderegger, J. Kirz, P. Falk-Vairant, O. Guisan, C. Bruneton, P. Borgeaud, M. Yvert, J. P. Guillaud, C. Caversasio i B. Amblard, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 763 (1965).
- [20] O. Guisen, J. Kirz, P. Sonderegger, A. V. Stirling, P. Borgeaud, C. Bruneton, P. Falk-Vairant, B. Amblard, C. Caversasio, J. P. Guillaud i M. Yvert, *Phys. Letters*, **18**, 200 (1965).
- [21] P. Atsbury, G. Finocchiaro, A. Michelini, C. Verkerk, C. H. West, W. Beusch, B. Gobbi, M. Pepin, M. A. Pouchon i E. Polgar, *Phys. Letters*, **16**, 328 (1965).

- [22] G. Finocchiaro, A. Michelini, W. Beusch, E. W. Fischer, B. Gobbi i E. Polgar, Praca przedstawiona na *Konferencji Reakcji Dwuciałowych Wysokiej Energii w Stony Brook*, Stony Brook, N. Y., kwiecień (1966).
- [23] Najnowszy przegląd znaleźć można w pracy D. R. O. Morrisona, przedstawionej na *Konferencji Reakcji Dwuciałowych Wysokiej Energii w Stony Brook*, Stony Brook, N. Y., kwiecień (1966).
- [24] M. Borghini, G. Coignet, L. Dick, L. di Lella, A. Michalowicz, P. C. Macq i J. C. Oliver, *Phys. Letters*, **21**, 114 (1966).
- [25] P. Sonderegger, Praca przedstawiona na *Konferencji Reakcji Dwuciałowych Wysokiej Energii w Stony Brook*, Stony Brook, N. Y., kwiecień 1966.
- [26] L. Holloway, Praca przedstawiona na *Konferencji Reakcji Dwuciałowych Wysokiej Energii w Stony Brook*, Stony Brook, N. Y., kwiecień 1966.
- [27] I. I. Pomeranczuk, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **34**, 725 (1958).
- [28] T. L. Trueman i G. C. Wick, *Ann. Phys.*, **26**, 322 (1964).
- [29] B. E. Y. Svensson, *Time-reversal invariance and crossing relations, in particular for helicity amplitudes*, preprint Uniwersytetu w Lund, marzec 1966.
- [30] A. Kotański, *preprint Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie*, TPJU-21/65, TPJU-46/66.
- [31] M. Jacob i G. C. Wick, *Ann. Phys.*, **7**, 404 (1959).
- [32] A. Białas i B. E. Y. Svensson, *Nuovo Cimento*, **42A**, 672 (1966).
- [33] L. Van Hove, *Phys. Letters*, **5**, 252 (1963).
- [34] A. A. Logunov, Nguyen Van Hieu, I. T. Todorov i O. A. Khrustalev, *Phys. Letters*, **7**, 69 (1963).
- [35] A. Białas i E. Białas, *Nuovo Cimento*, **37**, 1686 (1965).
- [36] L. Van Hove, *1965 Tokyo Summer Lectures in Theoretical Physics*, Syokabo, Tokyo and Benjamin, New York 1966.
- [37] L. Van Hove, *High-Energy Physics and Elementary Particles*, IAEA, Vienna 1965.
- [38] T. Regge, *Nuovo Cimento*, **14**, 951 (1959); **18**, 947 (1960); A. Bottino, A. M. Longoni i T. Regge, *Nuovo Cimento*, **23**, 954 (1962).
- [39] E. J. Squires, *Complex Angular Momenta and Particle Physics*, W. A. Benjamin, New York and Amsterdam 1963.
- [40] D. Amati, S. Fubini i A. Stanghellini, *Phys. Letters*, **1**, 29 (1962).
- [41] S. Mandelstam, *Nuovo Cimento*, **30**, 1127 i 1148 (1963).
- [42] G. F. Chew i S. C. Frautschi, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 41 (1962); S. C. Frautschi, M. Gell-Mann i F. Zachariasen, *Phys. Rev.*, **126**, 2204 (1962).
- [43] V. N. Gribov i I. I. Pomeranczuk, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 343 i 412 (1962).
- [44] R. Blankenbecler i M. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **126**, 766 (1962).
- [45] T. Kinoshita, *CERN Report 62—33* (1962).
- [46] V. N. Gribov, *Proceedings of the 1962 International Conference on High-Energy Physics at CERN*, Wyd. J. Prentki, CERN, Genewa 1962.
- [47] R. J. N. Phillips i W. Rarita, *Phys. Rev.*, **139**, B1 336 (1965).
- [48] G. Hohler, J. Baacke, H. Schlaile i P. Sonderegger, *Phys. Letters*, **20**, 79 (1966).
- [49] F. Arbach i C. B. Chiu, *LRL preprint*, Berkeley 1966; L. L. Wang, *Phys. Rev. Letters*, **16**, 756 (1966); G. F. Chew, *Contribution to the Stony Brook Conference on High-Energy Two-Body Reactions*, State University, Stony Brook, N. Y., 1966.
- [50] J. Squires, *Complex Angular Momenta and Particle Physics*, W. A. Benjamin, New York, Amsterdam 1963; S. C. Frautschi, M. Gell-Mann i F. Zachariasen, *Phys. Rev.*, **126**, 2204 (1962); A. O. Barut i D. E. Zwanziger, *Phys. Rev.*, **127**, 974 (1962).
- [51] *Proceedings of the Stony Brook Conference on High-Energy Two-Body Reactions*, State University Stony Brook, N. Y., 1966.

- [52] R. J. N. Phillips i W. Rarita, *Phys. Rev.*, **139**, B 1336 (1965); V. Barger i M. Olson, *Phys. Rev. Letters*, **16**, 545, 952 (1966); *Phys. Rev.*, w druku.
- [53] R. J. N. Phillips i W. Rarita, *Phys. Rev.*, **140**, B 200 (1965) i errata, w druku.
- [54] P. Astbury, G. Brautti, G. Finocchiaro, A. Michelini, D. Websdale, C. H. West, E. Polgar, W. Beusch, W. E. Fischer, B. Gobbi i M. Pepin, *Phys. Letters*, w druku.
- [55] H. Hogaasen i W. Fisher, *CERN preprint TH 672*, czerwiec 1966; *Phys. Letters*, w druku.
- [56] J. L. Friedes, *informacja prywatna*.
- [57] N. Byers, *UCLA preprint*, czerwiec 1966.
- [58] N. Byers i C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **142**, B 967 (1966).

Andrzej Oleś

Instytut Techniki Jądrowej
Kraków

Oddziaływania nadwymiany a struktury magnetyczne

1. Wstęp

W artykule omówiona będzie pokrótce teoria nadwymiany i wynikające z niej reguły oddziaływania. Wnioski teoretyczne i półempiryczne reguły oddziaływania ograniczą się do pierwiastków grup przejściowych d , w szczególności do najważniejszej z nich, ze względów praktycznych zastosowań, grupy $3d$. Wykazane tu będzie powiązanie danych teoretycznych z doświadczalnie wyznaczonymi strukturami magnetycznymi. Pominięta natomiast zostanie neutronograficzna metoda wyznaczania struktur magnetycznych, ponieważ odpowiednie informacje znajdzie Czytelnik w kilku artykułach opublikowanych ostatnimi laty w *Postęпах Fizyki* oraz innych polskich czasopismach [1, 2, 3, 4].

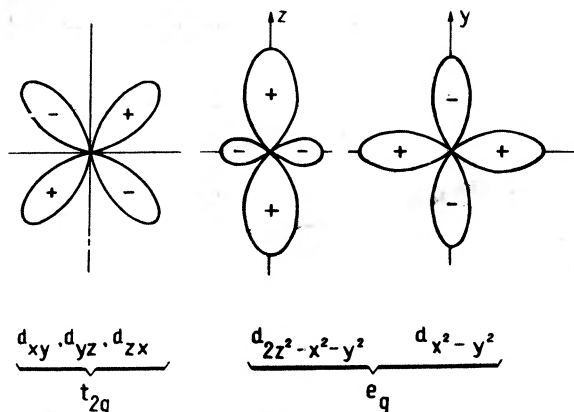
Oddziaływania nadwymiany przedyskutowane zostaną według następującego planu: W rozdziale 2 omówiony będzie wpływ pola krystalicznego na jony magnetyczne. Rozdział 3 to krótki przegląd teorii oddziaływania, bardziej szczegółowe omówienie nadwymiany kation—anion—kation oraz wynikających z teorii nadwymiany reguł sprzężenia momentów. W rozdziale 4 podane będą przykłady zastosowania reguł nadwymiany kation—anion—kation do interpretacji prostych struktur magnetycznych. Rozdział 5 obejmie wyniki teorii nadwymiany kation—kation oraz półempiryczne reguły tego typu oddziaływania. W rozdziale 6 reguły oddziaływania kation—kation będą zastosowane do interpretacji struktur magnetycznych stopów. Wreszcie rozdział 7 będzie zawierał dyskusję bardziej złożonej struktury magnetycznej oraz wnioski ogólne.

2. Rola pola krystalicznego

Wartość magnetycznego momentu atomu swobodnego określają dwa czynniki. Pierwszy z nich pochodzi od orbitalnego krętu elektronów niesparowanych, za drugi odpowiedzialne są spiny tych elektronów. W przypadku sprzęże-

nia Russella—Saundersa moment magnetyczny atomu możemy zapisać: $\vec{\mu}_{\text{at}} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S$, gdzie L i S oznaczają odpowiednio wypadkową liczbę azymutalną i spinową liczbę kwantową.

W ciele stałym występuje elektrostatische pole krystaliczne. Wpływ pola krystalicznego objawić się może w wygaszaniu orbitalnego, a czasem nawet spinowego momentu atomowego. Wygaszanie momentu orbitalnego jest zjawiskiem powszechnym dla pierwiastków grup przejściowych d , w szczególności dla pierwiastków grupy $3d$. Przeciwnie pierwiastki grupy przejściowej $4f$ zachowują zwykle wartość magnetycznego momentu jonu swobodnego;



Rys. 1. Kątowa zależność funkcji falowych dla $l=2$

natomiast, jak wykazują wyniki prac z lat ostatnich [5, 6, 7], moment magnetyczny jonów pierwiastków grupy $5f$ ulega wpływowi pola krystalicznego.

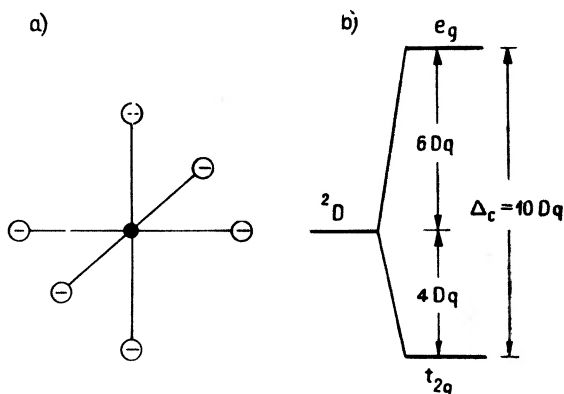
Pole krystaliczne znosi częściowo lub całkowicie degenerację stanów elektronów odpowiedzialnych za magnetyzm. Ponieważ usunięcie degeneracji oraz stabilizacja rozkładu przestrzennego chmur elektronowych w polu krystalicznym są istotne z punktu widzenia oddziaływania magnetycznych momentów atomowych, zagadnieniu temu poświęcić należy nieco więcej uwagi.

Rozwiązanie równania Schrödingera dla atomu wodoropodobnego $\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi)$ zawiera kątową zależność funkcji własnych. W kryształach, zależność tę dla elektronów $3d$ można opisać pięcioma funkcjami, które stanowią znane, określone dla danej symetrii kryształu, superpozycje funkcji $Y(\theta, \varphi)$. Tak np. dla kryształów o symetrii kubicznej otrzymuje się 5 rzeczywistych funkcji:

$$\left. \begin{aligned} A &\equiv Y_0 \sim [2z^2 - x^2 - y^2]/r^2 \\ B &\equiv [Y_2 + Y_{-2}]/\sqrt{2} \sim [x^2 - y^2]/r^2 \\ C &\equiv [Y_2 - Y_{-2}]/\sqrt{2} \sim xy/r^2 \\ D &\equiv [Y_1 + Y_{-1}]/\sqrt{2} \sim zx/r^2 \\ E &\equiv [Y_1 - Y_{-1}]/\sqrt{2} \sim yz/r^2 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{tzw. orbitale } e_g \\ \text{tzw. orbitale } t_{2g} \end{array}$$

Rys. 1. przedstawia symetrię orbitali e_g oraz t_{2g} .

Pole krystaliczne nie tylko stabilizuje w przestrzeni orientację chmur elektronowych, lecz, jak już wspomniano, powoduje rozszczepienie poziomów energetycznych. Weźmy dla przykładu kation umieszczony w pozycji oktaedrycznej (rys. 2a). Elektryony na orbitalach e_g będą doznawały silniejszego elektrostatycznego odpychania niż elektrony na orbitalach t_{2g} . Rys. 2b ilustruje towarzyszące temu rozszczepienie poziomów. W polu krystalicznym o symetrii tetraedrycznej (rys. 3a) pojawi się częściowe zniesienie degeneracji przedstawione na rys. 3b. Informacje o poziomach energetycznych elektronów (np. 3d) w polu krystalicznym o określonej symetrii uzyskać można z teorii grup.



Rys. 2. a) Kation w otoczeniu oktaedrycznym, b) Rozszczepienie poziomów 3d w polu krystalicznym o symetrii oktaedrycznej

Należy podkreślić, że posługiwanie się jednoelektronowymi funkcjami, dla opisu elektronów pierwiastków grupy 3d, może prowadzić do znacznych błędów. Jednakże model jednoelektronowy można stosować z powodzeniem, gdy chodzi o uzyskanie informacji jakościowych. Ponieważ jest on łatwy do przedstawienia, będziemy w dalszej części z niego korzystali.

O obsadzeniu poszczególnych orbitali elektronami decydują reguły Hunda. Na przykład dla kationów w pozycjach oktaedrycznych, na skutek rozszczepienia poziomów, niesparowane elektrony obsadzają najpierw orbitale t_{2g} , a gdy liczba elektronów 3d przekroczy 3, następuje obsadzanie dalszymi dwoma elektronami poziomów e_g . W wyjątkowych przypadkach (silnego pola krystalicznego, a co za tym idzie dużego rozszczepienia) może nastąpić niezgodne z regułami Hunda obsadzenie orbitali. Np. jon Co^{3+} w otoczeniu oktaedrycznym może mieć wygaszony nawet moment spinowy, tzn. orbitale t_{2g} całkowicie zapełnione, orbitale e_g puste. Są to jednak przypadki rzadkie.

3. Oddziaływanie nadwymiany kation—anion—kation

3.1. Krótki przegląd teorii oddziaływania

Sily sprzęgające wzajemne orientacje magnetycznych momentów atomowych są pochodzenia elektrostatycznego. Wy tłumaczenie tych sił natury wymiennej zawdzięczamy Heisenbergerowi. Podał on hamiltonian energii sił wymiennych:

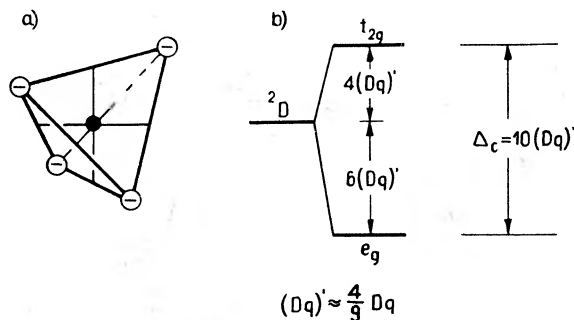
$$H = -2 \sum_{i>j}^N J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j,$$

gdzie \vec{S}_i, \vec{S}_j — spiny jonów w pozycjach r_i, r_j ;

J_{ij} — stałe sprzężenia tzw. całki wymiany;

N — liczba jonów magnetycznych w kryształach.

Rodzaj sprzężenia (ferro- czy antyferromagnetyczne) zależy od znaku całki



Rys. 3. a) Kation w otoczeniu tetraedrycznym, b) Rozszczepienie poziomów $3d$ w polu krystalicznym o symetrii tetraedrycznej

wymiany. Ponieważ siły wymienne są krótkozasięgowe, wystarczy uwzględnić J_{ij} tylko dla bliskich sąsiadów.

Przyjęty przez Heisenberga hamiltonian posiada postać najprostszą jaką można podać celem opisu oddziaływania spinów. W zależności od przyjętych założeń mogą w hamiltonianie występować dalsze człony, jednak decydującą rolę odgrywa zawsze czynnik proporcjonalny do iloczynu spinów.

Interpretacja oddziaływań oparta na teorii wymiany Heisenberga natotyka zasadniczą przeszkodę w przypadkach np. stopów metali przejściowych silnie rozcieńczonych niemagnetycznym pierwiastkiem, czy też związków jonowych, w których atomy pierwiastka magnetycznego oddzielone są niemagnetycznym anionem. Również próby szacunku całki wymiany wykonane w latach ostatnich przez Stuarta i Marshalla [8] oraz Watsona i Freeman'a [9] wydają się wskazywać, że oddziaływaniem wymiennym trudno będzie wytłumaczyć ferromagnetyzm żelaza i niklu.

Zener [10] postawił hipotezę oddziaływania za pośrednictwem elektronów

przewodnictwa. Model tego oddziaływania polega na polaryzacji elektronu przewodnictwa w sąsiedztwie jonu magnetycznego, a następnie na polaryzacji innego jonu magnetycznego przez spin elektronu. Hipoteza ta doczekała się obszernego opracowania teoretycznego przez Rudermana i Kittela [11] oraz Yoshidę [12]. I w tym przypadku, podobnie jak u Heisenberga, Diraca, energię oddziaływania wyraża się w formie iloczynu spinów, przy czym współczynnik ma postać bardziej złożoną. Znamy dziś szereg materiałów, dla których wydaje się konieczne przyjęcie oddziaływania za pośrednictwem elektronów przewodnictwa. Należą do nich stopy rozcieńczone pierwiastkiem niemagnetycznym oraz metale ziem rzadkich.

Istnieje metoda analizowania oddziaływań w metalach oparta na przybliżeniu pasmowym. Teoria ta zaproponowana przez Stonera [13], a obecnie szeroko rozwijana wydaje się bardzo obiecująca.

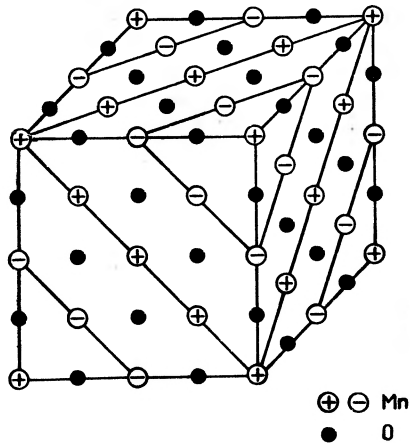
W izolatorach, w których pomiędzy kationami znajdują się niemagnetyczne aniony, wyżej wspomniane oddziaływania nie mogą tłumaczyć magnetycznego sprzężenia momentów kationów. Oddziaływanie kation—anion—kation tłumaczy teoria nadwymiany.

3.2. Teoria nadwymiany

Możliwość oddziaływania w procesie nadwymiany zasygnalizowana została w roku 1934 przez Kramersa [14], a mechanizm tego oddziaływania i informacje o znaku sprzężenia zawdzięczamy Andersonowi [15]. Rozpatrzmy dla przykładu kryształ MnO, który jest antyferromagnetykiem poniżej temperatury 116° K. Konfiguracja spinów wyznaczona doświadczalnie przez Shulla i współpracowników [16] przedstawiona jest na rys. 4. Średnia odległość pomiędzy jonami manganu wynosi 3,11 Å, tzn. jest duża z punktu widzenia możliwości bezpośredniej wymiany. Spiny jonów w płaszczyznach (111) są równoległe, natomiast pomiędzy płaszczyznami sąsiednimi (111) występuje sprzężenie antyrównoległe. Biorąc pod uwagę wyłącznie jony manganu można zauważyć, że pomiędzy dwunastu sąsiadów 6 ma momenty magnetyczne równoległe, a 6 antyrównoległe. Taka struktura sugeruje, że oddziaływanie nadwymiany $Mn^{2+}-O-Mn^{2+}$ (pod kątem 180°) jest dominujące, ponieważ jest ono zawsze ujemne.

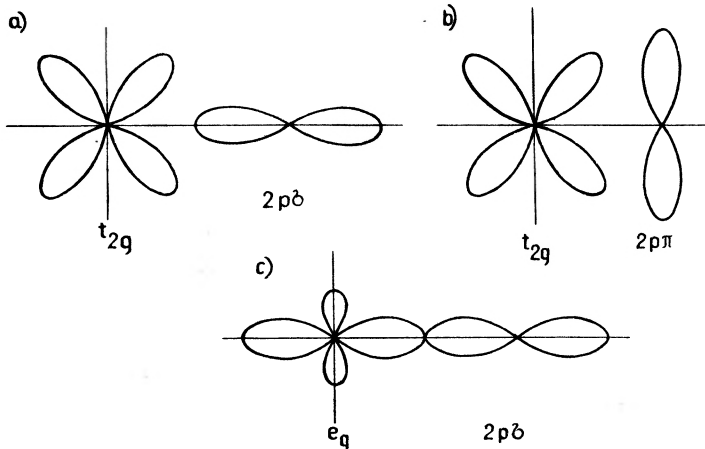
Powstaje pytanie, jak spiny dwu jonów manganu mogą oddziaływać za pośrednictwem jonu tlenu. Aby uprościć zagadnienie, miejmy na uwadze jedynie trzy jony (Mn—O—Mn). Jon Mn^{2+} posiada 5 elektronów 3d, które zgodnie z regułą Hunda mają równoległe spiny. Moment jonu manganu wynosi zatem $5\mu_B$. Układ Mn—O—Mn w stanie singletowym (momenty jonów manganu antyrównoległe) ma tę samą energię, co w stanie tripletowym. Jeśli natomiast na stan podstawowy będzie się nakładał jako zakłócenie stan wzbudzony, wspomniana degeneracja zostanie zniesiona. Załóżmy za Andersonem,

że w stanie wzbudzonym elektron $2p$ tlenu przechodzi na jon manganu. Zgodnie z zasadą Pauliego przechodzący elektron musi mieć spin antyrównoległy do spinu jonu Mn^{2+} . Oddziaływanie wymienne elektronu, który pozostał na orbitalu $2p$ jonu tlenu z elektronem $3d$ drugiego jonu manganu warunkuje



Rys. 4. Struktura magnetyczna MnO

znak sprzężenia magnetycznego obu kationów. Anderson w swej pracy z 1950 roku postawił hipotezę, że przy opisanym obsadzeniu elektronami poziomów $3d$ całka wymiany $J(p\bar{d})$ będzie ujemna.



Rys. 5. Wzajemna przestrzenna orientacja orbitali $3d$ kationu i $2p$ anionu

Anderson w pierwszej swej teorii nadwymiany rozpatrywał oddziaływanie biorąc pod uwagę globalną liczbę elektronów $3d$ każdego z kationów. Nieuwzględnienie wpływu pola krystalicznego na obsadzenie orbitali, które biorą udział w oddziaływaniu, doprowadziło go do reguł sprzężenia momentów magnetycznych nie zawsze zgodnych z doświadczeniem. Późniejsza praca

Van Vlecka [17] oraz dalsze rozwinięcie teorii Andersona wskazują na konieczność analizy obsadzenia orbitali.

Zgodnie z rachunkami przeprowadzonymi przez Van Vlecka metodą perturbacji, oddziaływanie spinów dwóch jonów magnetycznych odseparowanych anionem można zapisać w postaci $A\vec{S}_1\vec{S}_2$, gdzie \vec{S}_1 i \vec{S}_2 : spiny kationów, A — całka oddziaływania. Wartość oraz znak całki oddziaływania zależą od trzech czynników: prawdopodobieństwa przejścia elektronu z anionu na kation, energii stanu wzbudzonego, całki wymiany $J(pd)$. Bardziej szczegółowo zależność ta jest następująca:

a) Prawdopodobieństwo przejścia elektronu jest duże w przypadku silnego nakrywania się orbitali $2p$ i $3d$. Nakrywanie się odgrywa największą rolę, gdy kąt pomiędzy jonami (np. $Mn^{2+}-O^{2+}-Mn^{2+}$) wynosi 180° . Gdy kąt zbliżony jest do 90° , prawdopodobieństwo to znacznie maleje, a zatem oddziaływanie jest wówczas słabe. Ponadto na wartość prawdopodobieństwa wpływa znacząco powinowactwo elektronowe anionu. Dla ilustracji porównajmy trzy związki o strukturze NaCl zestawione w tablicy I.

Tablica I

Rodzaj związku	MnO	MnS	MnSe
Temperatura Néela w °K	116	140	247
Średnia odległość jonów Mn w Å	4,435	5,212	5 438

W podanych przykładach największa odległość pomiędzy jonami Mn jest w MnSe; związek ten ma zarazem najwyższy punkt Néela. Wynika to stąd, że selen ma mniejsze powinowactwo elektronowe od innych anionów (O, S) i przejście elektronu na jon sąsiedni jest najłatwiejsze.

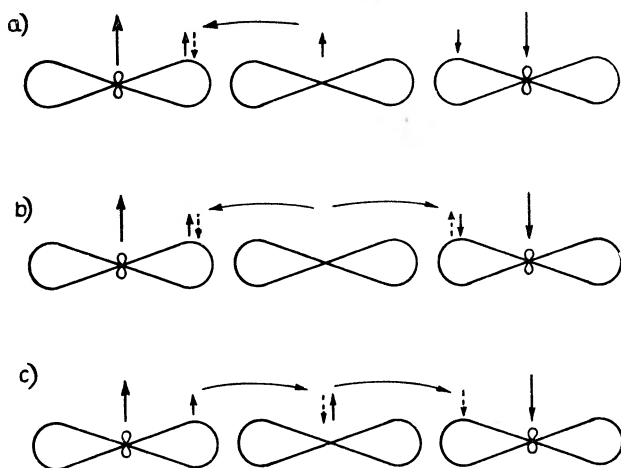
b) Energia stanu wzbudzonego trudna jest do określenia. Niemniej jednak można często przewidzieć, kiedy energia ta jest wyższa, a kiedy niższa. Tak np. energia wzbudzenia jonu Fe^{2+} powinna być większa od energii wzbudzenia jonu Fe_3^+ . Trudniej jest otrzymać jon Fe^{1+} , który odpowiada Fe^{2+} w stanie wzbudzonym niż Fe^{2+} jako stan wzbudzony jonu Fe^{3+} . Jak wykazują dane doświadczalne, oddziaływanie $Fe^{3+}-O-Fe^{3+}$ jest silniejsze niż $Fe^{2+}-O-Fe^{2+}$. Tak np. $Fe^{3+}[Li_{0,5}Fe_{1,5}^{3+}]O_4$ ma temperaturę Néela $943^\circ K$, podczas gdy $Fe^{3+}[Fe^{2+}Fe^{3+}]O_4$ ma $T_N = 853^\circ K$. Podobnie tłumaczy się wzrost temperatury Néela kolejno dla tlenków MnO, FeO, CoO, NiO.

c) Wartość całki wymiany $J(pd)$ jest bardzo trudna do określenia. Można jednak stwierdzić, że jeśli orbitale $2p$ i $3d$ są ortogonalne (rys. 5a), całka wymiany musi być dodatnia. Natomiast w przypadku oddziaływania wymiennego, np. elektronu $2p\sigma$ z pojedynczym elektronem e_g , całka wymiany powinna być zgodnie z argumentami Andersona [15] ujemna.

Powyższa uwaga prowadzi do konieczności szczegółowego rozpatrywania symetrii orbitali magnetycznych.

Prace teoretyczne o nadwymianie można podzielić na trzy grupy w zależności od zakładanego przez autorów modelu. A mianowicie:

a) Jednoelektronowa nadwymiana, której mechanizm przedstawia rys. 6a, jest przedmiotem wyżej wspomnianych prac Andersona [15, 18] i Van Vlecka [17]. Oddziaływanie przebiega poprzez określoną symetrię kryształu orbitale $3d$ kationu oraz $2p$ anionu. Zakłada się, że pozostałe orbitale jonów są zorientowane w kierunkach dających małe, zanedbywalne efekty nakrywania się. Rys. 6a został wykonany przy założeniach, że spiny elektronów $3d$ są równoległe do spinu jonu, oraz że przechodzący z orbitala $2p$ elektron zachowuje orientację spinu. Całka wymiany $J(p\bar{d})$ jest dla uwidocznionego na rysunku



Rys. 6. Trzy mechanizmy nadwymiany. a) nadwymiana jednoelektronowa, b) nadwymiana dwuelektronowa, c) podwójna wirtualna wymiana

przypadku ujemna. Rozpatrzmy inny przykład — jeden z oddziałujących orbitali $3d$ jest w połowie zapełniony, a drugi pusty. Możliwe są dwa stany wzbudzenia. Albo elektron anionu przechodzi na orbital $3d$ obsadzony jednym elektronem i wówczas oddziaływanie pozostałego na $2p$ elektronu z elektronami drugiego kationu jest do zanedbania, albo elektron anionu przechodzi na pusty orbital. Sprzężenie wewnętrzne zapewnia wówczas ustawienie równoległe spinu tego elektronu do spinu kationu. Pozostający na orbitalu $2p$ elektron musi mieć spin antyrównoległy do spinów elektronów na oddziałujących orbitalach $3d$ (energia układu niższa). Narzuca to ferromagnetyczne sprzężenie kationów.

b) Dwuelektronowa nadwymiana, której mechanizm przedstawia rys. 6b, jest reprezentowana przez prace Nesbita [19], Yanashita i Kondo [20] oraz Keffera i Oguchi [21]. Ten typ oddziaływania, podobnie jak przejście jednoelektronowe, nie może mieć miejsca, gdy jeden z oddziałujących

orbitali kationów zawiera dwa elektrony. Nadwymiana dwuelektronowa przewiduje natomiast oddziaływanie w przypadku obu pustych orbitali kationów.

c) Mechanizm, który Marshall określił jako wirtualną podwójną wymianę, ilustruje rys. 6c. Mechanizm ten został zaproponowany po raz pierwszy przez Zenera [22], a następnie przedyskutowany bardziej szczegółowo przez Andersona i Hasegawę [23] oraz de Gennesa [24]. W modelu tym zakłada się przejście elektronu $3d$ na orbital $2p$ anionu przy równoczesnym przejściu elektronu z anionu na drugi kation. Podwójna wirtualna wymiana tłumaczy również sprzężenie spinów kationów, gdy jeden z oddziałujących orbitali $3d$ jest pełny.

Tablica II zestawia znaki sprzężenia spinów kationów w zależności od liczby elektronów na orbitalu pierwszego (n_1) i drugiego (n_2) kationu dla różnych typów oddziaływania.

Tablica II

Obsadzenie orbitali		Model oddziaływania		
n_1	n_2	1-elektronowy	2-elektronowy	wirtualna podwójna wymiana
2	2	0	0	0
2	1	0	0	F
2	0	0	0	AF
1	1	AF	AF	0
1	0	F	F	F
0	0	0	AF	0

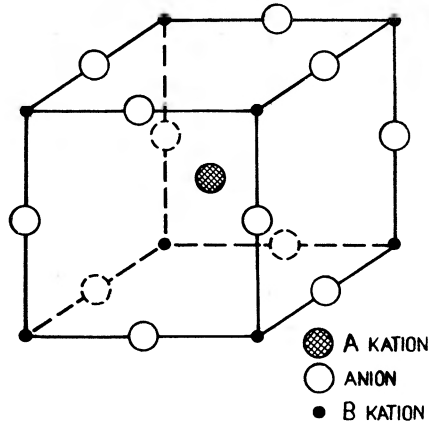
4. Reguły oddziaływania a struktury magnetyczne

W celu zilustrowania przykładami tablicy II najlepiej jest skorzystać ze związków o strukturze perowskitu typu ABO_3 (rys. 7). W związkach tych jedynym ingerującym oddziaływaniem jest nadwymiana kation—anion—kation pod kątem 180° . Koehler i Wollan [25] badali metodą dyfrakcji neutronów związki tego typu. Między innymi wyznaczyli struktury magnetyczne perowskitów, dla których w pozycjach A tkwiły atomy La, natomiast pozycje B obsadzone były jednym z pierwiastków przejściowych Cr, Mn, Fe, Co, Ni.

Dla $La^{3+}Cr^{3+}O_3$ oraz $La^{3+}Fe^{3+}O_3$ wyznaczona została struktura przedstawiona na rys. 8a. W perowskicie $LaCrO_3$ orbitale e_g jonu Cr^{3+} są puste, elektrony niesparowane zajmują orbitale t_{2g} (jony Cr w polu krystalicznym o symetrii oktaedrycznej). Zgodnie z tablicą II, wobec $n_1 = 0$, $n_2 = 0$, pomiędzy dwoma najbliższymi ze sobą sąsiadującymi jonami chromu musi wystąpić antyrównoległe sprzężenie spinów. Struktura magnetyczna oraz jej interpretacja, np. dla $CaMn^{4+}O_3$ jest analogiczna.

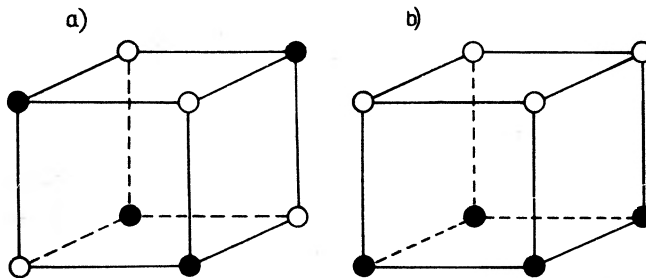
W LaFeO_3 wszystkie orbitale $3d$ jonów żelaza zawierają po jednym elektronie. Korzystając z danych tablicy II ($n_1 = 1, n_2 = 1$) dostajemy znów ustawienie spinów z rys. 8a, zgodnie z danymi doświadczalnymi.

Interesujące jest zwrócenie uwagi na siłę oddziaływania w wymienionych przykładowo perowskitach. Można o niej wnioskować z wartości temperatury



Rys. 7. Struktura perowskitu typu ABO_3

Néela, która dla LaCrO_3 wynosi 320°K , a dla LaFeO_3 $T_N = 750^\circ\text{K}$. Wskazuje to na silne sprzężenie w przypadku $n_1 = 1, n_2 = 1$. Informacje tego typu są cenne zarówno ze względów teoretycznych, jak również przy interpretacji



Rys. 8. Dwa typy struktury magnetycznej dla sieci kubicznej prostej wybrane spośród sześciu znanych

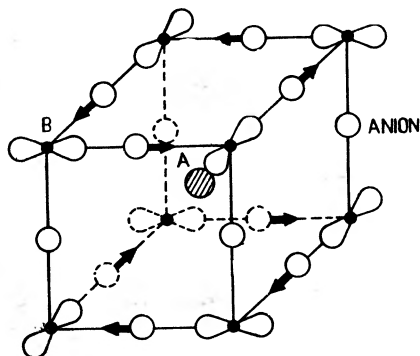
struktur magnetycznych bardziej złożonych, w których występują konkurencyjne oddziaływania.

Spośród badanych przez Koehlera i Wollana perowskitów LaCoO_3 oraz LaNiO_3 są paramagnetykami aż do temperatury $4,2^\circ\text{K}$.

W przypadku $\text{La}^{3+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_3$ na dwa orbitale e_g (d_{z^2} i $d_{x^2-y^2}$) manganu przypada jeden elektron. Zgodnie z Kanamori [26] stan d_{z^2} wykazuje tu szczególny rodzaj anizotropii. Orbital ten jest mieszaniną $d_{x^2-y^2}$ oraz d_{z^2} , a jego symetria

przedstawiona jest na rys. 9. Obsadzenie orbitala o tej symetrii w tzw. efekcie Jahn—Tellera przez jeden elektron tłumaczy obserwowaną dystorsję. Na zamieszczonym rys. zaznaczono przesunięcie jonów tlenu. Potwierdzeniem podanej interpretacji zmian struktury krystalicznej jest struktura magnetyczna (rys. 8b). Oddziaływanie dla $n_1 = 0$, $n_2 = 1$ zapewnia ferromagnetyczne sprzężenie spinów w płaszczyźnie (001) antyrównoległe oddziaływanie pomiędzy ferromagnetycznymi płaszczyznami; wynikiem $n_1 = 0$, $n_2 = 0$.

Strukturę zbliżoną do perowskitów mają fluorki, np. MnF_3 , FeF_3 , CrF_3 . Przedstawiona jest ona na rys. 10. Dla MnF_3 jony manganu mają jeden elek-



Rys. 9. Uporządkowanie orbitali d_{z^2} kationów podsieci B powodujące dystorsję perowskitów wg Kanamori [26]

tron na orbitalach e_g . Sytuacja jest analogiczna jak w LaMnO_3 i wyznaczona struktura magnetyczna [27] jest tego samego typu (rys. 8b). W fluorku żelaza jony żelaza mają oba orbitale e_g w połowie wypełnione, a w CrF_3 oba orbitale e_g chromu są puste. Zgodnie z tablicą II wyznaczono doświadczalnie dla obu omawianych fluorków strukturę magnetyczną widoczną na rys. 8a.

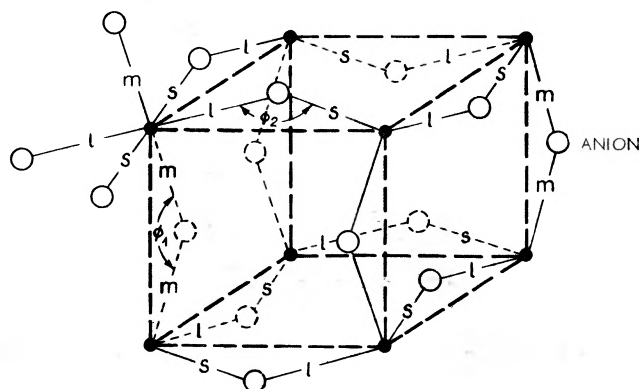
Sądząc po strukturach magnetycznych perowskitów, można by wyrobić sobie zdanie, że znajomość podanych reguł oddziaływania wystarcza do przewidywania sprzężenia spinów związków jonowych. Przeważnie jednak mamy do czynienia z bardziej skomplikowanymi przypadkami, gdzie występują np. oddziaływania konkurencyjne kation—kation.

5. Nadwymiana kation—kation oraz półempiryczne reguły oddziaływania

Własności magnetyczne metali i stopów opisuje się ostatnio głównie na gruncie teorii pasmowej. Jednak jeszcze dotychczas istnieją trudności w szerokim zastosowaniu tej teorii do interpretacji i przewidywania struktur magnetycznych. Bardziej operatywne w tym względzie są nadal półempiryczne reguły oddziaływania, które są w zasadzie zgodne z teorią nadwymiany.

Podana przez Andersona [18] teoria nadwymiany obejmuje również oddziaływania kation—kation. W stanie wzbudzonym elektron z orbitala jednego kationu przechodzi na nakrywający go orbital drugiego kationu. Przechodzący elektron zachowuje orientację spinu.

I tak np. jeśli nakrywające się orbitale są w połowie wypełnione, zasada Pauliego wymaga antyrównoległego ustawienia momentów magnetycznych oddziaływujących jonów. Wartość całki oddziaływania determinuje prawdopodobieństwo przejścia elektronu oraz energia stanu wzbudzonego. Prawdopodobieństwo przejścia jest bardzo silnie zależne od nakrywania się orbitali i rośnie wykładniczo z malejącą odległością między jonami.



$$l = 2,1 \text{ \AA}, \quad m = 1,9 \text{ \AA}, \quad s = 1,8 \text{ \AA}, \quad \phi_1 = 144^\circ, \quad \phi_2 = 148^\circ$$

Rys. 10. Pseudotetragonalna komórka MnF_3

Wnioski teorii stanowią częściowo podstawę półempirycznych reguł oddziaływania kation—kation podanych przez Goodenougha [28]. Dyskusja tych reguł wymaga dodatkowej uwagi dotyczącej rozróżnienia tzw. orbitali zlokalizowanych i kolektywnych. Dotychczas była mowa wyłącznie o orbitalach zlokalizowanych. Goodenough [29], kontynuując myśl poprzednich autorów, podał wzór określający tzw. odległość krytyczną $R_c(n, l)$. Jeśli odległość dwu jąder atomowych jest większa od R_c , to orbitale możemy traktować jako zlokalizowane, zgodnie ze znanym opisem Heitlera—Londona. Natomiast, gdy odległość jąder atomowych jest mniejsza od R_c , orbitale będą kolektywne (orbitale wielocentrowe). Podany przez Goodenougha półempiryczny wzór na R_c pozwala określić tę odległość dla pierwiastków grup przejściowych. I tak w metalach $R_c(3d) = 3,06 \text{ \AA}$; $R_c(4d) = 3,94 \text{ \AA}$; $R_c(5d) = 4,42 \text{ \AA}$; przy czym R_c (dla tlenków) = R_c (dla metali) — $0,2 \text{ \AA}$.

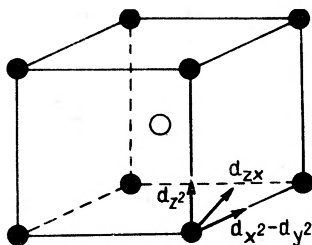
Wobec anizotropii orbitali, np. orbitali $3d$, mogą w zależności od struktury krystalicznej występować w jednym kationie równocześnie orbitale zlokalizowane oraz kolektywne. I tak np. w uporządkowanym stopie FeAl o struk-

turze typu CsCl (rys. 11), której parametr sieci wynosi $a = 2,900 \text{ \AA}$, orbitale e_g będą kolektywne, a t_{2g} zlokalizowane (Al nie posiada elektronów $3d$).

Jak wykazują dane eksperymentalne, reguły oddziaływania kation—kation, wynikające z teorii, można ekstrapolować również na oddziaływania za pośrednictwem orbitali kolektywnych. Ogólne półempiryczne reguły oddziaływania podane przez Goodenougha są następujące:

a) Jeśli jony magnetyczne nie posiadają niesparowanych elektronów na orbitalach zlokalizowanych, a oddziaływanie przebiega przez orbitale kolektywne, mamy do czynienia z paramagnetykiem Pauliego (nawet w pobliżu 0°K nie pojawia się uporządkowanie spinów).

b) Jeśli są zlokalizowane momenty atomowe (niesparowane elektrony na orbitalach zlokalizowanych), a orbitale $3d$, poprzez które zachodzi oddziaływanie, są w połowie lub mniej niż w połowie wypełnione, sprzężenie kationów (dla $T < T_N$) jest antyferromagnetyczne. (Dla $r_{ij} < R_c$ oddziaływanie przez pasmo wiążące).



Rys. 11. Komórka elementarna typu CsCl

c) Jeśli występują zlokalizowane momenty magnetyczne, a nakrywające się orbitale $3d$ sąsiednich kationów są więcej niż w połowie wypełnione, sprzężenie (dla $T < T_C$) jest ferromagnetyczne. (Dla $r_{ij} < R_c$ oddziaływanie przez pasmo antywiążące).

6. Reguły oddziaływania kation—kation a struktury magnetyczne

Przykłady ilustrujące podane powyżej reguły zaczerpnijemy spośród prostych struktur magnetycznych stopów metali przejściowych. W metalach i stopach należy pamiętać o stabilności orbitali $3d$ w stosunku do sp . Stabilność ta rośnie dla kolejnych pierwiastków grupy przejściowej $3d$, a objawia się w liczbie zajętych stanów $sp(n_s)$. I tak dla Cr, Mn, Fe, Co, Ni liczby n_s wynoszą odpowiednio ~ 3 , ~ 2 , ~ 1 , $\sim 0,75$, $\sim 0,55$. O liczbie elektronów $3d$ w stopach decyduje również elektroujemność metalu domieszkowego.

W uporządkowanym stopie FeAl, wobec elektroujemności żelaza w stosunku do aluminium (aluminium ma 3 elektrony sp) część elektronów z pasma sp przechodzi na poziom t_{2g} . Jak już powyżej wspomniano, orbitale t_{2g} są w stopie FeAl zlokalizowane (rys. 11). Przechodzące z pasma sp elektrony parują

spiny elektronów na orbitalach t_{2g} i znoszą moment zlokalizowany. Stop FeAl jest zatem paramagnetykiem Pauliego, co zostało stwierdzone doświadczalnie [30].

Dalsze dwie reguły Goodenougha przedyskutowane zostaną na przykładach izomorficznych stopów MnHg i MnAu (struktura krystaliczna typu CsCl). Rtęć i złoto nie mają magnetycznych momentów atomowych, a ich konfiguracje elektronowe są odpowiednio $5d^{10}6s^2$ oraz $5d^{10}6s^1$. W obu stopach elektrony t_{2g} manganu są zlokalizowane, a sprzężenie spinów Mn-Mn zachodzi poprzez orbitale e_g . Konfigurację zewnętrznych elektronów manganu można zapisać $3t_{2g}^3 3e_g^{3-x} 4c^{1+x}$, gdzie przez c oznaczono orbitale s lub p . Szerokie pasmo sp nakrywające pasmo d zawiera przypuszczalnie nieco więcej niż dwa elektrony na atom rtęci w MnHg i nieco więcej niż jeden elektron na atom złota w MnAu. Wynika to z faktu, że zarówno rtęć, jak złoto są elektroujemne w stosunku do manganu. Tak więc dla MnHg $x > 1$, a dla MnAu $x < 1$.

Zgodnie z powyższymi uwagami orbitale e_g , przez które przebiega oddziaływanie, są w stopie MnHg wypełnione w połowie lub mniej. Reguła b) wymaga, by oddziaływania Mn-Mn były antyferromagnetyczne. Struktura magnetyczna stopu MnHg wyznaczona metodą dyfrakcji neutronów [31] jest taka, jak pokazana na rys. 8a.

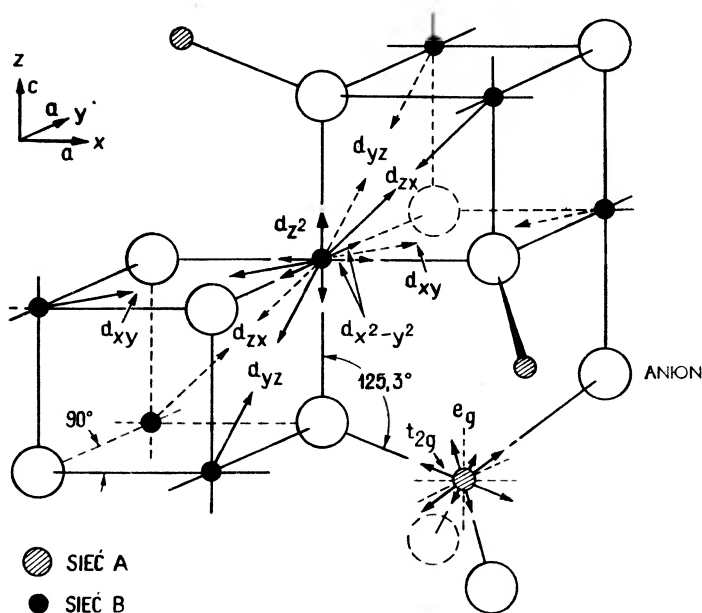
W stopie MnAu, gdzie $x < 1$, orbitale e_g są więcej niż w połowie wypełnione. Wydawałoby się zatem, że reguła c) powinna narzucać oddziaływania Mn-Mn ferromagnetyczne. Jednakże dystorsja tetragonalna ($\frac{c}{a} < 1$) znosi degenerację stanów e_g , tak że orbitale d_{z^2} są wypełnione w połowie, a $d_{x^2-y^2}$ więcej niż w połowie. Powoduje to antyferromagnetyczne sprzężenie ferromagnetycznych płaszczyzn (001). Doświadczalnie znaną strukturę magnetyczną stopu MnAu [32] przedstawia rys. 8b.

7. Bardziej złożone struktury magnetyczne a reguły oddziaływań

Jako przykład występowania zarówno oddziaływania kation—anion—kation, jak i kation—kation mogą posłużyć związki o strukturze spinelu. Rys. 12 przedstawia wycinek komórki spinelu. Zaznaczono na nim jony w pozycjach tetraedrycznych (A) i oktaedrycznych (B) oraz orientację przestrzenną orbitali. Znane są powszechnie spinele, w których występuje oddziaływanie antyferromagnetyczne pomiędzy jonami sieci $A—B$. Rzadziej spotykamy antyferromagnetyczne sprzężenia $A—A$ lub $B—B$.

Dane doświadczalne wskazują na silne oddziaływanie antyferromagnetyczne $A—B$. Typowym przykładem jest magnetyt ($Fe^{3+} Fe^{2+} Fe^{3+} O_4$). Zgodnie z rys. 12 oddziaływanie $A—B$ przebiega poprzez orbital t_{2g} kationu w pozycji A , orbital $2p$ tlenu oraz orbital e_g jonu podsieci B . W magnetycie orbitale t_{2g} kationu sieci A zawierają po jednym elektronie, podobnie zresztą

jak orbitale e_g jonów sieci B (w otoczeniu oktaedrycznym poziomy e_g są wyższe). Zgodnie zatem z tablicą II ($n_1 = 1, n_2 = 1$) sprzężenie $A-B$ powinno być antyferromagnetyczne, co potwierdzają dane doświadczalne [33, 34]. Należy dodać, że równocześnie w sieci B występuje oddziaływanie kation—kation. Ponieważ orbitale t_{2g} jonów żelaza w sieci B są więcej niż w połowie zapełnione (dla Fe^{2+} mamy $3t_{2g}^4$), oddziaływanie to zgodnie z regułą c) Goodenougha jest ferromagnetyczne. W magnetycie oddziaływania kation—anion—kation oraz kation—kation nie przeciwdziałają sobie. Analogiczną interpretację eksperymentalnie wyznaczonego oddziaływania $A-B$ można



Rys. 12. Wycinek komórki elementarnej spinelu. A — kationy w położeniach tetraedrycznych, B — kationy w położeniach oktaedrycznych

podać dla serii spineli $(Fe_{1-x}Ga_x)[Fe_{2-a+x}Ga_{a-x}]O_4$, dla której stwierdzono [35], że jony Fe^{2+} obsadzają wyłącznie podsieć B .

Jeśli orbitale e_g jonów sieci B oraz orbitale jonów sieci A są zapełnione w połowie, antyferromagnetyczne oddziaływanie ($A-B$) kation—anion—kation jest szczególnie silne (wzmiankowano o tym omawiając perowskity). Oddziaływanie antyferromagnetyczne $B-B$ może być porównywalne, jeśli orbitale t_{2g} sieci B są zapełnione w połowie (lub mniej niż w połowie). Pojawia się wówczas niekolinaerna struktura magnetyczna, wykryta np. w spinelu $Mn^{2+}[Mg_xMn_{1-x}Sn]O_4$ [36]. Jeśli pozycje tetraedryczne obsadzone są przez niemagnetyczne kationy, a orbitale t_{2g} jonów sieci B są obsadzone w połowie lub mniej, istnieją sprzyjające warunki do ujawnienia się antyferromagnetycz-

nego oddziaływania $B-B$. Przykładem mogą być spinele $ZnCr_2O_4$ i $ZnFe_2O_4$, czy tetragonalny $ZnMn_2O_4$. Interesujący wydaje się fakt, że $ZnCr_2S_4$ (o parametrze większym, $a = 9,983 \text{ \AA}$) jest paramagnetykiem. Wskazuje to na silną zależność oddziaływania nadwymiany kation—kation od odległości jonów.

Oddziaływania $A-A$ są bardzo słabe i interpretacja ich ma dotychczas charakter hipotetyczny. Przypuszczalnie przebiegają one na drodze: kation sieci A — anion—kation sieci B — anion—kation sieci A ($A-O-B-O-A$). Struktura tego typu została wyznaczona dla Co_3O_4 , $MnAl_2O_4$, [37] oraz $MnGa_2O_4$ [38, 39].

Jak widać na przykładzie stosunkowo prostej struktury spinelu, interpretacja oddziaływań może być bardzo złożona. Trzeba tu jeszcze dodać, że oprócz omówionych oddziaływań, czasem należy uwzględniać oddziaływania kation—anion—kation pod kątem 90° . Teoretyczne opracowanie oddziaływań pod kątem 90° jest trudne, znane są natomiast reguły empiryczne.

Analiza znanych struktur magnetycznych prowadzi do oceny siły oddziaływań i porównania oddziaływań konkurencyjnych. Należy podkreślić, że znajomość reguł oddziaływania przeważnie nie wystarcza do przewidywania struktury magnetycznej.

Neutronografia, dostarczając informacji o strukturach magnetycznych, umożliwia doświadczalne sprawdzenie teorii oddziaływań. Z drugiej strony, zrozumienie wyznaczonej doświadczalnie struktury i mechanizmu jej powstania wymaga stosowania reguł oddziaływania podanych przez teorię.

Superexchange Interactions and Magnetic Structures

Abstract: The theory of the superexchange and the semiempirical rules of spins interactions cation—anion—cation and cation—cation are discussed. The theoretical conclusions are compared with experimental results.

Literatura

- [1] J. Janik, *Postępy Fizyki*, **9**, 429 (1958).
- [2] A. Wanic, *Postępy Fizyki*, **11**, 257 (1960).
- [3] B. Buras, *Nukleonika*, **8**, 259 (1963), *Reprint IBJ*, No 744/II/PS (1966).
- [4] A. Oleś, *Hutnik*, **4**, 106 (1963).
- [5] A. Oleś, *J. de Phys.* **26**, 561 (1965).
- [6] N. A. Curry, *Proc. Phys. Soc.*, **86**, 1193 (1965).
- [7] R. Troć, J. Leciejewicz, R. Ciszewski, *Reprint I. B. J.*, No 691/II/PS (1966).
- [8] R. Stuart, W. Marshall, *Phys. Rev.*, **120**, 353 (1960).
- [9] R. E. Watson, A. J. Freeman, *J. Phys. Soc. Jap.*, **175**, 46 (1962).
- [10] C. Zener, *Phys. Rev.*, **83**, 299 (1951).
- [11] M. A. Rudermann, C. Kittel, *Phys. Rev.*, **96**, 99 (1954).
- [12] K. Yoshida, *Phys. Rev.*, **106**, 893 (1957).

- [13] E. C. Stoner, *Proc. Roy. Soc.*, **165**, 372 (1938).
- [14] H. A. Kramers, *Physica*, **1**, 182 (1934).
- [15] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **79**, 350 (1950).
- [16] C. G. Shull, W. A. Strauser, E. O. Wollan, *Phys. Rev.*, **83**, 333 (1951).
- [17] J. H. Van Vleck, *J. Phys. Radium*, **12**, 262 (1951).
- [18] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **115**, 2 (1959).
- [19] R. K. Nesbit, *Ann. Phys.*, **4**, 87 (1959).
- [20] J. Yamashita, J. Kondo, *Phys. Rev.*, **109**, 730 (1958).
- [21] F. Keffer, T. Oguchi, *Phys. Rev.*, **115**, 1428 (1959).
- [22] C. Zener, *Phys. Rev.*, **82**, 403 (1951).
- [23] P. W. Anderson, H. Hasegawa, *Phys. Rev.*, **100**, 675 (1955).
- [24] P. G. de Gennes, *Phys. Rev.*, **118**, 141 (1960).
- [25] W. C. Koehler, E. O. Wollan, *J. Phys. Chem. Solids*, **2**, 100 (1957).
- [26] J. Kanamori, *J. Appl. Phys. Suppl.*, **31**, 148 (1960).
- [27] E. O. Wollan, H. R. Child, W. C. Koehler, M. K. Wilkinson, *Phys. Rev.*, **112**, 1132 (1958).
- [28] J. B. Goodenough, *Phys. Rev.*, **120**, 67 (1960).
- [29] J. B. Goodenough, *Magnetism and the Chemical Bond*, New York, 1963.
- [30] A. Oleś, *Acta Phys. Polon.*, **27**, 343 (1965).
- [31] A. Oleś, *Phys. Status Solidi*, **8**, K 167 (1965).
- [32] G. E. Bacon, R. Street, *Proc. Phys. Soc.*, **72**, 470 (1958).
- [33] C. G. Shull, E. O. Wollan, W. C. Koehler, *Phys. Rev.*, **84**, 912 (1951).
- [34] W. C. Hamilton, *Phys. Rev.*, **110**, 1050 (1958).
- [35] A. Oleś, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **260**, 6075 (1965), *Acta Phys. Polon.*, **30**, 125 (1966).
- [36] D. G. Wickham, N. Menyuk, K. Dwight, *J. Phys. Chem. Solids*, **20**, 316 (1961).
- [37] W. L. Roth, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **8**, 213 (1963), G. E. R. L. Report, 63-RL-3438 M (1963).
- [38] B. Boucher, A. Oleś, *J. de Phys.* **27**, 51 (1966).
- [39] B. Boucher, A. G. Herpin, A. Oleś, *J. Appl. Phys.*, **37**, 960 (1966).

W. Garczyński, N. Sznajder

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Wrocławskiego
Wrocław

O praktycznych wnioskach wynikających z pojęcia klasy Borchersa

1. Wstęp

W poprzednim naszym artykule [1] przedyskutowane było pojęcie klasy Borchersa pól lokalnych w ramach formalizmu Wightmana kwantowej teorii pola. Niniejsza praca poświęcona jest omówieniu praktycznej użyteczności tego pojęcia.

W rozdziale drugim podajemy dowód fizycznej ekwiwalentności pól należących do tej samej klasy Borchersa. Znaczenie praktyczne tego faktu polega na tym, że pozwala on zredukować liczbę pól opisujących oddziaływające cząstki elementarne do koniecznego minimum pól nieekwiwalentnych. Możliwość takiej redukcji jest istotna dla teorii ze względu na wielką liczbę cząstek czekających na swoją teorię. Niżej podajemy konkretny przykład eliminacji pewnych pól jako fizycznie równoważnych innym, które są wystarczające do opisu teorii. W ramach samej klasy istnieje swoboda wyboru praktycznie najodpowiedniejszego jej reprezentanta.

W rozdziale trzecim omawiamy ciekawe zjawisko jednoznaczności lokalnych rozwiązań niejednorodnego równania Kleina—Gordona. Klóci się to na pozór z utartym przyzwyczajeniem do mieszania rozwiązań jednorodnego równania z cząstkowym rozwiązaniem równania Kleina—Gordona w celu otrzymywania różnych rozwiązań tego ostatniego. Okazuje się, że dodanie rozwiązania swobodnego równania do lokalnego rozwiązania niejednorodnego równania Kleina—Gordona prowadzi do nielokalnego rozwiązania. Wniosek ten uzyskuje się przy użyciu pojęcia klasy Borchersa.

W czwartym rozdziale opisana jest struktura klasy Borchersa swobodnego pola. Dokładne wyznaczenie zakresu tej klasy okazało się przydatne praktycznie, gdyż położyło kres całemu kierunkowi badań pewnych modeli teorii pola opartych o pole swobodne. Okazało się po prostu, że modele te, nawiasem mówiąc bardzo liczne i „miłe matematycznie“, należą do klasy Borchersa

swobodnego pola. Zatem są one trywialne; macierz S jest wspólna dla wszystkich elementów klasy.

Obecnie każda poważna próba znalezienia nietrywialnego modelu teorii pola spełniającego postulaty Wightmana musi brać pod uwagę fakty dotyczące struktury klasy Borchersa swobodnego pola — trzeba mieć pewność, że się jest poza jej obrębem.

Niniejszy artykuł może być, w zasadzie, zrozumiany bez znajomości poprzedniego naszego artykułu na temat klas Borchersa. Mając na uwadze wygodę Czytelnika przytaczamy we wstępie najważniejsze definicje odnoszące się do klas Borchersa, a także ogólny zarys teorii rozpraszania w formalizmie Wightmana, niezbędny do zrozumienia dowodu fizycznej równoważności pól należących do jednej klasy.

Formalizm Wightmana teorii pola określony jest szeregiem postulatów, które tutaj wymienimy [2].

1. Stany układu tworzą ośrodkową przestrzeń Hilberta \mathcal{H} z dodatkowo określoną metryką. ($\bar{D} = \mathcal{H}$, D — przeliczalne).

2. W \mathcal{H} określona jest unitarna reprezentacja $U(a, \Lambda)$ grupy Poincarégo.

3. Widmo operatorów translacji P_μ określonych przez $U(a, \Lambda) = \exp i P_\mu a^\mu$ należy do \bar{V}_+ , $\bar{V}_+ = \{p: p^2 \geq 0, p_0 \geq 0\}$. Zakłada się także występowanie izolowanej wartości własnej $m > 0$ w widmie operatora masy, $\sqrt{P_\mu^2}$.

4. Istnieje jednowymiarowa podprzestrzeń niezmiennicza względem $U(a, \Lambda)$ oparta na stanie próżniowym Ψ_0 .

5. Określone jest pole $A(f)$ na zbiorze gęstym w \mathcal{H} , tj. zadana jest operatorowo-znaczna temperowana dystrybucja

$$A(f)D \subset D, A(f)^+ = A(\bar{f}), \bar{D} = \mathcal{H}.$$

6. Operator pola transformuje się kowariantnie względem $U(a, \Lambda)$

$$U(a, \Lambda)A(f)U(a, \Lambda)^+ = A(f'), f'(x) = f[\Lambda^{-1}(x-a)].$$

7. Pole jest lokalne

$$[A(x), A(y)] = 0 \text{ gdy } x \sim y.$$

8. Pole $A(f)$ jest kompletne, tj. każdy wektor z gęstego w \mathcal{H} obszaru określenia pola jest cyklicznym względem algebry generowanej przez $A(f)$.

Pojęcie klasy Borchersa lokalnego pola [3] wyrasta na gruncie pojęcia względnej lokalności dwu pól $A(x)$ i $B(x)$ określonej jako fakt wzajemnej przemienności w punktach rozdzielonych przestrzennym interwałem

$$[A(x), B(y)] = 0 \text{ gdy } x \sim y.$$

Klasą Borchersa lokalnego pola $A(x)$ spełniającego wymienione postulaty nazywamy zbiór wszystkich pól lokalnych w danej przestrzeni Hilberta \mathcal{H} , transformujących się według tej samej reprezentacji $U(a, \Lambda)$ grupy Poincarégo i lokalnych względem $A(x)$.

Wartość pojęcia klasy Borchersa uwypukla fakt, że macierze S odpowiadające jej elementom są te same. Oznacza to, że pola wchodzące w skład danej klasy Borchersa są fizycznie równoważne.

Jako przykład pól fizycznie ekwiwalentnych można podać praktycznie ciekawy przypadek oddziaływania protonów A_p , neutronów A_n i mezonów $\pi(A_{\pi^0}, A_{\pi^\pm})$. W konstrukcji macierzy S dla tych pól można ograniczyć się do pól A_p, A_n i sprzężonych do nich lub też do lokalnych względem nich pól A_n, A_{π^+} oraz sprzężonych. W obu tych przypadkach otrzymamy te same stany asymptotyczne opisujące protony, neutrony i wszystkie mezony π .

Dokładniejszemu omówieniu stałości macierzy S poświęcony jest następny rozdział niniejszego przeglądu. Dla zrozumienia tego rozdziału konieczna jest znajomość wyników Haaga [4] i Ruelle'a [5] dotyczących konstruowania stanów rozproszonych. Mając na uwadze wygodę Czytelnika podamy tutaj główny wynik w postaci twierdzenia wykazanego ściśle przez Ruelle'a.

Twierdzenie: Niech B będzie operatorem prawie-lokalnym, tj. mającym postać

$$B = \sum_{k=1}^N \int \varphi(x_1, \dots, x_k) A(x_1) \dots A(x_k) d^4 x_1 \dots d^4 x_k, \quad (1.1)$$

gdzie $\varphi \in S$ (tzn. są gładkimi funkcjami znikającymi szybko wraz ze wzrostem argumentów) i operator ten anihiluje stan próżniowy

$$B\Psi_0 = 0$$

a sprzężony do niego kreuje stan jednocząstkowy $B^+\Psi_0$ należący do nieredukowalnej reprezentacji $[m, 0]$, ($m > 0$) grupy Poincarégo, to wtedy stany Ψ_t otrzymane przez podziałanie na próżnię Ψ_0 iloczynem operatorów $B(f, t)$ lub $B^+(f, t)$

$$\Psi_t = B(f_1, t) \dots B^+(f_n, t) \Psi_0 \quad (1.2)$$

są silnie zbieżne do stanów asymptotycznych Ψ^{ex} opisujących swobodne cząstki

$$s - \lim_{t \rightarrow \pm\infty} \Psi_t = \Psi^{\text{in, out}}. \quad (1.3)$$

Sens użytych tutaj oznaczeń jest następujący:

$$\begin{aligned} B(f, t) &= i \int_{x^0=t} d^3 x \vec{f}(x) \overleftrightarrow{\partial}_0 B(x), \\ B(x) &= U(x, 1) B U(x, 1)^+, \\ \overleftrightarrow{\partial}_0 &= \frac{\vec{\partial}}{\partial x^0} - \frac{\vec{\partial}}{\partial x^0}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

$f(x)$ jest rozwiązaniem równania Kleina—Gordona z dodatnimi częstościami

$$\begin{aligned} f(x) &= (2\pi)^{-3/2} \int d^4 p \exp\{-ipx\} \theta(p_0) \delta(p^2 - m^2) \vec{f}(p) \\ \vec{f}(p) &\in \mathcal{S}_p \end{aligned} \quad (1.5)$$

$U(x, 1)$ reprezentuje translację na wektor x . Stany $\Psi^{\text{in, out}}$ mają taką samą strukturę jak Ψ_t , lecz zbudowane są z operatorów kreacji i anihilacji swobodnych cząstek.

Wektory asymptotyczne utworzone z samych operatorów kreacji

$$s\text{-}\lim_{t \rightarrow \pm\infty} B_1^+(f_1, t) \dots B_n^+(f_n, t) \Psi_0 = |\tilde{f}_1, \dots, \tilde{f}_n\rangle^{\text{ex}} \quad (1.6)$$

rozpinają podprzestrzenie asymptotyczne typu Focka

$$\mathcal{H}^{\text{in}} = \bigoplus_{n=0}^{\infty} \mathcal{H}_n^{\text{in}}, \quad \mathcal{H}^{\text{out}} = \bigoplus_{n=0}^{\infty} \mathcal{H}_n^{\text{out}}. \quad (1.7)$$

Zerowy wyraz odnosi się do podprzestrzeni opartej na stanie próżniowym Ψ_0 .

2. Dowód S-ekwiwalentności pól należących do tej samej klasy Borchersa

Zajmiemy się teraz dokładniej zagadnieniem stałości macierzy S na całej klasie Borchersa pól wzajemnie lokalnych. Mówiliśmy o tym we Wstępie, a także przy okazji definiowania pojęcia klasy Borchersa i dyskusji wzoru, patrz [1], $S_A = \theta_A \cdot \theta_{A_{\text{in}}}$ (θ jest operatorem TCP), który mówi, że do stałości operatora S należy, oprócz stałości operatora θ_A na wszystkich elementach klasy, zapewnić również stałość operatora $\theta_{A_{\text{in}}}$. Zatem, musimy posiadać dodatkową informację o polach asymptotycznych, które wyznaczają ów operator. Okazuje się, że informacja ta nie jest całkowicie niezależna w stosunku do informacji o tamtych polach wyjściowych, lecz tkwi w niej implicite. Wydobycie tej informacji jest głównym zadaniem teorii rozpraszania podanej przez Haaga, Ruelle'a, Heppa i innych.

Jedynym dodatkowym, w stosunku do postulatów Wightmana, lecz silnym założeniem, które robi się w teorii Haaga—Ruelle'a, jest postulat o zupełności pól asymptotycznych, $\mathcal{H}^{\text{in}} = \mathcal{H} = \mathcal{H}^{\text{out}}$. Przy tym założeniu pola wyjściowe są także zupełne, z czego wynika, że rozpadają się na rozłączne klasy Borchersa pól wzajemnie lokalnych (patrz [1], str. 257).

Rozważmy, w ślad za Doplicherem [6], jakies dwa pola $A^{(1)}(x)$, $A^{(2)}(x)$ należące do tej samej klasy Borchersa. Z pól tych budujemy prawie-lokalne pola $B^{(1)}$, $B^{(2)}$ rozwiązujące problemy jednocząstkowe

$$B^{(i)}\Psi_0 = 0, \quad B^{(i)+}\Psi_0 \in \mathcal{H}_{[m,0]}, \quad (m > 0) \quad (i = 1, 2). \quad (2.1)$$

Jak nam już wiadomo, wektory o postaci

$$\Psi_t^{(i)} = \prod_{k=1}^n B^{(i)}(f_k, t)^+\Psi_0, \quad (i = 1, 2) \quad (2.2)$$

są silnie zbieżne do stanów asymptotycznych $|\tilde{f}_1, \dots, \tilde{f}_n\rangle^{\text{ex}}$, gdy $t \rightarrow \pm\infty$. Sens oznaczeń jest taki sam jak we Wstępie.

W teorii o zupełnych polach asymptotycznych można tak dobrać prawie-lokalne pola $B^{(i)}$, aby $B^{(i)}(f_j, t) + \Psi_0$ było dowolnym stanem jednocząstkowym, w szczególności możemy osiągnąć równość

$$\Psi_t^{(1)} = B^{(1)}(f_j, t) + \Psi_0 = B^{(2)}(f_j, t) + \Psi_0 = \Psi_t^{(2)}. \quad (2.3)$$

Rozważmy teraz pole o postaci

$$B^{(\lambda)}(x) = \lambda B^{(1)}(x) + (1 - \lambda) B^{(2)}(x) \quad (2.4)$$

λ rzeczywisty parametr $0 \leq \lambda \leq 1$.

Mamy

$$B^{(2)}(f_j, t) = \lambda B^{(1)}(f_j, t) + (1 - \lambda) B^{(2)}(f_j, t), \quad (2.5)$$

$$\frac{d}{d\lambda} B^{(\lambda)}(f_j, t) + \Psi_0 = B^{(1)}(f_j, t) + \Psi_0 - B^{(2)}(f_j, t) + \Psi_0 \equiv 0. \quad (2.6)$$

Stabilność stanów jednocząstkowych wyraża się wzorem

$$\frac{d}{dt} [B^{(\lambda)}(f_j, t) + \Psi_0] = 0. \quad (2.7)$$

Stany asymptotyczne dla pól $A^{(1)}(x)$ i $A^{(2)}(x)$ otrzymujemy według receptury Haaga—Ruelle'a i określają one dwie macierze S , $S^{(1)}$ i $S^{(2)}$. Analogicznie otrzymujemy stany asymptotyczne odpowiadające polu B

$$\Psi_t^{(\lambda)} = \prod_{j=1}^n B^{(\lambda)}(f_j, t) + \Psi_0 \rightarrow |\hat{j}_1, \dots, \hat{j}_n \rangle^{\text{ex}}, \quad t \rightarrow \pm\infty.$$

Ponadto otrzymujemy wniosek

$$\lim_{t \rightarrow \pm\infty} \left\| \frac{d}{dt} \Psi_t^{(\lambda)} \right\| = 0, \quad (2.8)$$

który udowadnia się tak samo jak odpowiednie twierdzenie o znikaniu normy pochodnej czasowej z wektora Ψ_t w teorii Haaga—Ruelle'a.

Warto dodać, że zbieżność ta jest jednostajna względem parametru λ . Pozwala to na wykonanie granicznego przejścia pod znakiem całki w iden-tyczności

$$\|\psi_t^{(1)} - \psi_t^{(2)}\| = \left\| \int_0^1 d\lambda \frac{d}{d\lambda} \psi_t^{(\lambda)} \right\|. \quad (2.9)$$

Lewa strona ma silną granicę równą $\|\Psi_{\text{ex}}^{(1)} - \Psi_{\text{ex}}^{(2)}\|$, a prawą można oszacować

$$\lim_{t \rightarrow \pm\infty} \left\| \int_0^1 d\lambda \frac{d}{d\lambda} \psi_t^{(\lambda)} \right\| \leq \lim_{t \rightarrow \pm\infty} \int_0^1 d\lambda \left\| \frac{d}{d\lambda} \psi_t^{(\lambda)} \right\| = \int_0^1 d\lambda \lim_{t \rightarrow \pm\infty} \left\| \frac{d}{d\lambda} \psi_t^{(\lambda)} \right\| = 0. \quad (2.10)$$

Otrzymujemy równość stanów asymptotycznych w obu teoriach $\Psi_{\text{ex}}^{(1)} = \Psi_{\text{ex}}^{(2)}$, a to pociąga za sobą równość $S^{(1)} \equiv S^{(2)}$.

3. O jednoznaczności lokalnych rozwiązań niejednorodnego równania Kleina—Gordona

Ładną ilustracją przydatności pojęcia klasy Borchersa jest dowód jednoznaczności lokalnych rozwiązań niejednorodnego równania Kleina—Gordona. Okazuje się, że dodanie ogólnego rozwiązania jednorodnego równania Kleina—Gordona do jakiegoś lokalnego rozwiązania niejednorodnego równania daje w wyniku rozwiązanie nielokalne. Niejednoznaczność lokalnych rozwiązań otrzymuje się jednak w przypadku fizycznie trywialnym, tj. takim, w którym prąd występujący w prawej części równania

$$(\square - m^2)A(x) = j(x) \quad (3.1)$$

odpowiada macierzy S równej jedności. Dokładniej, można pokazać następujące twierdzenie [7];

Twierdzenie: Niech $j(x)$ będzie lokalnym nieredukowalnym polem w teorii z jedyną próżnią Ψ_0 , transformującym się według unitarnej reprezentacji $U(a, A)$ grupy Poincarégo jak skalarne pole

$$U(a, A)j(x)U(a, A)^+ \cong j(Ax + a).$$

O spektrum P_μ^2 zakładamy, że posiada dyskretny izolowany punkt $p^2 = m^2 > 0$. Niech $A(x)$ będzie lokalnym polem związanym z $j(x)$ przy pomocy operatora Kleina—Gordona

$$(\square - m^2)A(x) = j(x).$$

Wtedy $A(x)$ jest jedynym takim polem, chyba że macierz S jest jednością. **Dowód:** Pole $A(x)$ jest nieredukowalne, (gdyż $j(x)$ jest takim) i jest wzajemnie lokalne z $j(x)$, tj. leży w klasie Borchersa pola $j(x)$. Zatem pola $A(x)$ i $j(x)$ posiadają wspólną macierz S .

Przypuśćmy, że istnieje różne od $A(x)$ lokalne pole $A'(x)$ spełniające to samo równanie

$$(\square - m^2)A'(x) = j(x).$$

Zatem $A'(x)$ leży także w klasie Borchersa pola $j(x)$, a więc jest wzajemnie lokalne z $A(x)$.

Pole

$$A''(x) = A(x) - A'(x)$$

posiada własności:

1. $(\square - m^2)A''(x) = 0$,
2. $A''(x)$ lokalne,
3. $A''(x)$ lokalne względem $A(x)$ i $A'(x)$.

Własność 3 oznacza, że $A''(x)$ także leży w klasie Borchersa pola $j(x)$, gdyż pole $A(x)$ jest nieredukowalne (tranzytywność).

Otrzymujemy wniosek, że macierz S dla pól $j(x)$, $A(x)$, $A'(x)$ i $A''(x)$ jest wspólna. Lecz własność 1, wraz z założeniami o jedyności próżni, własno-

ściach transformacyjnych prądu $j(x)$ oraz o spektrum P_μ^2 prowadzi do wniosku, że $A''(x)$ jest swobodnym polem, jeśli $A''(x) \neq 0$, tzn. macierz $S = 1$ dla wszystkich pól A, A', A'', j .

Niejednoznaczność lokalnych rozwiązań ma miejsce tylko w przypadku pól swobodnych. Przykładem mogą być pola

$$:A_0^2(x):, A_0(x) + :A_0^2(x):, \quad (3.2)$$

gdzie $A_0(x)$ jest swobodnym polem, dwukropek oznacza iloczyn normalny operatorów określony formułą

$$:A_0^2(x): = \lim_{y \rightarrow x} [A_0(x)A_0(y) - (\Psi_0, A_0(x)A_0(y)\Psi_0)].$$

4. Klasa Borchersa swobodnego pola

Obszerną klasą modeli teorii pola, które prowadzą do trywialnej macierzy rozproszenia, $S = 1$, jest klasa Borchersa pola swobodnego. Dokładne jej wyznaczenie pozwala uniknąć jałowych i często żmudnych dowodów trywialności pewnych modeli teorii pola. Znacznie prościej jest przekonać się bowiem, czy dana teoria należy do klasy Borchersa swobodnego pola, czy też nie. W tym celu należy sprawdzić tylko, czy dane pole modelowe $A(x)$ spełniające postulaty Wightmana transformuje się według tej samej reprezentacji $U(a, \Lambda)$ grupy Poincarégo, co pole swobodne $A_0(x)$ i czy jest ono przemienne z $A_0(x)$ na odległościach przestrzennych.

Tak na przykład, pole $A_0(x)$ i lokalne pole $A(x) = A_0(x) + :A_0^2(x):$ należą do tej samej klasy, gdyż

$$\begin{aligned} \text{i. } U(a, \Lambda)A(x)U^{-1}(a, \Lambda) &= \\ &= U(a, \Lambda)A_0(x)U^{-1}(a, \Lambda) + U(a, \Lambda):A_0^2(x):U^{-1}(a, \Lambda) = A(\Lambda x + a), \end{aligned}$$

jak to wynika wprost z definicji iloczynu normalnego,

$$\text{ii. } [A(x), A_0(y)] = 0 \text{ gdy } x \sim y.$$

Zatem $A(x)$ jest w klasie Borchersa $A_0(x)$, macierz S odpowiadająca mu jest trywialna.

Analogicznie można przekonać się, że modele, w których $A(x)$ jest lokalną funkcją swobodnego pola $A_0(x)$ o postaci

$$A(x) = \sum_{n=2}^N C_n :A_0^n(x): \quad (4.1)$$

należą do tej samej klasy Borchersa, co pole swobodne $A_0(x)$; są trywialne fizycznie.

Aby otrzymać bardziej ciekawe modele teorii pola, Wightman zaproponował rozważyć takie pole $A(x)$, dla którego prąd miałby postać (4.1), czyli

$$(\square - m^2)A(x) = j(x); \quad j'(x) = \sum_{n=2}^N C_n :A_0^n(x):$$

przy czym byłoby spełnione

$$[A(x), A(y)] = 0 \text{ dla } x \sim y.$$

Innymi słowami, należało znaleźć pole $A(x)$ spełniające warunki powyższe wraz z

$$A(x) = A_{\text{in}}(x) - \int \Delta_R(x-x') j(x') dx'.$$

Przypadek $j(x) =: A_0^2(x)$: został zbadany przez Wightmana i Epsteina i dał niestety odpowiedź negatywną, tak otrzymane $A(x)$ nie jest polem lokalnym.

Wynik ten został uogólniony przez Arakiego, Haaga i Schroera. Wykazali oni, że dla zupełnego $j(x)$ jego lokalne pole $A(x)$ ma macierz $S = 1$.

Szkic tego dowodu jest następujący:

Ponieważ $j(x)$ jest wzajemnie lokalne i z $A_0(x)$, i z $B(x)$ (to można łatwo wykazać), to z zupełności $j(x)$ i z tranzytywności lokalności wynika, że $A(x)$ jest lokalne względem $A_0(x)$. A więc pola $A(x)$, $A_0(x)$ i $j(x)$ leżą w tej samej klasie Borchersa i macierz rozproszenia odpowiadająca $A(x)$ jest równa jedności.

Bardzo istotnym punktem tego dowodu jest zupełność prądu $j(x)$. Okazuje się, że w przypadku, gdy $j(x)$ nie jest zupełne, nie ma wyniku tak jednoznacznego. Udało się jednak pokazać [9], że co najmniej procesy dwucząstkowe posiadają zerowe przekroje czynne, co znowu wskazuje na trudności w konstrukcji pola z nietrywialną macierzą S .

Wyniki Arakiego, Haaga i Schroera zostały uogólnione przez Bardakci'ego i Sudarshana. Udowodnili oni mianowicie twierdzenie następujące [10]:

Twierdzenie: Jeżeli lokalne, kowariantne pole $A(x)$ ma zupełny prąd $j(x)$ dany formułą

$$j(x) = \sum_{k=2}^N \int dx_1 \dots dx_k a_k(x-x_1, \dots, x-x_k) : A_0(x_1) \dots A_0(x_k) :$$

to związana z tym polem macierz S jest tożsamościowo równa jedności.

Najważniejszą częścią tego dowodu jest wykazanie, że lokalne $j(x)$, dane przez powyższą formułę daje się sprowadzić do lokalnego wielomianu skonstruowanego ze swobodnego pola $A_0(x)$ i z jego przestrzennych pochodnych. Po wykazaniu tego wystarczy skorzystać, że $j(x)$ jest wówczas lokalne względem swobodnego pola $A_0(x)$ i z tego, że $A(x)$ jest lokalne względem $j(x)$. Obydwie te lokalności wraz z zupełnością $j(x)$, przypadek niezupełnego $j(x)$ został pominięty jako niefizyczny, dają, podobnie jak poprzednio, jedyńkową macierz S dla pola $A(x)$.

Problem struktury klasy Borchersa pola swobodnego $A_0(x)$ został defini tywnie rozwiązany przez Epsteina [11]. Pokazał on mianowicie, że do klasy tej należą tylko pola o postaci

$$\tilde{A}_0(x) = \sum_{n=1}^N P_n(x), \quad (4.2)$$

gdzie $P_n(x)$ jest jednorodną liniową, skalarną kombinacją iloczynów normalnych o postaci

$$:D^\alpha A_0(x) D^\beta A_0(x) \dots D^\nu A_0(x): \quad (4.3)$$

Iloczynny takie rozumiane są jako granice iloczynów operatorów z różnymi argumentami, na przykład:

$$\begin{aligned} :D^\alpha A_0(x) D^\beta A_0(x): &= \\ &= \lim_{y \rightarrow x} [D^\alpha A_0(x) D^\beta A_0(y) - (\Psi_0, D^\alpha A_0(x) D^\beta A_0(y) \Psi_0)]. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Pochodne

$$D^\alpha \equiv \frac{\partial^{\alpha_0 + \dots + \alpha_n}}{(\partial x^0)^{\alpha_0} \dots (\partial x^n)^{\alpha_n}}$$

dobrane są tak, aby całość miała skalarnie własności transformacyjne. Dla przykładu, dopuszczalne są wyrażenia

$$\begin{aligned} \sum_{\mu} g^{\mu\nu} : \frac{\partial A_0(x)}{\partial x^\mu} \cdot \frac{\partial A_0(x)}{\partial x^\nu} : &\in P_2(x). \\ P(\square) : A_0^n(x) : &\in P_n(x). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Górna granica w sumie (4.2) musi być skończona, jeśli chcemy pozostać w klasie pól temperowanych (pola Wightmana). Rzecz w tym, że $P_n(x)$ zawiera iloczyny funkcji, rzędu wzrastającego wraz z n , $(\Psi_0, A_0(x) A_0(y) \Psi_0)$ wnoszące znane singularności typu

$$\left[\frac{1}{(x-y)^2} \right]^{\frac{\sigma-1}{2}}, \quad (\sigma > 1) \quad (4.6)$$

gdzie σ oznacza liczbę przestrzennych wymiarów przestrzeni, w której rozważane jest pole. Gdyby dopuścić w szeregu (4.2) wyrazy dowolnego rzędu, to otrzymalibyśmy biegun nieskończonego rzędu, czyli istotną osobliwość w początku układu. Pola tego rodzaju nie są temperowalne.

Trudności tej nie ma w przypadku $\sigma = 1$ (dwuwymiarowe modele), gdyż odpowiednia singularność dwupunktowej funkcji Wightmana ma charakter logarytmiczny, $\lg(x-y)^2$. Można zatem, nie naruszając temperowalności, rozszerzyć klasę Borchersa swobodnego pola w dwuwymiarowej przestrzeni przez dołączenie nieskończonych szeregów w jednorodnych wielomianach Wicka, $P_n(x)$, [12].

Jeśli chodzi o problem struktury klasy Borchersa ogólnego pola, to jest on całkowicie otwarty. Można mieć tylko nadzieję, że będzie ona podobna do struktury klasy Borchersa swobodnego pola.

On Practical Conclusions Stemming From the Notion of the Borchers Class

Abstract: The paper deals with the practical usefulness of the notion of the Borchers class of local fields. There is given the proof of the physical equivalency of fields belonging to the same Borchers class, which allows reducing the number of fields describing the interacting elementary

particles to the bare minimum of non-equivalent fields. This elimination is illustrated by a concrete example. Also discussed is the phenomenon of the uniqueness of the local solutions to the inhomogeneous Klein-Gordon equation and the structure of the Borchers class of a free field is described.

Literatura

- [1] W. Garczyński, N. Sznajder, *O klasach Borchersa pól lokalnych*, *Postępy Fizyki*, **17**, 247 (1966).
- [2] A. S. Wightman, *Phys. Rev.*, **101**, 860 (1956).
- [3] H. J. Borchers, *Nuovo Cimento*, **15**, 784 (1960).
- [4] R. Haag, *Phys. Rev.*, **112**, 669 (1958).
- [5] D. Ruelle, *Helv. Phys. Acta*, **35**, 147 (1962).
- [6] S. Doplicher, *Nuovo Cimento*, **29**, 285 (1963).
- [7] R. F. Streater, *On the Wave Equation with a Given Source* (preprint).
- [8] A. S. Wightman, Referat na Kijowskiej Konferencji poświęconej Fizyce Wysokich Energii, 1959.
- [9] H. Araki, R. Haag i B. Schroer, *Nuovo Cimento*, **19**, 90 (1961).
- [10] K. Bardakci, E. C. G. Sudarshan, *Nuovo Cimento*, **21**, 722 (1961).
- [11] H. Epstein, *Nuovo Cimento*, **27**, 886 (1963).
- [12] A. Jaffe, *Entire Functions of the Free Field* (preprint).

Józef Szpilecki

Katedra Fizyki B
Politechniki Śląskiej
Gliwice

Zastosowanie metody Dopplera do zagadnień kosmicznej nawigacji

1. Wstęp

Znane z podręczników elementarnej fizyki zjawisko Dopplera, polegające na tym, że gdy źródło fal monochromatycznych porusza się względem obserwatora lub odwrotnie, po drodze prostoliniowej ruchem jednostajnym, następuje pozorna zmiana częstości wysyłanych przez źródło drgań. Zjawisko to znajduje w ostatnich latach coraz więcej zastosowań. Wynika stąd również konieczność rozszerzenia i pogłębienia wiadomości o zjawisku. W artykule omówimy zastosowanie zjawiska do kosmicznej nawigacji. Coraz częstsze wysyłanie sztucznych satelitów i innych rakiet wysunęło postulaty sprawdzania prawidłowości ich lotów i ich orbit, celem ewentualnego korygowania lotu. Wśród kilku metod, w których stosuje się przeważnie fale elektromagnetyczne, coraz większą rolę odgrywa zjawisko Dopplera. Specjalnie korzystne jest jego

Tablica I

	Układ impulsowy	Układ Dopplera
szerokość pasma przesyłanego	10 MHz	10 Hz
moc nadajnika	100 kW (impuls)	100 W (ciągłe)
średnica anteny (parabol.)	6 m	6 m
dokładność określenia odchylenia od kursu	0,1 amplitudy nie zniekształc. sygnału	10^{-9} — 10^{-11}
liczba sputników pomocniczych potrzebnych do pomiarów	3+1 stacja naziemna	6

wykorzystanie w przypadku, gdy odległość między źródłem i odbiornikiem jest znaczna. W przypadku małych odległości opłacają się raczej inne metody. Jeżeli porównamy metodę Dopplera np. z metodą impulsową, otrzymujemy wynik przedstawiony w tablicy I [3, 17].

Zestawmy założenia, przy spełnieniu których wyprowadza się zasadniczą zależność w efekcie Dopplera.

1. Droga ruchu względnego jest prostoliniowa.
2. Ruch odbywa się wzdłuż linii źródło — obserwator.
3. Ruch jest jednostajny.
4. Ośrodek, w którym rozchodzi się fala, jest jednorodny i nie wpływa na jej prędkość rozchodzenia się.

W warunkach, w których stosuje się efekt, na ogół założenia te nie są spełnione, przynajmniej częściowo. Stąd wynika konieczność uzupełnienia teorii zjawiska.

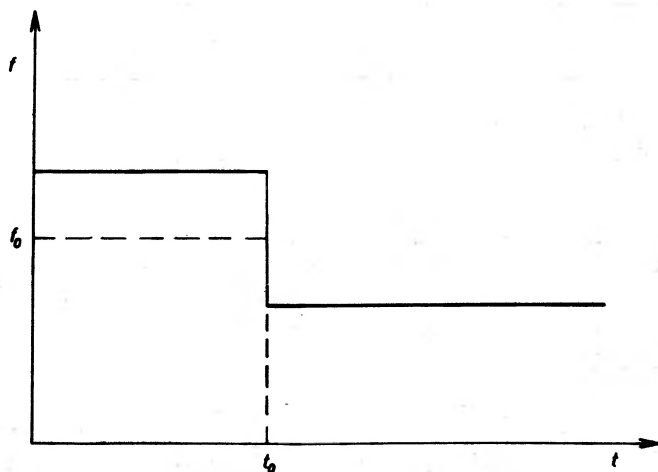
W kosmicznej nawigacji zjawisko może być użyte do wyznaczenia następujących wielkości, charakteryzujących ruch raket i satelitów: prędkości, odległości największego zbliżenia, parametrów charakteryzujących kształt i położenie orbity, wreszcie rozstrzygnięcie czy ruch jest jednostajny, czy nie jednostajny jest również możliwe na podstawie obserwacji efektu Dopplera.

2. Rozszerzenie teorii zjawiska Dopplera

2.1. Zależność częstości od czasu i sposób otrzymywania tej zależności

Z elementarnej teorii zjawiska Dopplera wynika, że obserwowana częstość fali f' jest związana z częstością f_0 fali wysyłanej przez źródło, jeżeli prostoliniowy jednostajny ruch odbywa się wzdłuż odcinka źródło — obserwator

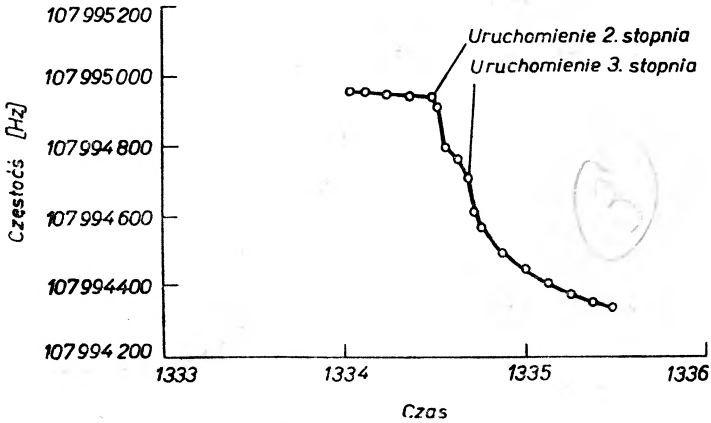
$$f' = f_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right), \quad (1)$$



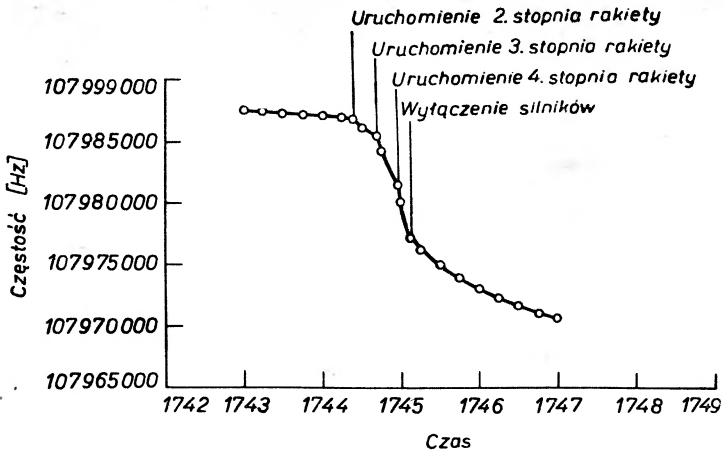
Rys. 1. Krzywa częstość — czas dla efektu Dopplera, gdy fala rozchodzi się wzdłuż linii źródło — obserwator. t_0 chwila, w której częstość fali równa się f_0 częstości bez efektu Dopplera

styczna nieciągłość krzywej. Jeżeli wymienione wyżej założenia nie są spełnione, krzywa ulega modyfikacji, polegającej na tym, że znika nieciągłość w punkcie t_0 , krzywa zaś posiada punkt przegięcia.

Jeżeli ruch źródła jest wprawdzie jednostajny i prostoliniowy, ale kierunek jego nie pokrywa się z kierunkiem źródła — obserwator, otrzymujemy krzywą



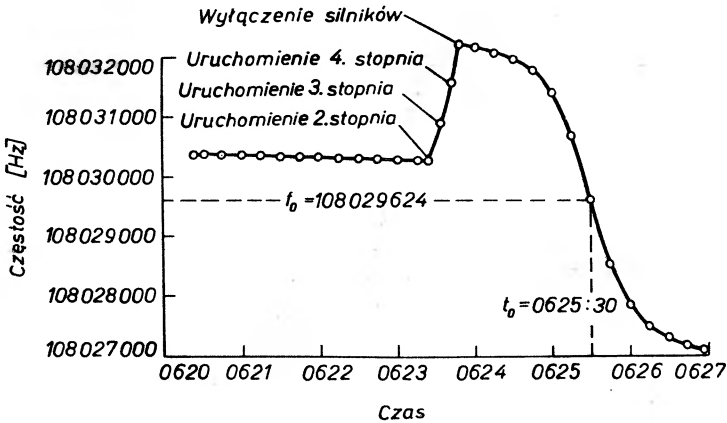
Rys. 3. Krzywa częstość — czas w przypadku satelity Explorer II (05. 03. 1958). Na krzywej są widoczne wyraźnie chwile, w których zaczął działać drugi i trzeci stopień rakiety. Puszczony w kierunku wschodnim z przyładka Canaveral nie wszedł na orbitę



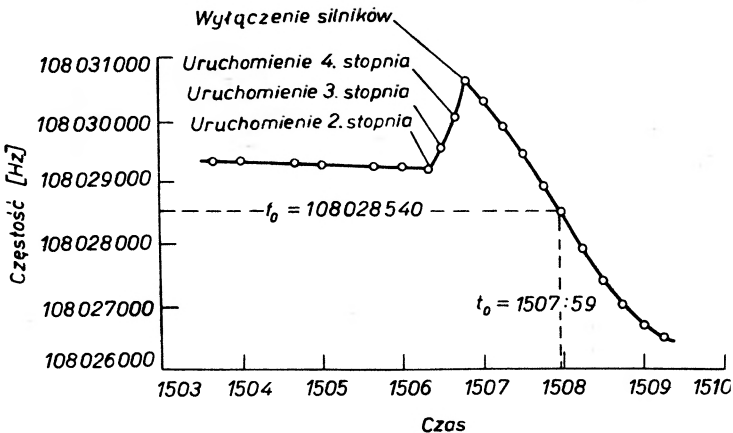
Rys. 4. Krzywa częstość — czas w przypadku satelity Explorer III (26. 03. 1958). Na krzywej wyraźnie występują chwile uruchomienia 2, 3 i 4 stopnia rakiety oraz wyłączenie silników. Satelitę puszczono w kierunku południowo-wschodnim z przyładka Canaveral. Wszedł na orbitę

symetryczną, jak wynika z rys. 2 [6]. W przypadku, gdy założenia na przykład jednostajności ruchu lub prostoliniowości ruchu nie są spełnione, następują charakterystyczne cechy krzywej i niesymetria. Dzięki temu istnieje możliwość stwierdzenia czy rakieta porusza się ruchem jednostajnym, czy też nie, kiedy są uruchamiane poszczególne stopnie rakiety nośnej i kiedy zostaje wyłączony silnik. Krzywe te posiadają inny charakter w przypadku gdy odległość między

obserwatorem i źródłem maleje, inny gdy rośnie. Na rys. 2, 3, 4, 5, 6 przedstawiono kilka charakterystycznych krzywych, odpowiadających wystrzeleniu pierwszego radzieckiego sztucznego satelity i Explorera II, III, IV, V [17]. Charakterystyczne dla ruchu przyspieszonego odkształcenie krzywej podano na rys. 7 [6].



Rys. 5. Krzywa częstość — czas w przypadku satelity Explorer V (24. 08. 1958). Na krzywej widoczne są chwile uruchomienia 2, 3 i 4 stopnia rakiety oraz wyłączenie silnika. Chwila przelotu nad miejscem pomiaru t_0 , odpowiednia częstość f_0 . Satelitę wypuszczono w kierunku północno-wschodnim z przylądka Canaveral. Nie wszedł na orbitę

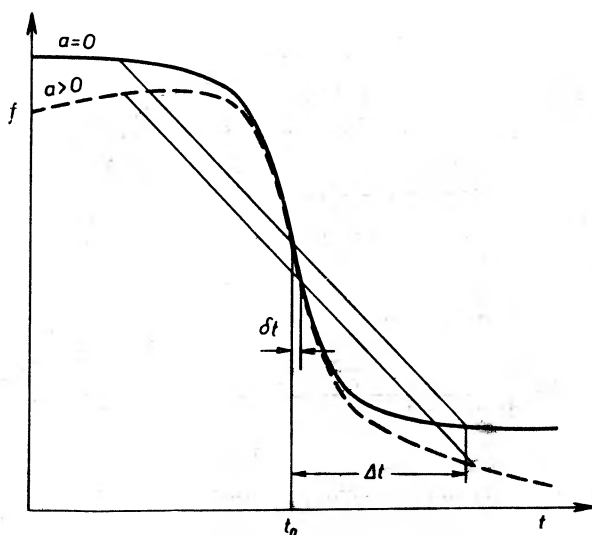


Rys. 6. Krzywa częstość — czas w przypadku satelity Explorer IV (26. 07. 1958). Na rysunku widoczna jest chwila uruchomienia 2, 3 i 4 stopnia rakiety oraz wyłączenia silnika. Puszczono satelitę w kierunku północno-wschodnim z przylądka Canaveral. Wszedł na orbitę

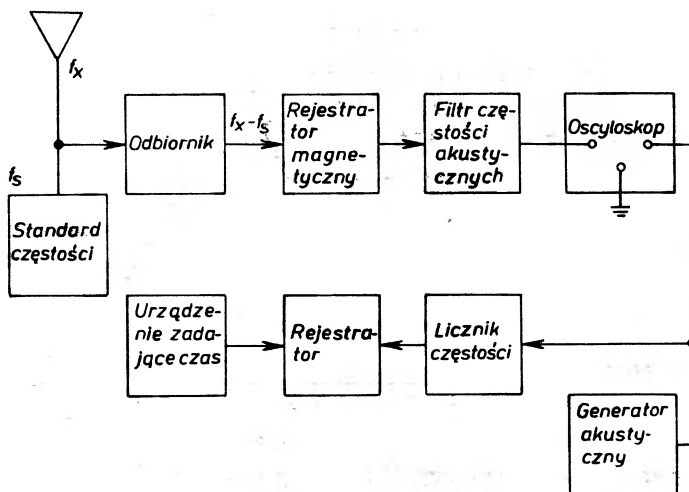
Zasada otrzymywania krzywej jest następująca: przy pomocy heterodynowego odbiornika odbierany jest sygnał wysyłany przez satelitę i sygnał wzorcowego miejscowego generatora i na podstawie ilości dudnień wyznaczana jest różnica częstości albo też na podstawie obserwacji krzywych Lissajou doprowadza się do koincydencji obu częstości. Schemat blokowy amerykańskiej

aparatury daje rys. 8 [9]. Szkic tłumaczący zasadę pomiarów amerykańskich satelitów podaje rys. 9 [9].

Na podobnej zasadzie odbywały się pomiary radzieckie. Jeżeli nie jest dokładnie znana częstość fali wysyłanej przez satelitę, nie ma poziomu odnie-



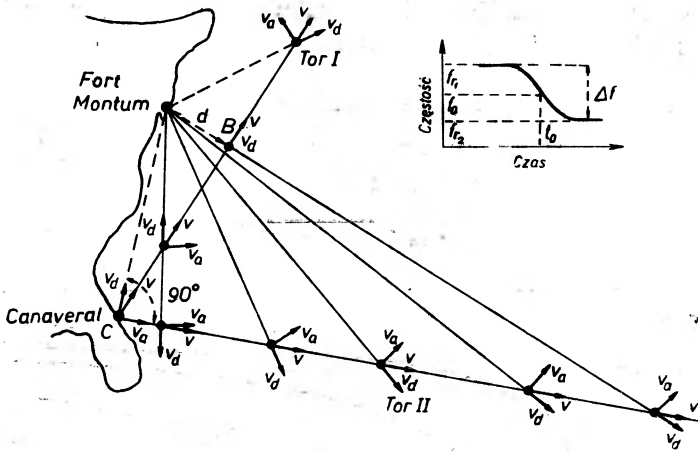
Rys. 7. Wpływ przyspieszenia satelity na kształt krzywej częstość—czas



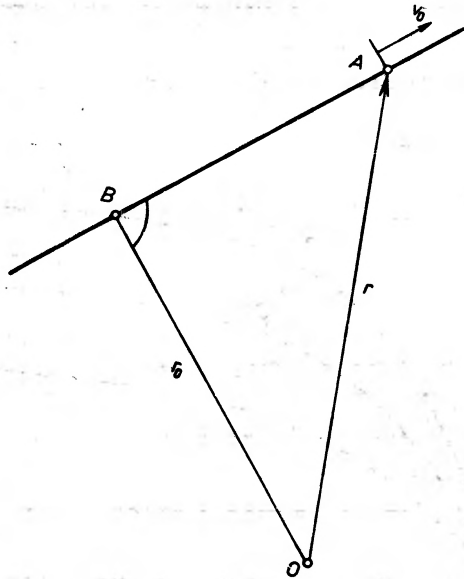
Rys. 8. Aparatura do wyznaczania punktów krzywej częstość — czas

sienia do wyznaczenia efektu. Można go otrzymać, jeżeli z naziemnej stacji nadawczej jest wysyłana fala, która jest odbijana lub retransmitowana przez satelitę.

Ze względu na błędy pomiarowe, o których pomówimy na końcu artykułu, mierzymy częstość przez pewien czas i następnie uśredniamy. Dokładność



Rys. 9. Szkic tłumaczący zasadę pomiarów w przypadku amerykańskich satelitów



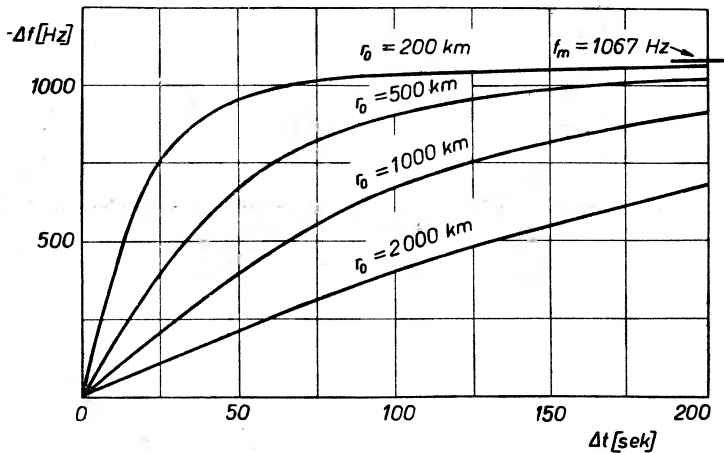
Rys. 10. Do teorii efektu Dopplera, gdy kierunek fali nie pokrywa się z kierunkiem źródło — obserwator

pomiaru jest zależna od czasu pomiaru. Przy czasie 1 sek można osiągnąć dokładność 1 Hz. Jeżeli spojrzymy na poprzednie rysunki, wielkość efektu jest rzędu kHz lub też ich dziesiątków. Stąd wynika znaczna dokładność pomiaru.

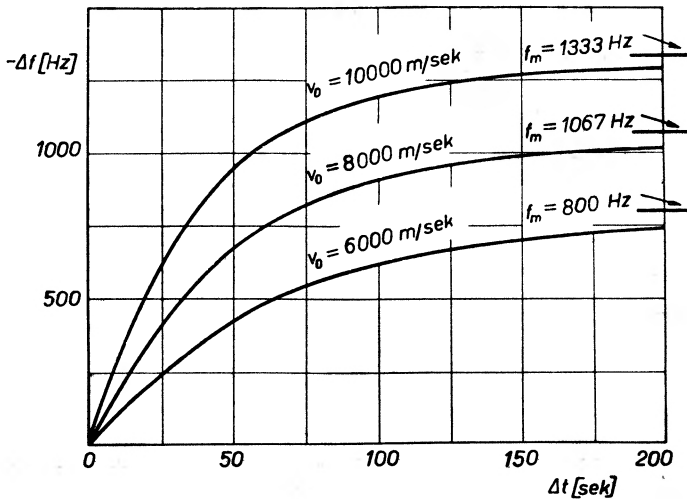
2.2 Formuła dla efektu Dopplera, gdy kierunek toru nie pokrywa się z kierunkiem rozchodzenia się fali (rys. 10) [6]

Jeżeli przez t_0 oznaczymy chwilę, w której odległość r_0 satelity — obserwator jest najmniejsza, wtedy oznaczając przez v_0 stałą prędkość satelity otrzymujemy w dowolnym położeniu

$$r = \sqrt{r_0^2 + v_0^2 \Delta t^2}, \quad (2)$$



Rys. 11. Krzywa zależności Δf od Δt dla $v_0 = 8000$ m/sec, $r_0 = \text{const}$



Rys. 12. Krzywa zależności Δf od Δt dla $v_0 = \text{const}$, $r_0 = 500$ km

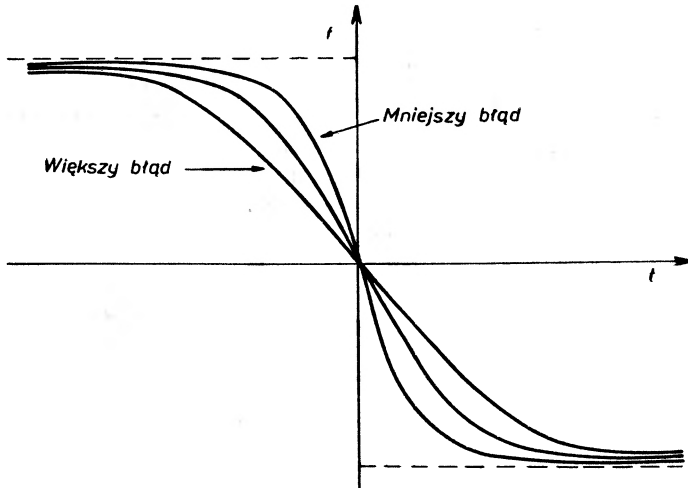
gdzie

$$\Delta t = t - t^0$$

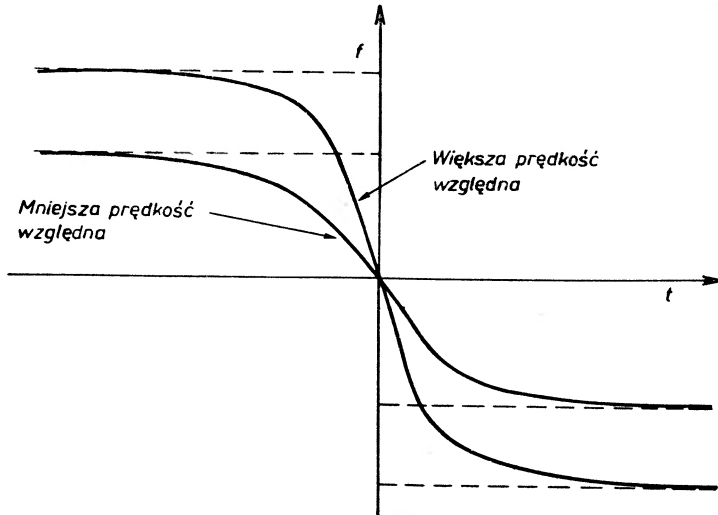
t — czas,

oraz dla efektu Dopplera

$$\Delta f = -\frac{1}{\lambda} \frac{dr}{dt} = -\frac{v_0}{\lambda} \frac{dt}{\sqrt{\Delta t^2 + \left(\frac{r_0}{v_0}\right)^2}}. \quad (3)$$



Rys. 13. Zależność krzywych częstość — czas od r_0



Rys. 14. Zależność krzywych częstość — czas od v_0

Jeżeli obierzemy r_0 lub v_0 jako parametr, otrzymujemy krzywe jak na rys. 11 i 12, sporządzonych dla $\lambda = 7,5$ m ($f_0 = 40$ MHz) [6]

Podobne zagadnienie występuje, gdy chodzi o sprawdzenie, czy rakieta trafi w cel, lub dwie rakiety spotkają się. W tym przypadku r_0 odgrywa rolę błędu. Na rys. 13 i 14 podano zależność krzywych częstość — czas od r_0 lub v_0 [5].

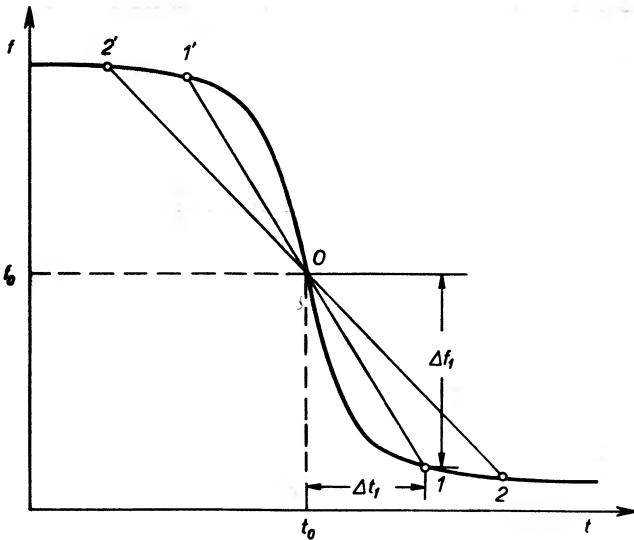
2.3. Wyznaczanie chwili czasu największego zbliżenia się [6]

Zakładając, że zbliżenie następuje w pobliżu punktu $\Delta t = 0$, otrzymujemy dla dopuszczalnego błędu czasowego δt z (2) następującą zależność

$$\delta f = \frac{1}{\lambda} \frac{v_0^2}{r_0} \delta t, \quad (4)$$

przy czym δf jest błędem częstotliwości. Dla $t = t_0$ powinno być $\delta f = 0$. Stąd wynika, że dla otrzymania pomiaru z dokładnością δt potrzebna jest dokładność określenia częstotliwości nadajnika nie gorsza niż

$$\frac{\delta f_0}{f_0} = \frac{\delta f}{f_0} = \frac{1}{c} \frac{v_0^2}{r_0} \delta t. \quad (5)$$



Rys. 15. Konstrukcyjne wyznaczenie punktu (t_0, f_0)

Jeżeli dla $v_0 = 8000$ m/sek $r_0 = 200$ km, $\delta t = 0,1$ sek, to częstotść trzeba znać z dokładnością nie gorszą niż 10^{-7} . Przy większych odległościach wymagania te rosną.

Dla wyznaczenia chwili t_0 wykorzystujemy fakt, że w przypadku, gdy ruch satelity jest jednostajny, krzywa częstotść — czas (rys. 15) [6] jest symetryczna, jeżeli więc poprowadzimy styczną spełniającą warunek $01' = 01$, wtedy punkt przecięcia jej z krzywą wyznaczy t_0 i f_0 . To samo stosuje się do dowolnej innej stycznej $022'$ itd. Szukany punkt jest punktem przecięcia krzywej i zarazem punktem, w którym jej nachylenie jest największe.

Możemy zagadnienie również rozwiązać analitycznie, aproksymując w sąsiedztwie punktu przegięcia oraz jednego z końców krzywej, krzywą odcinkiem prostej (rys. 16) [6].

$$f = at + b, \quad (6)$$

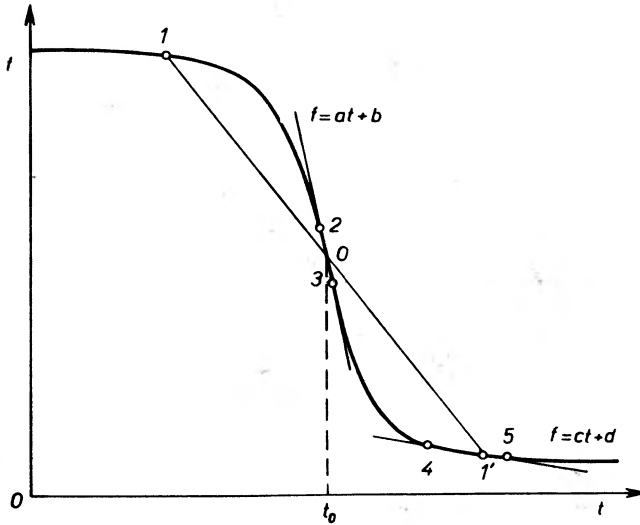
$$f = ct + d. \quad (7)$$

Przy pomocy par punktów 2,3 i 4,5 możemy wyznaczyć parametry a, b, c, d .
Wtedy

$$t_0 = (d - 2b + f_1 - ct) / 2(a - c). \quad (8)$$

f_1, t_1 odnoszą się do punktu 1.

Dokładniejszą wartość otrzymujemy, gdy zamiast liniowej interpolacji zastosujemy paraboliczną.



Rys. 16. Do analitycznego wyznaczenia t_0, f_0

2.4. Wyznaczenie prędkości ruchu i odległości r

W chwili $t = t_0$ maksymalna wartość nachylenia krzywej wynosi $-\frac{1}{\lambda} \left(\frac{v_0^2}{r_0} \right)$.

Jeżeli więc znana jest prędkość v_0 (z innych obliczeń), można, wyznaczywszy nachylenie krzywej w punkcie 0, wyznaczyć prosto odległość

$$r_0 = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{v_0^2}{-f'} \right), \quad (9)$$

gdzie f' — maksymalne nachylenie krzywej.

Przekształcając równanie (3) otrzymujemy

$$\frac{v_0^2 \Delta t^2}{\lambda^2 \Delta f^2} - \Delta t^2 = \frac{r_0^2}{v_0^2}, \quad (10)$$

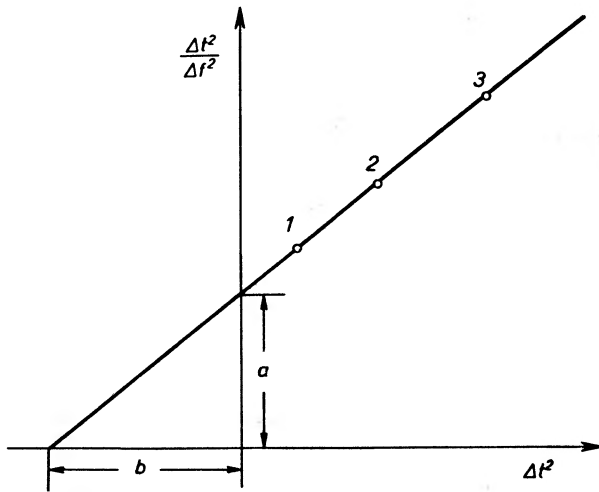
które można przedstawić na rysunku w postaci prostej (rys. 17) [6]:

$$a = \left. \frac{\Delta t^2}{\Delta f^2} \right|_{\Delta t^2=0} = \frac{\lambda^2 r_0^2}{v_0^4}, \quad (11)$$

$$b = - \left. \Delta t^2 \right|_{\frac{\Delta t^2}{\Delta f^2}=0} = \frac{r_0^2}{v_0^2}, \quad (12)$$

skąd

$$v_0 = \lambda \sqrt{\frac{b}{a}}, \quad (13)$$



Rys. 17. Zależność $\Delta t^2/\Delta f^2$ od Δt^2 , pozwalająca wyznaczyć r_0 i v_0 ,

$$r_0 = v_0 \sqrt{b} = \lambda \frac{b}{\sqrt{a}}, \quad (14)$$

2.5. Efekt Dopplera w przypadku ruchu jednostajnie przyspieszonego

W tym przypadku, jeżeli przyspieszenie wynosi a_0

$$r = \sqrt{r_0^2 + (v_0 \Delta t + a_0 \Delta t^2 / 2)^2}, \quad (15)$$

przy czym

v_0 — prędkość w chwili maksymalnego zbliżenia.

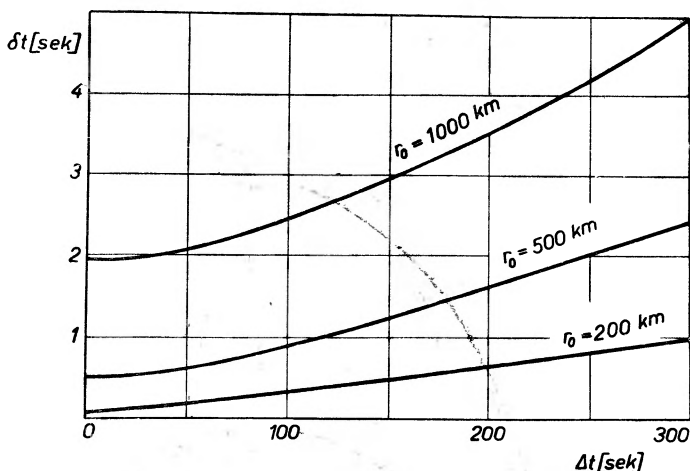
$$\Delta f = - \frac{1}{\lambda} \frac{dr}{dt} = - \frac{v_0}{\lambda} \frac{\left(1 + \frac{3}{2} \frac{a_0}{v_0} \Delta t + \frac{1}{2} \frac{a_0^2}{v_0^2} \Delta t^2\right) \Delta t}{\sqrt{\left(1 + \frac{1}{2} \frac{a_0}{v_0} \Delta t\right)^2 \Delta t^2 + \left(\frac{r_0}{v_0}\right)^2}}. \quad (16)$$

Ze względu na małą wartość a_0/v_0 (dla drugiego radzieckiego satelity ≤ 1 m/sek², dla pierwszego jeszcze mniejsza) można napisać przybliżenie

$$\Delta f = -\frac{v_0}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{\Delta t^2 + \left(\frac{r_0}{v_0}\right)^2}} \frac{\left(\Delta t + \frac{1}{2} \frac{a_0}{v_0} \Delta t^2\right) (3 - \Delta t^2)}{\Delta t^2 + \left(\frac{r_0}{v_0}\right)^2} \quad (17)$$

gdy Δt nie jest zbyt duże.

Przejście satelity w odległości minimalnej wypada na chwilę $\Delta t = 0$, ale krzywa jest niesymetryczna, więc do wartości wyznaczonej poprzednią metodą



Rys. 18. Wpływ przyspieszenia na wyznaczenie t_0 ($v_0 = 8000$ m/sek, $a_0 = 1$ m/sek²) dla różnych r_0

dochodzi pewien błąd δt , tym większy, im większe jest a_0/v_0 i bardziej płasko przebiega sieczna. Rys. 7 otrzymano dla $v_0 = 8000$ m/sek, $a_0 = 1$ m/sek². W otoczeniu apogeum lub perigeum ten błąd można na ogół pominąć. Błędy spowodowane tym w wyznaczeniu v_0 i r_0 na ogół również można pominąć. Wpływ przyspieszenia na wyznaczenia t_0 przedstawia rysunek 18 [6].

2.6. Wpływ krzywizny trajektorii [6]

W tym przypadku można w zakresie pola widzenia zastąpić tor kołem krzywiznowym w punkcie maksymalnego zbliżenia B . Niech punkt obserwacji leży w płaszczyźnie tego koła.

Na rys. 19 krzywa 1 przedstawia trajektorię ruchu, 2 — koło ściśle styczne z środkiem w C i 3 styczną w punkcie maksymalnego zbliżenia B , minimalny

promień wodzący $OB = r_0$, promień krzywizny $CB = R_0$. Z trójkąta AOC otrzymujemy

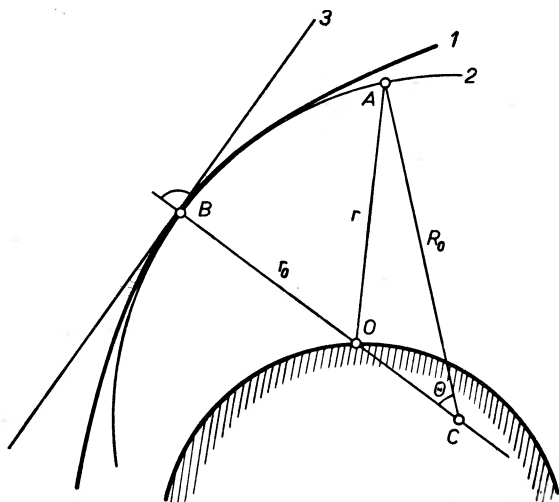
$$r = \sqrt{R_0^2 + (R_0 - r_0)^2 - 2R_0(R_0 - r_0)\cos\theta}. \quad (18)$$

Radialna prędkość punktu A wynosi

$$v_r = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{R_0(R_0 - r_0)\sin\theta \frac{d\theta}{dt}}{\sqrt{2R_0(R_0 - r_0)(1 - \cos\theta) + r_0^2}}. \quad (19)$$

Przy jednostajnym ruchu po okręgu i prędkości v_0 kąt centralny

$$\theta = \frac{v_0}{R_0} \Delta t, \quad \Delta t = t - t_0, \quad (20)$$



Rys. 19. Zastąpienie orbity kołem ściśle stycznym

a efekt Dopplera opisany jest równaniem

$$\Delta f = -\frac{1}{\lambda} \frac{dr}{dt} = \frac{-\frac{v_0}{\lambda} (R_0 - r_0) \sin\theta}{\sqrt{2R_0(R_0 - r_0)(1 - \cos\theta) + r_0^2}}. \quad (21)$$

W strefie bezpośredniej widzialności kąt θ jest mały, $r_0/R_0 \ll 1$, $\sin\theta = \theta$, $\cos\theta = 1 - \theta^2/2$, więc

$$\Delta f \simeq -\frac{v_0}{\lambda} \frac{\sqrt{\frac{R_0 - r_0}{R_0} \Delta t}}{\sqrt{\Delta t^2 + \frac{R_0}{R_0 - r_0} \cdot \left(\frac{r_0}{v_0}\right)^2}}. \quad (22)$$

Z porównania równań (21) i (22) wynika, że prawo zmiany częstości w pobliżu $\Delta t = 0$ jest takie samo jak dla liniowej trajektorii, z tą jedynie różnicą, że w przypadku kołowej trajektorii wchodzi w miejsce prędkości v_0 wielkość

$$v_0 \sqrt{(R_0 - r_0)/R_0} \cong v_0(1 - r_0/2R_0). \quad (23)$$

Można więc w przypadku kołowej i eliptycznej orbity w pobliżu punktu maksymalnego zbliżenia stosować tę samą metodykę, co w przypadku torów prostoliniowych. Jedynie wartość prędkości wymaga odpowiedniego przeliczenia.

2.7. Wpływ niemonochromatycznej fali [14]

W technice nawigacyjnej i w łączności ze sztucznymi satelitami stosuje się często niemonochromatyczne sygnały, więc albo modulowane amplitudowo, częstościowo czy fazowo, które jak wiadomo posiadają widmo częstościowe złożone z trzech pasm: częstości nośnej i dwu pasm bocznych sumowego i różnicowego, albo w formie ciągu impulsów prostokątnych, przedstawialnych nieskończonym szeregiem Fouriera. Jeżeli występuje efekt Dopplera, sygnały tego rodzaju ulegają zniekształceniu. Można to najprościej przedstawić na przykładzie drgania sinusoidalnego o częstości nośnej f_0 , modulowanego amplitudowo częstością F . Wtedy częstości trzech wyżej wymienionych pasm wynoszą odpowiednio f_c , $f_c - F$, $f_c + F$. Stosując do każdej częstości formułę Dopplera, otrzymujemy

$$f_c(1 + v/c) = f_c + \Delta f_c, \quad (24)$$

gdzie

$$\Delta f_c = f_c(v/c), \quad (25)$$

$$(f_c - F)(1 + v/c) = f_c + \Delta f_c - (F + F(v/c)), \quad (26)$$

$$(f_c + F)(1 + v/c) = f_c + \Delta f_c + (F + F(v/c)). \quad (27)$$

Ponieważ używanie tego rodzaju fal jest nieuniknione, badano szczegółowo szkodliwy wpływ efektu. Na przykład w przypadku nadawania telewizji za pośrednictwem satelitów, badania przeprowadzone przy pomocy amerykańskiego satelity Telstar użytego do przesyłania telewizji kolorowej (system NTSC) wykazały, że efekt ten jest tak mały, że można go pominąć.

2.8. Wyznaczanie parametrów i kształtu orbit

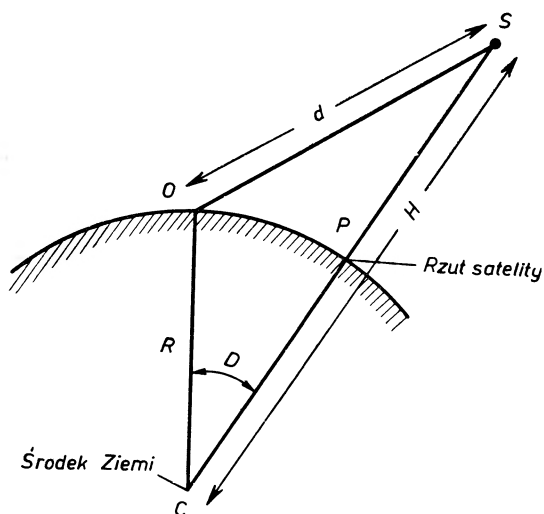
Istnieje bardzo wiele sposobów wyznaczania kształtu orbit satelitów oraz charakteryzujących je parametrów. Zasada jest różna w zależności od tego, ile stacji pomocniczych jest włączonych w aparaturę. Zwyczajnie dane wyznaczone przez stacje aparatury są podawane do maszyny elektronicznej, która wykonuje potrzebne obliczenia. Aby zrozumieć, jak odbywa się wyznaczanie

orbity, podamy przykład. Oczywiście obliczenia są uzależnione od tego, w jakim układzie współrzędnych są dokonywane. Nie wdając się w szczegóły związane z określeniem różnych używanych w astronomii i astronautyce układów współrzędnych, przyjmujemy układ na rys. 20 [14]. Dla prostoty przyjmujemy, że orbita jest kołowa i że nie uwzględniamy ruchu obrotowego Ziemi. Z prawa Carnota otrzymujemy

$$d^2 = R^2 + H^2 - 2RH \cos(D), \quad (28)$$

gdzie

- d — odległość satelity od stacji naziemnej,
- H — odległość od środka Ziemi do satelity,
- R — promień Ziemi,
- D — kąt, określony jak na rysunku.



Rys. 20. Wyznaczenie odległości satelity metodą Dopplera

Oczywiście wielkości występujące w równaniu (28) są funkcjami czasu, więc różniczkując równanie względem czasu otrzymujemy (przecinkiem oznaczono pochodną wzgl. czasu)

$$dd' = HH' - RH' \cos D + RH \sin D \cdot D'. \quad (29)$$

Jeżeli orbita jest kołowa i koncentryczna z kulą ziemską

$$d' = HR \sin D \cdot D' / d. \quad (30)$$

Wstawiając te dane do wzoru na efekt Dopplera, otrzymujemy

$$\Delta f_c = -f_c HR \sin D \cdot D' / cd, \quad (31)$$

gdzie

- c — prędkość światła w próżni,
- f_c — częstość wysyłana przez źródło.

Aby wyeliminować pochodną D' , posługujemy się rys. 21 [14]. Tu łuk TT' przedstawia rzut toru satelity na powierzchnię Ziemi, na rysunku oznaczono minimalną wartość kąta D_{\min} , P oznacza rzut satelity na powierzchnię Ziemi. Z prostokątnego trójkąta sferycznego OPM otrzymujemy

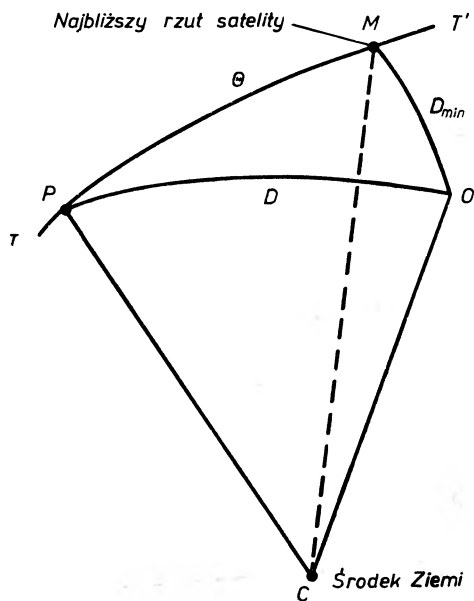
$$\cos D = \cos \theta \cdot \cos D_{\min}, \quad (32)$$

skąd po zróżniczkowaniu względem czasu i podstawieniu, że

$$\theta = \omega_c t + \varphi_0, \quad \theta' = \omega_c \quad (33)$$

otrzymujemy

$$\Delta f_c = -f_c H R \omega_c \cos D_{\min} \cdot \sin(\omega_c t + \varphi_0) / c d, \quad (34)$$



Rys. 21. Rysunek pomocniczy do rysunku 20

ω_c — oznacza prędkość kątową obrotu satelity,
 φ_0 — fazę początkową.

Zasadę wyznaczenia odległości planety (satelity) od Ziemi z uwzględnieniem ich wzajemnego obrotu i obrotu dokoła słońca podano na rys. 22 i 23 [12]. Jak wiadomo, przesunięcie Dopplera oblicza się na podstawie rzutu prędkości względnej układu planeta — Ziemia.

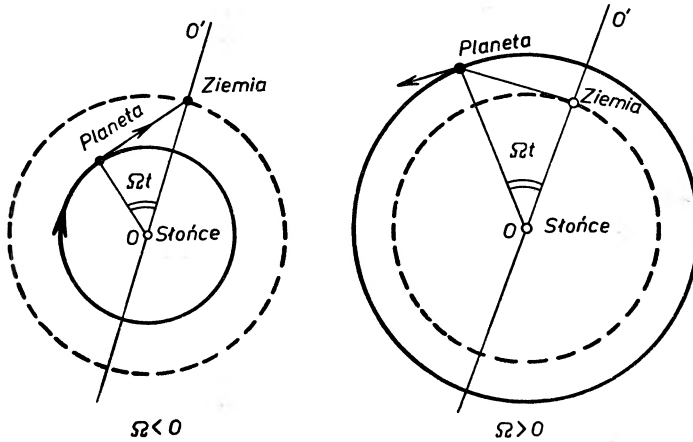
$$v_1 = (d/dt)R(t), \quad (35)$$

gdzie

$R(t)$ — odległość między składnikami układu. Przesunięcie Dopplera

$$\Delta f_d = v_1(f_0/c) \quad (36)$$

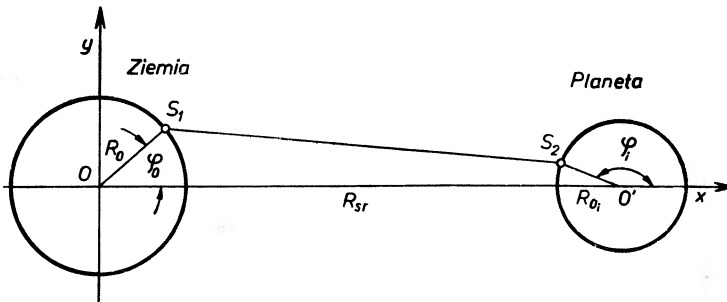
składa się z dwu części: powoli zmiennej, wywołanej obrotem planety i Ziemi dookoła słońca i szybkozmiennej, wywołanej obrotem planety i Ziemi dookoła swych osi. Obliczymy je osobno przy upraszczających założeniach, które tylko nieznacznie wpływają na wynik, mianowicie, że:



Rys. 22. Wyznaczenie średniej odległości planety od Ziemi

1. orbity obu ciał są kołowe,
2. płaszczyzna orbity planety pokrywa się z płaszczyzną orbity Ziemi.

Na rys. 22 przedstawiono dwa położenia wzajemne planety i Ziemi, którym odpowiada $\Omega = \omega_1 - \omega_2 \lesseqgtr 0$, gdzie Ω względna prędkość kątowna, ω_1, ω_2 prędkości



Rys. 23. Wyznaczenie prawdziwej odległości punktów S_1 i S_2 na powierzchni Ziemi i planety
kości składników układu. Powoli zmienna część prędkości Dopplera wynosi

$$v_{11} = \frac{d}{dt} R_{sr}, \quad (37)$$

gdzie z twierdzenia Carnota

$$R_{sr} = \sqrt{R_i^2 + R_z^2 - 2R_i R_z \cos \Omega t}, \quad (38)$$

przy czym

R_i, R_z — promień orbity planety lub Ziemi.

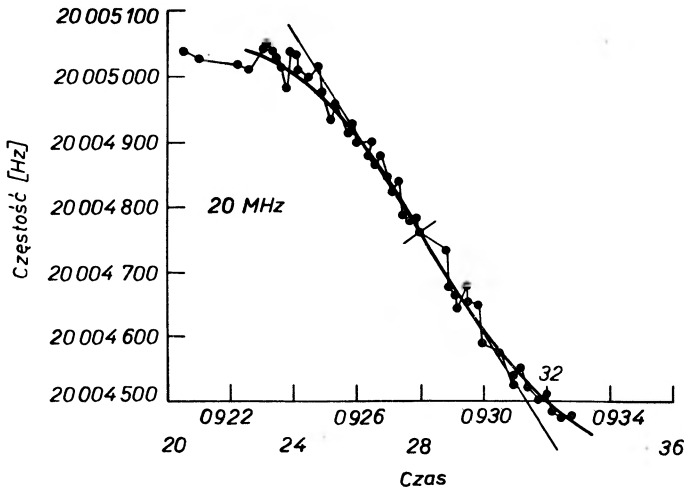
Maksymalna wartość tego wyrażenia

$$f_{d\max} = 2(f_0/c)(\Omega R_i + R_{0i}\omega_i + R_0\omega_0). \quad (46)$$

Rozpatrzmy zagadnienie wyznaczenia położenia satelity i jego toru z punktu widzenia zastosowanych środków pomiarowych. Podamy tu zasadę jednego sposobu pomiaru na rys. 24 [16], gdzie mamy trzy stacje pomiarowe R_i i planetę P . Stacje znajdują się wszystkie na przykład na Ziemi.

Oznaczamy

$$\begin{aligned} r_i^2 &= (x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + (z_i - z)^2 \\ \bar{d}_i^2 &= x_i^2 + y_i^2 + z_i^2 \\ r^2 &= x^2 + y^2 + z^2 \end{aligned} \quad (47)$$



Rys. 25. Krzywa częstość — czas w przypadku trzeciego radzieckiego satelity (orbita nr 2294, 29. 10. 1958). Na krzywej widoczne są wahania statystyczne

oraz wprowadzając

$$V_{ij} = (1/2)[(r_i^2 - r_j^2) - (\bar{d}_i^2 - \bar{d}_j^2)] \quad (48)$$

otrzymujemy liniowy układ równań na wyznaczenie x, y, z , z którego i pierwszego równania (47) na wyznaczenie z otrzymujemy równanie

$$(a^2 + b^2 + 1)z^2 + 2(as + bt - ax_i - by_i - z_i)z + (s^2 + t^2 + \bar{d}_i^2 - r_i^2 - 2sx_i - 2ty_i) = 0, \quad (49)$$

przy czym wielkości występujące jako współczynniki wyrażają się przez znane z założenia położenia (x_i, y_i, z_i) oraz wielkości V_{ij} .

Równanie (49) daje te same wyniki na z dla każdej z trzech wartości i . Jak widać z równania (49), wynik nie jest jednoznaczny. Jednoznaczny wynik otrzymuje się jednak, przyjmując, że wszystkie stacje odbiorcze leżą na jednej płaszczyźnie ($z_i = 0$, wtedy $a = 0, b = 0, x = s, y = t$,

$$z = (2sx_i + 2ty_i + r_i^2 - \bar{d}_i^2 - s^2 - t^2) \quad (50)$$

Zagadnienie jednoznaczności wyznaczenia położenia satelity może być również zinterpretowane geometrycznie [15]. Jeżeli dana stacja mierzy tylko jeden parametr, wtedy wyznacza położenie satelity na pewnej powierzchni, poprowadzonej dokoła punktu pomiarowego. Jednoznaczne położenie satelity otrzymujemy, jeżeli powierzchnie poprowadzone dla poszczególnych punktów pomiarowych przecinają się w jednym punkcie. W zależności od tego, jaka wielkość jest mierzona, wchodzi w grę różne powierzchnie, jak stożek, płaszczyzna, kula, hiperboloid obrotowy, elipsoida itd. W zależności od tego, jakie powierzchnie są brane pod uwagę, otrzymujemy różną dokładność. W szczególności w omówionej wyżej metodzie, problem sprowadza się do przecięcia trzech kul w jednym punkcie.

3. Czynniki zaburzające pomiary

W poprzednich rozdziałach założono idealny ośrodek, w którym rozchodzą się fale radiowe i który nie wpływa na prędkość fali elektromagnetycznej ani też na jej właściwości. W rzeczywistości na drodze między Ziemią i satelitą znajduje się atmosfera ziemska, która powoduje refrakcję. W jonosferze poddanej działaniu magnetycznego pola Ziemi występuje dwójłomność, zmiana polaryzacji i absorpcja fali. W pracy [2] podano specjalne tablice pozwalające uwzględnić wpływ refrakcji. Niekiedy daje się on wyznaczyć na podstawie efektu Faradaya, ustępującego w jonosferze [4]. Wpływ jonosfery przejawia się również w statystycznych wahaniami, jak to przedstawiono na rys. 25. Wynika stąd konieczność uśredniania pomiarów dokonywanych w pewnym czasie. Jeżeli chodzi o wahania statystyczne, to opisujemy je formułą

$$U_{sz}^2 = 4kTR\Delta f, \quad (51)$$

gdzie

U_{sz} — wartość skuteczna napięcia szumów,

k — stała Boltzmanna,

T — temperatura bezwzględna elementu wytwarzającego szumy,

R — jego opór,

Δf — szerokość pasma częstotliwości przepuszczanych przez aparaturę.

Wzór powyższy wyprowadzony dla szumów lamp elektronowych i oporów elektrycznych, uogólniono na szumy dowolne, wprowadzając umowną temperaturę szumów i umowny opór. Na drodze Ziemia — satelita najwyższą temperaturę szumów posiada aparatura elektroniczna, wskutek tego praktycznie wystarczy ograniczyć się do jej redukcji celem zmniejszenia szumów. Jest to możliwe przy użyciu specjalnych wzmacniaczy (parametrycznych, molekularnych, (maserów)). Niekiedy można zredukować napięcie szumów ograniczając pasmo częstotściowe.

Dla zwiększenia pewności odbioru fal elektromagnetycznych stosuje się też specjalne środki, np. przy pomiarach radiolokacyjnych planety Wenus w związku z lotem rakiety radzieckiej [1, 8, 10]. Osiągnięto pewne działanie fal

radiowych do odległości rzędu 40 milionów km. Tego samego rzędu odległości osiągnięto przy pomocy urządzeń amerykańskich [12]. Zawodzenie aparatury przy większych odległościach przypisywane jest wadliwemu działaniu baterii słonecznych. W układach dopplerowskich stosuje się też specjalny filtr, który wykorzystuje fakt, że na ogół napięcie szumów posiada inne widmo częstościowe, aniżeli sygnał użyteczny i na tej zasadzie można znacznie osłabić szumy [5].

Z sukcesów metod dopplerowskich należy wymienić pomiar jednostki astronomicznej (średnia odległość środka mas Ziemia — Księżyc od Słońca), którą wyznaczono dokładniej niż innymi metodami. Na podstawie pomiarów radzieckich [7] wynosi ona $149\,598\,000 \pm 3\,300$ km. Bardzo bliskie są wyniki pomiarów angielskich i amerykańskich [13]. Metody te pozwalają również obliczyć wpływ nierówności powierzchni Ziemi na ruch satelity [11]. Z oszacowań wynika również, że powinien dać się wykryć relatywistyczny efekt wpływu pola grawitacyjnego na przebieg fal elektromagnetycznych.

Application of the Doppler Method in Problems of Cosmic Navigation

Abstract: The paper gives formulae for calculating the Doppler effect, being a generalization of that found in elementary text-books on physics, for the purpose of determining the position of a satellite, its velocity and orbit as regards shape and position, and also for determining whether the motion is uniform or uniformly variable and whether the objects between which the wave travels possess rotational motion. The theory is illustrated by a number of examples taken from measurements of the aforementioned magnitudes for a number of Soviet and U. S. satellites. There is also a discussion on the effect of the polychromicity of the wave and a number of factors which perturb measurements, such as refraction, the Faraday effect, damping in the ionosphere, noise in the transmitting and receiving apparatus. There is mention of methods of decreasing the effect of such perturbances. Finally, there are mentioned other applications of the Doppler effect as, for example, in geodetic surveys, checking the influence of the gravitational field on the course of radiation, and so on.

Literatura

- [1] W. I. Bunimowicz, W. A. Morozow, *O prijimie słabych sygnałow metodom binarnowo nakoplenia*, *Radiotechnika i Elektronika*, nr 11, 1873 (1962).
- [2] P. F. Handel, F. Hoendorf, *IRE Trans. Milit. Electronics*, Mil. 3, Nr 4, 162—172 (1959).
- [3] H. Hoffman, *IRE Nat. Conv., Rec. 7*, 227—239 (1959).
- [4] H. P. Hutchinson, P. R. Arendt, *Proc. IRE*, 48, 670—671 (1960).
- [5] A. W. Kantor, *Apparatura i metody izmierienii pri ispytaniach raket*, Oboronizd, 1963.
- [6] W. A. Kotelnikow, et al., *Ispolzowanie efekta Dopplera dla opriedielenia parametrow orbity iskrustwiennykh sputnikow ziemi*, *Radiotechnika i Elektronika*, 7, 873 (1958).
- [7] W. A. Kotelnikow et al., *Rezultaty radiolokacji Wenery w 1961 g*, *Radiotechnika i Elektronika*, 11, 1860 (1962).
- [8] W. A. Kotelnikow et al., *Radiolokacionnaja ustanowka izpolzowawszajasa pri radiolokacji Wenery w 1961 g*, *Radiotechnika i Elektronika*, 11, 1851 (1962).

- [9] O. P. Layden, H. D. Tanzman, *IRE Nat Conv., Rec. 7*, 54—60 (1959).
- [10] W. A. Morozow, Z. G. Trunowa, *Analizator słabych sygnałów ispolzowawszyjsa pri radiolokacji Wenerzy w 1961 g*, *Radiotechnika i Elektronika*, **11**, 1880 (1962).
- [11] R. Newton, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **48**, 754—758 (1960).
- [12] N. T. Petrowicz, E. F. Kamniew, *Woprosy kosmiczeskiej swiazi*, Sow. Radio, Moskwa 1965.
- [13] *Radiolokacja Wenerzy*, Izd. Inostr. Lit., Moskwa 1963.
- [14] *Radioswiaz s pomoszczu iskustwiennych sputnikow ziemi*, Izd. Swiaz, Technika swiazi za rubiezom, 1964.
- [15] *Sprawocznik po kosmonautykie*, Woj. Izd. Min. Obor. SSSR, Moskwa 1966.
- [16] E. V. B. Stearns, *Navigation and Guidance in Space*, Englewood Clifs NY., tłum. ros. Wojen. Izd. Min. Obor. SSSR, Moskwa 1966.
- [17] *Uprawlenie polotom kosmiczeskich apparatow*, Zbior przekładow z angielskiego, Red. P. Z. Kriss, L. I. Kuzniecowa, Izd. Inostr. LiteratURY, Moskwa 1963.

Bronisław Kuchowicz

Katedra Radiochemii Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Strumień powolnych neutronów w atmosferze ziemskiej

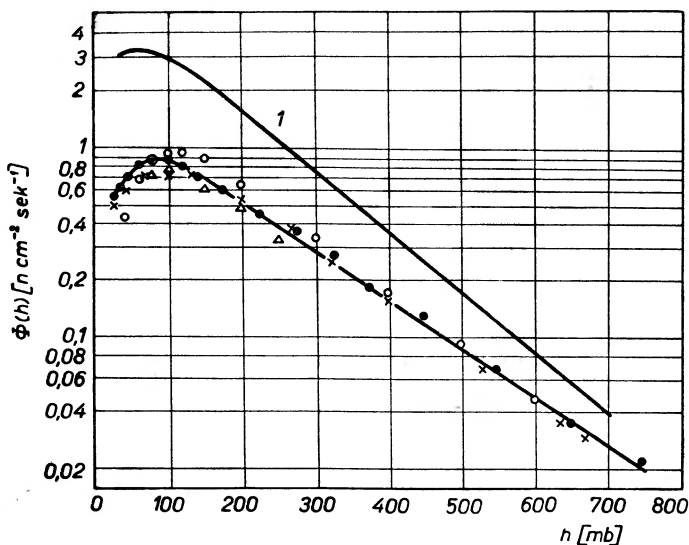
W oddziaływaniach promieni kosmicznych z atmosferą ziemską powstają między innymi neutrony; od wielu lat próbuje się wyznaczyć ich strumień na różnych wysokościach, umieszczając aparaturę pomiarową w balonach i samolotach. W niniejszym komunikacie ograniczam się do przedstawienia ostatnich wyników eksperymentalnych dla neutronów powolnych o energiach w przedziale od energii rzędu termicznych do 100 eV.

W. D. Sokołow [1] przedstawił wyniki pomiarów zrealizowanych przy użyciu balonów w latach 1960—1962 w Jakucku. Natężenie strumienia neutronów wyznaczono przy użyciu liczników typu SNM-5, wypełnionych trójfluorkiem boru; średnica liczników wynosiła 3,5 cm, długość czynna — 19 cm. Ciśnienie wewnętrzne gazu odpowiadało 25 cm Hg. Natężenie strumienia wyznaczane było jednocześnie za pomocą dwu liczników, różniących się tylko stopniem wzbogacenia boru w izotop ^{10}B (w licznikach zawierających bor wzbogacony w ten izotop stopień wzbogacenia był równy 95%). Aparatura została opisana przed kilku laty w pracy [2].

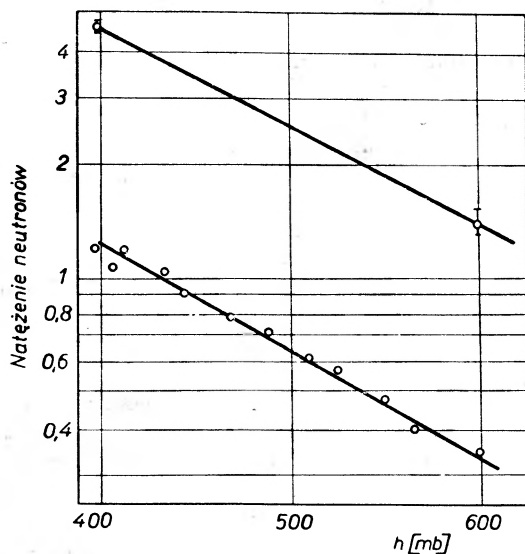
Na podstawie danych z sześciu lotów balonowych wyprowadzono zależność strumienia neutronów powolnych $\Phi(h)$ od wysokości h ; wielkość h wyrażono w jednostkach ciśnienia słupa powietrza (w milibarach) nad danym poziomem. Maksymalna wartość, równą około 0,9 neutronów na cm^2 na sek., obserwuje się na wysokości odpowiadającej ciśnieniu 90 milibarów. W zakresie ciśnień od 200 do 700 mb zależność strumienia od wysokości h spada wykładniczo ze wzrostem h . Według oszacowań autora strumień neutronów udało się wyznaczyć z dokładnością do 15—20%.

Na rysunku obok przedstawiono wyniki pomiarów w Jakucku wraz z wynikami wcześniejszych eksperymentów, w których użyto detektorów w tym samym przedziale energii, a pomiary prowadzono w zbliżonych warunkach. Są to dane z prac Sobermana [3], Yuana [4] i Davisa [5]. Widać, że choć pomiary prowadzone były w różnych okresach czasu (od 1948 do 1962 r.) przy użyciu liczników o różnych parametrach, zgodność wyników jest zadziwiająco dobra. Wydaje się, że pewne rozbieżności, zwłaszcza w pobliżu poziomu 100—120 mb, przypisać można temu, że pomiary prowadzono w okresach różnej aktywności słonecznej.

Na tymże rysunku krzywa 1 przedstawia oczekiwany rozkład strumienia powolnych neutronów według pracy Hessa i innych [6]. Różnica systematyczna między tą krzywą, a wynikami eksperymentalnymi pochodzi, jak się zdaje, stąd, że Hess wyprowadził przebieg strumienia neutronów w oparciu o pomiary prowadzone w samolocie, podczas gdy pozostałe eksperymenty przeprowadzono [1], [3], [4], [5] przy użyciu balonów. Tymczasem przy użyciu samolotu możliwa jest lokalna generacja neutronów w masie samolotu, jak również spowolnienie przechodzących przez jego masę neutronów z atmosfery. Tak więc natężenie strumienia



Rys. 1. Strumień neutronów powolnych na różnych wysokościach: ● wyniki Sokółowa 1960—62 [1], ○ wyniki Sobermana 1954 [3], × wyniki Yuana 1949 [4], △ wyniki Davisa 1948—49 [5], 1 — krzywa teoretyczna Hessa [6]



Rys. 2. Nateżenie neutronów w zależności od wysokości: krzywa górna — wyniki dla samolotu, krzywa dolna — wyniki dla balonu

neutronów wewnątrz samolotu może być wyższe niż na zewnątrz. Zostało to potwierdzone eksperymentalnie w Jakucku. Na rys. 2 przedstawiono wyniki pomiarów natężenia strumienia neutronów na różnych wysokościach, uzyskane przy użyciu samolotu (krzywa górna) i balonu (krzywa dolna).

Flux of Slow Neutrons in Atmosphere

Abstract: Results are given of measurements of the flux of slow neutrons with energies from thermal up to 100 keV. They were performed with the help of balloons in the years 1960—62 in Yakutsk. Counters filled with BF_3 were used to measure the neutron flux intensity. From six balloon flights the height distribution of the neutron flux in dependence on the atmospheric pressure was deduced. In a figure the results are compared with those of earlier experiments which were performed under similar conditions, and with detectors sensible in the same energy region. The agreement may be regarded as good, though the experimental values come from the years from 1948 up to 1962. The disagreement between the results obtained with the help of balloon flights and via airplanes is discussed.

Literatura

- [1] W. D. Sokołow, *Geomagnetizm i Aeronomia*, **6**, 1107 (1966).
- [2] W. D. Sokołow, I. N. Kapustin, *Trudy Jakutsk. Filiala SO AN SSSR, ser. fiz.*, **4**, 10 (1961).
- [3] R. K. Soberman, raport (lipiec 1955).
- [4] L. C. L. Yuan, *Phys. Rev.*, **81**, 175 (1951).
- [5] W. O. Davis, *Phys. Rev.*, **80**, 150 (1950).
- [6] W. N. Hess, H. W. Patterson, R. Wallace, E. L. Chupp, *Phys. Rev.*, **116**, 445 (1959).

Mieczysław Subotowicz

Uniwersytet im. M. Curie-Skłodowskiej
Lublin

Czy meteor z antymaterii może dotrzeć do powierzchni Ziemi?

Pytanie w tytule niniejszej notatki wiąże się z dwoma artykułami, jakie ostatnio ukazały się w *Postęпах Fizyki* [1], [2], a dotyczącymi antymaterii.

Istnieje wiele argumentów za pełną symetrią między cząstkami i antycząstkami, zarówno w fizyce cząstek elementarnych, jak i w kosmologii. Kosmologicznym wyrazem tego faktu powinny być — jak się przypuszcza — jednakowe ilości materii i antymaterii we Wszechświecie [3], [1]. Istnieją możliwości eksperymentalnej weryfikacji występowania antymaterii w otoczeniu i w obszarze Układu Słonecznego. Wpadając bowiem do atmosfery, antymateria meteorowa dawałaby w procesach anihilacji twarde promieniowanie γ o energii kwantów większej niż 70 MeV oraz szybkie neutrony i antyneutrony. Eksperymentator, poszukujący śladów meteorów pochodzących z rozpadu komet z antymaterii, musiałby mierzyć to właśnie promieniowanie γ . Takie pomiary zostały niedawno (1966 r.) przeprowadzone [2]. W wyniku ich oszacowano graniczną masę mikrometeoru z antymaterii na 10^{-9} do 10^{-10} g. Na graniczne stężenie antymaterii w otaczającej nas przestrzeni otrzymano liczbę 10^{-7} antynukleonów na cm^3 .

W zakończeniu artykułu [2] wyrażono opinie, że w świetle tych wyników mniej fantazyjna wydaje się być hipoteza o meteorycie Tunguskim jako bryle antymaterii [4].

Jednak hipoteza ta pozostaje nadal trudna do przyjęcia, jak to wynika z pracy Nauenberga i Rudermana [5]. Przy zderzeniu wyparowanego z meteoru antyatomu o energii kinetycznej równej kilku eV z atomem gazu atmosfery ziemskiej powstaje pozytronium (wodoropodobny układ pozytronu i elektronu) oraz protonium (cząsteczka utworzona z dodatniego protonu i ujemnego antyjonu; jeżeli jonem dodatnim nie jest proton, taka cząsteczka bywa nazywana [5] „nullekułą“, w przeciwieństwie do „molekuły“). Cząsteczka ta bardzo szybko straci swe pozytrony i elektrony w postaci pozytronium, a także w procesie emisji Auger lub anihilacji $e^- - e^+$, a w ciągu mniej niż 10^{-5} sek nastąpi anihilacja między nukleonami i antynukleonami. Przekrój czynny na zderzenie elastyczne atomu i antyatomu jest porównywalny z przekrojem czynnym na utworzenie protonium. Czyli każdy wyparowany z meteoru antyatom z dużym prawdopodobieństwem zanihiluje, skoro się tylko zderzy z atomem atmosfery. Z chwilą więc wejścia meteoru do obszaru atmosfery, rośnie liczba zderzeń z atomami. W związku z procesami anihilacji meteor pocnie się nagrzewać. W rezultacie wystąpi intensywne parowanie antyatomów z powierzchni tego meteoru. Ten silny strumień parujących antyatomów będzie osłaniać meteor przed dalszymi bezpośrednimi zderzeniami z atomami atmosfery (jest to proces analogiczny do tak zwanego zjawiska Leidenfrost; polega ono na wytwarzaniu się termicznie izolującej warstewki pary wodnej między warstwą wody a jej metalowym pojemnikiem, silnie rozżarzonym). Należy jednak uwzględnić dalsze ogrzewanie się meteoru przez pochłanianie wtórnego promieniowania wysyłanego po anihilacji antyatomu i atomu. Odprowadzanie ciepła poprzez przewodzenie termiczne i promieniowanie staje się niewystarczające, aby uchronić

meteor przed coraz intensywniejszym parowaniem, skoro tylko gęstość gazów atmosfery zaczyna się zbliżać do wartości 10^8 atomów/cm³ (czyli na wysokości ponad 300 km nad powierzchnią Ziemi). Energia pochłaniana przez meteor, dostarczana przez wtórne promieniowanie wysyłane po anihilacji, będzie rosła lawinowo ze wzrostem prędkości parowania meteoru. Tak więc meteor z antimaterii wyparuje, zanim dotrze w atmosferze do wysokości 300 km ponad powierzchnią Ziemi. Charakter zniszczeń wywołanych przez tak zwany meteoryt Tunguski na Syberii (1908 r.) wykazuje, że nie mogły one być spowodowane eksplozją na wysokości około 300 km ponad ziemią.

Is it Possible for Antimatter Meteor to Reach the Surface of the Earth?

Abstract: The author discusses the question of the possibility of reaching the surface of the Earth by the meteors consisted of the antimatter.

Literatura

- [1] H. Alfvén, *Rev. Mod. Phys.*, **17**, 652 (1965), tłumaczenie, *Postępy Fizyki*, **17**, 441 (1966).
- [2] B. Kuchowicz, *Postępy Fizyki*, **17**, 565 (1966).
- [3] R. A. Alpher, R. Herman, *Science*, **128**, 904 (1958).
- [4] C. Cowen, C. R. Atluri, W. F. Libby, *Nature*, **206**, 861 (1965).
- [5] M. Nauenberg, M. A. Ruderman, *Phys. Letters*, **22**, 512 (1966).

W związku z recenzją książki S. A. Altszulera i B. M. Kozyriewa pt. *Elektronowy rezonans paramagnetyczny* Państwowe Wydawnictwo Naukowe zwróciło się do Redakcji Postępów Fizyki o ogłoszenie wyjaśnienia następującej treści:

Przemysł poligraficzny w Polsce jest niestety przestarzały i dysponuje małą mocą produkcyjną, w związku z czym od lat obserwuje się stałe wydłużanie się okresu czasu, jaki upływa od momentu podjęcia przez Wydawnictwo decyzji o przystąpieniu do wydania książki do chwili, kiedy ukaże się ona na rynku księgarskim.

Ponieważ nie mamy zupełnie wpływu na przebieg i czas trwania składu oraz druku książki (w przypadku recenzowanej książki wynosił on 21 miesięcy), staramy się do minimum skracać okres przeznaczony na tłumaczenie i redagowanie pracy. W przypadku książek o tematyce szybko ulegającej dezaktualizacji, PWN podejmuje specjalne starania zmierzające do skrócenia czasu składania i druku, jednak ze względu na stale wzrastające obciążenie drukarni nie przynoszą one z reguły pozytywnych rezultatów. W tej sytuacji należy się liczyć z tym, że w ciągu najbliższych lat szereg książek podobnie jak i książka Altszulera i Kozyriewa ukaże się z opóźnieniem. W przypadku przekładów nakładają się na siebie 2 opóźnienia — pierwsze spowodowane tym, że już oryginał jest nieco zdezaktualizowany. Redakcja Wydawnictw Fizyki stara się więc, aby książki tłumaczone zostały zaopatrzone w odpowiednie uzupełnienia, przypisy oraz dodatkową literaturę, niwelujące choć w pewnym stopniu skutki tego pierwotnego opóźnienia.

Kierownik Redakcji Wydawnictw Fizyki
(W. Kosińska)

Friedrich L. Boschke: Proces tworzenia trwa. Tłumaczył z niemieckiego Tadeusz Piotrowski. PWN, Warszawa 1966, Biblioteka Problemów, tom 96, str. 359

Ta popularno-naukowa książka zajmuje się zagadnieniami ewolucji wszechświata, historią Ziemi oraz powstaniem i rozwojem życia na Ziemi. Nie jest to systematyczny wykład, lecz raczej zbiór opowiadań związanych wspólnym tematem. Książka składa się z czterech części. W części pierwszej autor opowiada, w jaki sposób fizycy i astronomowie doszli do możliwości oznaczania wieku zabytków archeologicznych, wieku skał, wieku Ziemi i meteorytów. Druga część poświęcona jest opowiadaniom o wszechświecie, o jego budowie jako całości i o elementach tworzących go: o atomach i cząstkach elementarnych. Część trzecia jest wykładem wybranych i chyba najciekawszych działów geofizyki, wśród nich teorii wędrujących kontynentów. W tym rozdziale autor dyskutuje też wyniki ostatnich badań przestrzeni otaczającej Ziemię i powierzchni Księżyca za pomocą sztucznych satelitów i sond księżycowych. Część czwarta poświęcona jest powstaniu i rozwojowi życia na Ziemi, a zwłaszcza zagadnieniu powstania pierwotnych form życia z materii nieożywionej. Część ta kończy się opisem badań meteorytów, których pewne składniki mają budowę chemiczną tego typu jak ziemska materia nieorganiczna.

Książka napisana jest interesująco i z dużą erudycją i można ją polecić każdemu, kto interesuje się naukami przyrodniczymi. Autor starając się o to, aby czytelnik nie nużył się czytaniem dużej ilości faktów, wybiera fakty istotne i interesujące. Dobrym urozmaiceniem

książki są opowiadania i anegdoty o uczonych, których dzieło autor omawia w książce. Jednak autorowi można zarzucić w paru przypadkach zbyt entuzjizm w stosunku do niektórych nowych teorii fizycznych. Czytelnik mógłby odnieść wrażenie, że na przykład teoria Jordana powstania wszechświata, lub „formuła świata“ Heisenberga to teorie ogólnie uznane, gdy tymczasem są to próby nie mające wielu zwolenników poza ich twórcą i kręgiem ich bliskich współpracowników. Oprócz tego należałoby sprostować w ewentualnym następnym wydaniu: na str. 79: obiekt, który ucieka od nas z prędkością wynoszącą 46% prędkości światła, znajduje się nie o 6 milionów, lecz o 6 miliardów lat światła od nas, oszacowanie wieku galaktyki (przypis na str. 82) na 13 miliardów lat jest chyba parokrotnie za duże.

Bronisław Średniawa

Stephen Gasiorowicz: **Elementary particle physics**. John Wiley & Sons, New York, (1966), str. XVII + 613

Podręcznik profesora Gasiorowicza z Uniwersytetu w Minnesota należy bezsprzecznie do najlepszych podręczników tego rodzaju napisanych w ostatnich latach.

W przedmowie autor pisze między innymi: „Nie ma dotychczas teorii, która by potrafiła opisać ilościowo olbrzymią różnorodność zjawisk odkrytych w laboratoriach. Fizyk teoretyczny interesujący się tymi zagadnieniami nie może pominąć żadnej z częściowo udanych prób wytłumaczenia niektórych z tych zjawisk“. Liczba tych „częściowo udanych prób“ jest tak wielka, że żaden z podręczników omawianego typu nie może objąć wszystkich z nich i musi z konieczności ograniczyć się do pewnego ich wyboru. Przez to odpowiedź na pytanie, który podręcznik jest lepszy, a który gorszy staje się w znacznej mierze kwestią subiektywną. W obecnym przypadku referent może tylko wyrazić swoją własną opinię, że nie spotkał się dotychczas z innym podręcznikiem, który by mu się tak spodobał jak podręcznik profesora Gasiorowicza, i to nawet pomimo to, że nie zgadza się bez zastrzeżeń z innym zdaniem wyrażonym przez autora w tejże przedmowie: „Te koncepcje zostały rozwinięte na podstawie pewnych założeń podstawowych, a mianowicie (a), że teoria kwantów da się stosować do fizyki cząstek elementarnych, (b), że opis wszystkich zjawisk musi być zgodny ze szczególną teorią względności oraz (c), że zjawiska są ograniczone pewnymi symetriami wewnętrznymi“. Z tych trzech podstawowych założeń recenzent uznaje bez zastrzeżeń tylko trzecie, ma wątpliwości co do pierwszego, a całkiem nie uznaje słów „wszystkie zjawiska“ użytych w sformułowaniu założenia (b). Jednakże znaczna większość fizyków uznaje wszystkie trzy założenia w ich powyższej postaci, a nikomu z tych, którzy wyrażają pewne wątpliwości, nie udało się dotychczas stworzyć konkretnej, płodnej teorii, która by się obywała bez nich. Przeto — chwilowo przynajmniej — każdy autor podręcznika w rodzaju omawianego musi opierać się na założeniach (a), (b), (c).

Dla lepszego scharakteryzowania sposobu myślenia autora warto jeszcze przytoczyć jedno zdanie ze strony 65: „Nasze położenie nacisku na pola było oparte na wierze, że kwantowa teoria pól jest według wszelkiego prawdopodobieństwa właściwą drogą zlania teorii kwantów ze szczególną teorią względności“. Stąd można wnioskować — i słusznie — że w całym referowanym podręczniku nie ma mowy o tak modnej dzisiaj w pewnych kołach fizyków teoretycznych „metodzie aksjomatycznej“. Wśród rzeczy, o których nie ma mowy w podręczniku, można by jeszcze wymienić symetrie unitarne wyższe od $SU(3)$, ale za to jest mnóstwo wiadomości o niezmienniczości lorentzowskiej i spinie w ujęciu Wignera z r. 1939, o polach i ich współdziałaniach, o macierzy S , o grafach Feynmana, o różnych ruchach cząstek elementarnych, o symetriach unitarnych $SU(2)$ i $SU(3)$, o „drodze ośmiokrotnej“, o relacjach dyspersyjnych, o biegunach Reggego, o twierdzeniu CPT, o „formfaktorach“ itd., itd.

Na koniec warto zwrócić uwagę na bardzo ciekawy układ bibliografii, obejmującej tylko 6 stron i nie kuszącej się o ogarnięcie całości (co zdaniem autora wymagałoby drugiego tomu o podobnej objętości), lecz za to przy każdej pozycji bibliograficznej podano jej treść w kilku słowach i w ten sposób bibliografia spełnia rolę poradnika.

Jan Weysenhoff

R. Jancel i T. Kahan: *Electrodynamics of plasmas* (tłumaczenie z języka francuskiego na angielski), wyd. John Wiley and Sons Ltd., Londyn—N. Jork—Sydney 1966, str. 633

Ukazanie się recenzowanej monografii na półkach księgarskich powinno być przyjęte ze szczególnym zadowoleniem. Jest to bowiem w chwili obecnej pozycja bardzo potrzebna, dająca zwięzły przegląd współczesnego stanu teorii plazmy w pewnych wybranych aspektach.

W rozdziałach wstępnych, po opisie ogólnych własności plazmy i elementarnych procesów autorzy dają wykład zastosowań mechaniki statystycznej zarówno do zagadnień analizy stanów równowagi w plazmie, jak i do tzw. stanów ewolucyjnych. W konkluzji znajdujemy tam wprowadzenia podstawowych wzorów, a więc twierdzenie Van Leewena, wzorów Boltzmana—Saha i równania Fokkera—Plancka.

Następne rozdziały poświęcone są rozważaniom nad mikroskopowymi własnościami plazmy: analizie binarnych zderzeń i ruchom cząstek naładowanych elektrycznie w polach elektrycznych i magnetycznych.

Metody kwantowo-mechaniczne zastosowano tylko do pewnych przykładów specjalnych, jak własności plazmy zdegenerowanej, plazmy o skrajnie wysokich koncentracjach oraz plazmy niskotemperaturowej.

W pozostałych przeważających ilościowo rozdziałach książki reprezentowane są metody klasyczne.

Autor niniejszej recenzji uważa jednak, że niezamieszczenie w książce stosownych rozdziałów poświęconych teorii promieniowania plazmy bardzo tę książkę zuboża treściowo o ważny i dość obszerny dział fizyki.

Monografia zyskuje jednak znacznie od strony formalnej dzięki posiadaniu przejrzystych wykazów oznakowań matematycznych oraz wykazu pewnych ważnych w zastosowaniach matematycznych funkcji specjalnych. Znaczna ilość tablic z numerycznymi wartościami zmiennych fizycznych, należących do konkretnych zagadnień fizycznych rozważanych w książce, podnosi jej wartość zwłaszcza dla fizyków eksperymentalnych.

Wysoka jakość druku i wykresów oraz bardzo przejrzysty układ tekstu znacznie ułatwiają czytanie i przyswajanie treści.

Książka ta szczególnie godna jest polecenia dla studentów fizyki, a także dla fizyków pracujących nad plazmą i działami pokrewnymi, jak np. badaniami przestrzeni kosmicznej i inżynierii telekomunikacyjnej.

Jerzy Pietruszka

K. L. Nagy: *State vector spaces with indefinite metric in quantum field theory*. Akadémiai Kiadó, Budapest 1966, ss. 10+131

Nowa metoda kwantowania pól, posługująca się indefinitną metryką w przestrzeni stanów kwantowych, została zaproponowana przez Diraca w r. 1942. W rok potem Pauli rozwinął ją w dłuższym artykule w *Reviews of Modern Physics*, ale metoda nie spełniła pokładanych w niej nadziei usunięcia „trudności zbieżnościowych w kwantowych teoriach pola” i po kilku latach została całkowicie zarzucona przez obu jej twórców. Jednakże raz wprowadzona indefinitna metryka nie przestała ukazywać się pod różnymi postaciami w pracach różnych innych autorów, tak że K. L. Nagy mógł napisać we wstępie do referowanej książeczki o „wielkich latach teorii polowych z indefinitną metryką” przypadających na okres od r. 1958—1960. Potem częstość ukazywania się prac zawierających różne pomysły w związku z indefinitną metryką maleje, ale bynajmniej nie spada do zera, jak o tym świadczy chociażby bibliografia podana przez Nagy'ego, która zawiera między innymi 28 pozycji prac, które ukazały się po r. 1960.

Nie wiadomo jakie będą dalsze losy przestrzeni o indefinitnych metrykach w kwantowej teorii pola, ale powitać należy z uznaniem zestawienie i krytyczne porównanie tych różnych prób w jednym, przystępnym i interesująco napisanym tomiku. Pierwszy rozdział wprowadza.

czytelnika w matematyczną teorię omawianych przestrzeni. Drugi, najdłuższy, omawia 17 przykładów prób zastosowania tych przestrzeni do różnych zagadnień fizycznych. Trzeci rozdział omawia różne trudności związane z interpretacją probabilistyczną. Czwarty, ostatni rozdział nosi nazwę „Metody aksjomatyczne“.

Szkoda, że autor nie omówił również związku (co prawda nie uwieczonych dotychczas sukcesem) licznych prób wprowadzenia transformacji konformicznych do teorii pól z metodami posługującymi się przestrzeniami o indefinitnej metryce.

Jan Weysenhoff

Raimond A. Struble **Równania różniczkowe nieliniowe**. Tłumaczyła z angielskiego Joanna Gomułka. PWN, Warszawa 1965, str. 271

Książka ta jest zwięzłym podręcznikiem równań nieliniowych zwyczajnych dla studentów wyższych lat studiów, dla matematyków zajmujących się zastosowaniami matematyki, dla fizyków i inżynierów. Celem autora było zapewnienie szybkiego kontaktu czytelnika z większością istotnych pod względem matematycznym pojęć teorii równań różniczkowych i wyłożenie teorii równań nieliniowych bez obciążania go nadmiarem zbędnych szczegółów.

Książka dzieli się na osiem rozdziałów. Trzy pierwsze stanowią wstęp do teorii równań różniczkowych i układów równań różniczkowych zwyczajnych. Autor wprowadza w tych rozdziałach podstawowe pojęcia teorii równań różniczkowych zwyczajnych i zajmuje się twierdzeniami o istnieniu i jednoznaczności rozwiązań i dyskusją własności rozwiązań. W rozdziale czwartym przedstawiona jest teoria układów równań różniczkowych zwyczajnych liniowych. Właściwa teoria równań nieliniowych rozwinięta jest w ostatnich trzech rozdziałach. W rozdziale piątym autor zajmuje się zagadnieniem stabilności w układach nieliniowych, w rozdziale szóstym układami dwuwymiarowymi, a zwłaszcza własnościami punktów krytycznych w układach autonomicznych, tj. takich, w których nie występuje explicite zmienna niezależna). W następnym rozdziale przedstawiona została teoria zaburzeń rozwiązań okresowych. Rozdział ósmy zawiera wykład metody asymptotycznej rozwiązywania równań liniowych i nieliniowych na przykładzie trzech ważnych równań: równania Mathieu, równania van der Pola i równania Duffinga.

Wykład jest zrozumiały i dostępny już dla studenta trzeciego roku matematyki i fizyki. Książka Struble'a stanowi więc zwięzłe i dobre wprowadzenie do teorii równań różniczkowych nieliniowych, a wartość jej podnosi duża ilość zadań umieszczonych na końcu każdego rozdziału.

Bronisław Średniawa

Od atomu do galaktyk. Tłumaczyli z rosyjskiego Maria Kapuścińska i Marcin Kubiak. PWN, Warszawa 1966. Biblioteka Problemów, tom 95, str. 403

Jest to zbiór sześciu artykułów popularno-naukowych, w których omawiane są problemy współczesnej fizyki, geofizyki i astronomii. Te sześć artykułów wybrano z wydawnictwa pt. *Oczyma uczonego*, które ukazało się w 1963 r. nakładem Akademii Nauk ZSSR. Artykuły w wydawnictwie *Oczyma uczonego* zostały napisane przez wybitnych radzieckich specjalistów pod redakcją A. N. Niesmiejanowa i omawiają w przystępnej formie najnowsze zdobycze nauk o przyrodzie. W Bibliotece Problemów ukazały się już trzy serie artykułów tłumaczonych z tego zbioru. Są to oprócz omawianej tutaj książki dwa tomiki: *Mezony, grawitacja, antymateria* oraz *Od atomu do cząsteczki*. Na tomik *Od atomu do galaktyk* składają się artykuły fizyków, geofizyków i astronomów. Pierwszy artykuł, napisany przez N. N. Bogolubowa i M. K. Poliwanowa nosi tytuł *Pola i kwanty. Kwantowa teoria pola — nauka o cząstkach elementarnych i ich oddziaływaniach wzajemnych*. Autorzy przedstawiają tu zasady kwantowej teorii pola i fizyki cząstek elementarnych, dyskutując trudności, jakie napotyka dzisiejsza

kwantowa teoria pól. W drugim artykule pt. *Fizyka jądrowa i energia jądrowa* L. M. Frank omawia zasady budowy jądra atomowego, reakcje jądrowe, zwłaszcza reakcję rozszczepiania jąder i zagadnienia praktycznego wykorzystania energii jądrowej. Trzeci artykuł z dziedziny geofizyki, pt. *Kula ziemską*, napisany przez D. I. Szerbatowa, daje przegląd ostatnich osiągnięć fizyki wnętrza Ziemi, fizyki jej powierzchni i fizyki atmosfery. Dalsze artykuły zajmują się zagadnieniami współczesnej astronomii. W czwartym artykule pt. *Układ słoneczny*, W. G. Fiesenkow przedstawia wyniki badań słońca, księżyca i planet. Piąty artykuł pióra O. A. Mielnikowa pt. *Gwiazdy* omawia ostatnie zdobycze astronomii w dziedzinie klasyfikacji gwiazd i ich ewolucji. Ostatni rozdział, zatytułowany *Galaktyki*, napisał W. A. Ambarcumian, przedstawiając badania nad budową galaktyk i ich zbiorów oraz badania nad radiogalaktykami.

Wszystkie artykuły są napisane interesująco. Dotyczą one jednak zagadnień o różnych stopniach trudności, dlatego też artykuły pierwszy i ostatni, poruszające najtrudniejsze zagadnienia fizyki i astronomii, mogą sprawiać pewne trudności czytelnikom nie mającym odpowiedniego przygotowania i dla takich czytelników nie wszystko w tych artykułach może być zrozumiałe. Autorzy artykułów przedstawiają stan nauki w latach 1962 i 1963. Zatem w książce nie ma wzmianki o odkryciach i badaniach późniejszych zarówno w astronomii i astronautyce, jak i w fizyce. W szczególności nie ma w tej książce wzmianki o teoriach symetrii w fizyce cząstek elementarnych. Wydaje mi się, że należało w tym tomiku dołączyć chociażby krótkie uzupełnienie omawiające najważniejsze osiągnięcia fizyki i astronomii trzyletniego okresu dzielącego ukazanie się oryginału i tłumaczenia, jak to jest słusznie praktykowane w niektórych książkach z serii *Małych monografii fizycznych PWN*. Pisanie uzupełnień nie jest jednak idealnym rozwiązaniem, gdyż najlepiej byłoby skrócić w istotny sposób cykl wydawniczy. Pozwolę sobie zwrócić uwagę na to, że sam druk omawianego niedużego tomiku popularno-naukowego, nie zawierającego w ogóle wzorów matematycznych, trwał aż 10 miesięcy.

Bronisław Średniawa

Jan Tauc: *Zjawiska fotoelektryczne i termoelektryczne w półprzewodnikach*. Przekładu z języka rosyjskiego dokonał S. A. Ignatowicz. Państwowe Wydawnictwo Naukowe 1966

Książka składa się z 5 rozdziałów, uzupełnień zawierających wartości stałych fizycznych, całek Fermiego oraz bogatej bibliografii obejmującej lata do 1960—61 i raczej fragmentarycznego wykazu publikacji dotyczących omawianych zagadnień aż do roku 1964.

Oryginał monografii ukazał się w roku 1958 w Pradze, w roku 1962 ukazały się tłumaczenia na język rosyjski i angielski. Wydanie polskie opatrzone jest przedmową autora specjalnie do tego wydania napisaną.

Monografia dotyczy zjawisk fotoelektrycznych i termoelektrycznych w materiałach półprzewodnikowych. Tematem zainteresowań autora są zarówno efekty objętościowe powstające w jednorodnych materiałach, jak i procesy zachodzące na złączach $p-n$. Szeroko omówione są efekty związane z niejednorodnością materiałów, bądź też z niejednorodnościami oświetlenia. Problemami tymi zajmował się autor wraz z grupą współpracowników w Pradze w latach 1952—57.

W monografii zebrany jest duży materiał eksperymentalny, opatrzonej wnikliwą analizą. Ze względu na złożoność badanych zjawisk, przedstawiony opis teoretyczny ma raczej charakter fenomenologiczny. Tego typu podejście znacznie ułatwia zrozumienie problemów szerszym kręgom czytelników. Z tego też powodu wydaje się, że książka ta powinna znaleźć szerokie rzesze czytelników zarówno wśród ludzi zajmujących się badaniami podstawowymi w fizyce półprzewodników, jak też wśród techników pracujących nad praktycznym wykorzystaniem materiałów półprzewodnikowych. Monografia może być również przydatna dla studentów specjalizujących się w dziedzinie fizyki ciała stałego. Szkoda tylko, że tak cenna monografia dopiero po 8 latach doczekała się przekładu z języka czeskiego na polski.

Marian Grynbeg

100-lecie urodzin Marii Skłodowskiej-Curie

W związku z przypadającą w roku bieżącym setną rocznicą urodzin Marii Skłodowskiej-Curie powstały w Polsce i we Francji specjalne komitety obchodów 100-lecia urodzin wielkiej polskiej uczonej. Przewodniczącym Honorowego Komitetu obchodów w Polsce został premier Józef Cyrankiewicz. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego został minister oświaty i szkolnictwa wyższego prof. dr H. Jabłoński. Centralną imprezą naukową w Polsce będzie w październiku 3-dniowe międzynarodowe sympozjum naukowe. Do Warszawy ma przyjechać grono najwybitniejszych fizyków i chemików zajmujących się tematyką jądrową. Trwałą formą uczczenia pamięci Marii Skłodowskiej-Curie będzie muzeum jej imienia, które zostanie otwarte w Warszawie przy ul. Freta 16 w domu urodzin uczonej. Polska Akademia Nauk ustanowiła coroczną nagrodę imienia Marii Skłodowskiej-Curie, która będzie przyznawana za wybitne osiągnięcia naukowe na przemian fizykowi albo chemikowi.

J. Robert Oppenheimer (1904—1967)

18 lutego 1967 roku zmarł w Princeton J. Robert Oppenheimer, wybitny fizyk-teoretyk. J. R. Oppenheimer urodził się w Nowym Jorku 22 kwietnia 1904 roku. Studiował na uniwersytetach: harwardzkim (USA) oraz w Cambridge (W. Brytania). Doktoryzował się w roku 1927 na uniwersytecie w Göttingen (Niemcy) pod kierunkiem Maxa Borna. Pracował następnie jako stypendysta naukowo-badawczy w Harvardzie, Pasadenie, Lejdzie i Zurychu. W roku 1929 objął stanowisko wykładowcy

w Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley oraz w Caltechu (California Institute of Technology). W roku 1936 został profesorem zwyczajnym w obu tych placówkach naukowych.

Od roku 1941 Oppenheimer kierował amerykańskimi pracami nad konstrukcją bomby atomowej. Zorganizował i kierował przez dłuższy czas zespołem laboratoriów w Los Alamos. W latach 1946—1952 piastował godność Przewodniczącego Generalnego Komitetu Doradczego amerykańskiej Komisji Energii Atomowej. W roku 1947 Oppenheimer opuszcza Berkeley i Pasadenę obejmując stanowisko dyrektora Institute for Advanced Study w Princeton. Na stanowisku tym pozostaje aż do roku 1966.

Prace naukowe Oppenheimera obejmują bardzo szeroki wachlarz zagadnień fizyki teoretycznej, a mianowicie: mechanikę kwantową, elektrodynamikę, strukturę atomową i jądrową, reakcje jądrowe, fizykę cząstek elementarnych, promieniowanie kosmiczne, ogólną teorię względności, kosmologię, astrofizykę i mechanikę statystyczną. Wraz z Bornem był on autorem fundamentalnej pracy dotyczącej kwantowo-mechanicznej teorii struktury drobin jako układu złożonego z cząstek o dużych różnicach mas (wzbudzenia elektronowe i wibracyjne) (1927). Oppenheimer pierwszy zwrócił uwagę na znaczenie procesu wymiany cząstek w zagadnieniach rozpraszania (1928). W roku 1930 Oppenheimer zwrócił po raz pierwszy uwagę na to, że niezapełnione ujemne stany energetyczne elektronu nie mogą odpowiadać protonowi, jak to początkowo sugerował Dirac. Wraz z P. Ehrenfestem, Oppenheimer wykazał jakiej statystyce powinny podlegać jądra na podstawie statystyki, której podlegają jego składniki. Rezultat ten dostarczył argumentu, na rok przed odkryciem neutronu, że elektrony nie mogą

istnieć w jądrach atomowych. Pierwsza teoria kaskad elektronowo-fotonowych w promieniowaniu kosmicznym została podana przez Oppenheimera i Carlsona w roku 1937. W roku 1947 Oppenheimer wysunął przypuszczenie, że hipotetyczny wówczas mezon π (pion) neutralny, powinien ulegać szybkiemu rozpadowi na dwa kwanty γ . Teoria ta w znacznej mierze przyczyniła się do doświadczalnego wykrycia pionu neutralnego. Proces rozpadu deuteronu w polu kulombowskim jądra, opracowany teoretycznie przez Oppenheimera i Phillipsa w 1935 r., do dziś stanowi przedmiot zainteresowań fizyków pracujących w dziedzinie reakcji jądrowych. Fundamentalna praca Oppenheimera i Snydera z roku 1939, traktująca o efektach ogólnej teorii względności w procesie grawitacyjnego zapadania się gwiazd o bardzo dużych masach (gwiazdy kolapsujące) stanowiła przez szereg lat jedyne teoretyczne rozwiązanie tego podstawowego problemu astrofizyki. Jako wykładowca fizyki Oppenheimer stworzył dwie wybitne szkoły fizyki teoretycznej: w latach trzydziestych w Berkeley i Pasadenie oraz w latach powojennych w Princeton. Oppenheimer uważał zawsze, że fizyka jest nauką doświadczalną i był gorącym zwolennikiem współpracy fizyków teoretyków i doświadczalników. W roku 1963 Oppenheimer otrzymał nagrodę im. E. Fermiego. Wraz ze śmiercią Oppenheimera fizyka światowa utraciła jednego z najwybitniejszych współtwórców współczesnej fizyki atomowej i jądrowej, wielkiego nauczyciela i wybitnego organizatora.

Nowy dyrektor Instytutu im. Weizmanna

Amos de Shalit, wybitny fizyk teoretyk, znany z licznych prac z dziedziny struktury atomu i jądra atomowego, został wybrany dyrektorem generalnym Instytutu im. Weizmanna w Rehovoth (Izrael).

20 GeV Liniak Elektronowy

W Stanfordzkim Ośrodku Akceleratora Liniowego trwają intensywne prace nad fizycznym rozruchem wielkiego akceleratora

liniowego elektronów o długości 3 km. W chwili obecnej (wiosna 1967) już 65% czasu pracy tej maszyny poświęcono na rozruch eksperymentów fizycznych. W styczniu 1967 roku osiągnięto planowaną pełną energię wiązki elektronów 20.16 GeV przy średnim prądzie około 15 μ A. Akcelerator ten może również dostarczać wiązkę pozytonów o energii 14.86 GeV przy średnim prądzie około 1.5 μ A. Są to najwyższe energie elektronów, jakie udało się dotychczas uzyskać przy pomocy akceleratorów ziemskich. Liniak zasilany jest mocą wysokiej częstotliwości generowaną w 245 klystronach pracujących przy częstotliwości 2856 MHz z mocą szczytową w impulsie 6—24 MW. Pomieszczenia tarczowe liniaka będą zawierać 3 spektrometry magnetyczne umożliwiające analizę pędów cząstek naładowanych elementarnym ładunkiem do maksymalnej wartości pędu: 1.6 GeV/c, 8 GeV/c i 20 GeV/c. Ponadto oddane zostaną do dyspozycji fizyków 2 komory pęcherzykowe wodorowe o rozmiarach liniowych 1 m i 2 m oraz specjalne magnesy (500 ton) zawierające komory iskrowe. Program naukowy obejmuje między innymi badanie struktury elektromagnetycznej protonu za pomocą elastycznego rozpraszania elektronów, zagadnienia fotoprodukcji różnych cząstek, pomiary różniczkowych przekrojów czynnych na elastyczne rozpraszanie mionów o energiach dochodzących do 18 GeV. Szczególnie interesująco zapowiadają się badania mające na celu znajdowanie nowych cząstek. Dotychczas nowe cząstki były produkowane w akceleratorach protonowych za pośrednictwem silnych oddziaływań lub też w procesach rozpadu cząstek silnie oddziaływających. Jeżeli powstająca cząstka oddziaływała tylko za pośrednictwem oddziaływań słabych lub elektromagnetycznych, wówczas detekcja jej była znacznie utrudniona przez tło. Liniak stanfordzki umożliwi detekcję takich cząstek, jeżeli ich czas życia będzie dłuższy niż 10^{-9} sek, a produkcja za pośrednictwem kwantów pola elektromagnetycznego nie mniejsza niż 10^{-6} liczby produkowanych mionów. Istnieje projekt powiększenia energii przyśpieszanych w liniaku elektronów do 40 GeV przy średnim prądzie 60 μ A, przez zwiększenie liczby klystronów do 960.

Nowy atak na teorię grawitacji Einsteina?

Jednym z klasycznych sprawdzianów doświadczalnych teorii grawitacji Einsteina jest pomiar precesji orbity Merkurego. Dotychczasowe pomiary tej precesji wskazują na zgodność z teorią Einsteina z dokładnością 1%. Ostatnio Robert H. Dicke i Mark Goldenberg z Uniwersytetu w Princeton zwrócili uwagę na jeszcze jeden przyczynnik do obrotu perihelium Merkurego, a mianowicie wpływ momentu kwadrupolowego słońca. Zgodnie z ich pomiarami (*Phys. Rev. Letters*, 18, 313/1967) słońce posiada kształt elipsoidy obrotowej, przy czym względna różnica promieni równikowego i biegunowego wynosi $(5.0 \pm 0.7) \times 10^{-5}$. Eliptyczność słońca wprowadza poprawkę do obliczenia precesji orbity Merkurego i w rezultacie różnica pomiędzy wartością doświadczalną i poprawką Einsteina wzrasta do 8%. Dicke uważa, że powyższa 8% różnica może być wytłumaczona na gruncie skalarnotensorowej teorii pola grawitacyjnego wysuniętej w roku 1961 przez Dickiego i Bransa.

Nadprzewodnikowy pomiar stałych fundamentalnych

W. Parker, D. Langenberg z Uniwersytetu stanu Pennsylvania i B. Taylor z laboratoriów RCA ogłosili (*Phys. Rev. Letters*, 18, 287 1967) pomiary stosunku stałej Plancka do naboju elektrycznego elektronu z niespotykaną dotąd dokładnością. Pomiar polega na wyznaczeniu położenia maximum w charakterystyce napięciowo prądowej złącza dwóch nadprzewodników słabo sprzężonych ze sobą (złącze typu Josephsona), jeżeli złącze zostaje poddane działaniu pola elektromagnetycznego o częstotliwości spełniającej warunek: $2eV = nhf$, gdzie V oznacza napięcie przyłożone do złącza, f — częstotliwość pola elektromagnetycznego, n — liczbę całkowitą. Pomiary były wykonywane w temperaturze około 1°K. Autorzy otrzymali wartość $h/e = (4,135725 \pm 0,000026) \times 10^{-15} \frac{\text{J sek}}{\text{C}}$. Wyliczona przy użyciu powyższej wartości h/e stała struktury subtelnej $\alpha^{-1} =$

$= 137,0359 \pm 0,0004$, wydaje się usuwać istniejącą dotychczas różnicę pomiędzy teoretyczną i doświadczalną wartością nadsubtelnego rozszczepienia poziomów elektronowych w atomie wodoru.

Relatywistyczne wydłużenie czasu w układach tam i z powrotem

Francis J. M. Farley i współpracownicy mierzą w CERN-ie za pomocą pierścienia magnetycznego magazynującego cząstki naładowane czynnikiem g dla mezonu μ . Celem pomiarów jest sprawdzenie praw elektrodynamiki kwantowej w odniesieniu do mionu. Wiązka mionów wytworzona przez rozpad pionów zostaje schwyтана na orbitę stabilną magazynu magnetycznego przy wartości pędu 1,28 GeV/c. Spin mionu jest początkowo równoległy do pędu. Pole magnetyczne oprócz zakrzywienia toru mionu wywołuje również precesję momentu magnetycznego mionu. Ponieważ czynnikiem g jest nieco różny od 2, częstość precesji momentu magnetycznego nie odpowiada częstości obiegu mionu po orbicie. W rezultacie wektor spinu mionu precesuje względem wektora pędu z częstością proporcjonalną do $(g \cong 2)$. Dzięki niezachowaniu parzystości w słabych oddziaływaniach, elektrony z rozpadu mionów wylatują z większym prawdopodobieństwem w kierunku spinu mionów. Aparatura detekcyjna, której próg jest tak ustawiony, aby rejestrować elektrony z rozpadu mionów o wyższych energiach (pochodzących z rozpadu w kierunku lotu), będzie rejestrować natężenie strumienia elektronów zmieniające się w czasie eksponencjalnie ze średnim czasem zaniku równym średniemu czasowi życia mionu w układzie laboratoryjnym. Liczba zliczeń aparatury przypadająca na jednostkę czasu będzie zmodulowana częstością precesji spinu mionów względem pędu. Pomiar tej częstości dostarcza wartość g , która wydaje się zgodna z wartością przewidywaną przez elektrodynamikę kwantową. Niezależnie od wyniku dotyczącego wartości stałej g , doświadczenie to jest piękną demonstracją relatywistycznego wydłużenia czasu dla układu poruszającego się „tam i z powrotem“.

Nowy Izotop Helu: ^7He

R. H. Stokes i P. G. Young z laboratorium w Los Alamos stwierdzili powstawanie jąder ^7He w reakcji $^7\text{Li}/t$, $^3\text{He}/^7\text{He}$. Autorzy ci zmierzili widmo ^3He emitowanych w powyższej reakcji wywołanej przy użyciu 22 MeV trytonów przyspieszanych w 3-stopniowym generatorze elektrostatycznym laboratorium w Los Alamos. Wyraźne maximum występujące w tym widmie można przypisać powstawaniu jąder ^7He w stanie podstawowym. Stan podstawowy jest nietrwały ze względu na rozpad przez emisję neutronu (energia rozpadu wynosi 0,42 MeV). Szerokość energetyczna tego stanu została wyznaczona przez autorów i jest równa 0,17 MeV (*Phys. Rev. Letters*, 18, 611 1967).

VII Seminarium Kraków—Rossendorf

W dniach od 9 do 13 maja 1967 r. w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie odbyło się VII Seminarium Spektroskopii Jądrowej i Reakcji Jądrowych Kraków—Rossendorf. Od szeregu lat seminarium to stanowi wspólne forum dla wymiany doświadczeń i przedstawienia osiągnięć naukowych fizyków z Centralnego Instytutu Badań Jądrowych w Rossendorfie (NRD) oraz z Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Seminarium odbywają się co dwa lata na przemian w Krakowie i w Rossendorfie. Tegoroczne seminarium zgromadziło 124 uczestników. Oprócz fizyków z Krakowa i Rossendorfu w seminarium wzięli również udział przedstawiciele innych ośrodków polskich zajmujących się fizyką jądrową niskich energii, a mianowicie ośrodka warszawskiego, lubelskiego, łódzkiego, katowickiego i wrocławskiego, zgłaszając szereg referatów z prac własnych. W ten sposób seminarium było również przeglądem aktualnych osiągnięć w dziedzinie fizyki jądrowej niskich energii w Polsce. Z gości zagranicznych oprócz fizyków niemieckich uczestniczyli także w seminarium przedstawiciele z Instytutu Fizyko-Technicznego im. Joffego w Leninigradzie, ze Zjednoczonego Instytutu Badań

Jądrowych w Dubnej, z Instytutu Badań Jądrowych w Debrecenie, z Centralnego Instytutu Fizyki w Budapeszcie, z Instytutu Badań Jądrowych w Pradze oraz z Ośrodka Badań Jądrowych w Sofii.

Z dziedziny reakcji jądrowych przedstawiono ciekawe wyniki dotyczące zjawisk rezonansowych w elastycznym rozpraszaniu cząstek α o energiach w zakresie 23—29 MeV na jądrach ^{40}Ca i ^{39}K , uzyskane przy 120 cm cyklotronie IFJ w Krakowie. Na uwagę zasługują również prace nad reakcją strippingu deuteronów na jądrach tytanu prowadzone w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie wspólnie z Wyższą Szkołą Pedagogiczną w Katowicach. Z prac tych wynika, że porównując doświadczalne rozkłady kątowe w reakcji strippingu z przybliżeniem DWBA można usunąć niejednoznaczności w określeniu parametrów potencjału optycznego opisującego sprzężyste rozpraszanie deuteronów. Fizycy z Uniwersytetu Warszawskiego przedstawili interesującą analizę wyników pomiarów przekrojów czynnych na reakcje typu $(n, 2n)$, (n, p) i (γ, n) za pomocą modelu statystycznego reakcji jądrowych z uwzględnieniem wpływu sił pairingu na rozkład gęstości stanów wzbudzonych jądra.

Z dziedziny spektroskopii jądrowej warto zwrócić uwagę na znaczne perspektywy, jakie otwierają się dla pomiarów czynników g stanów wzbudzonych jąder atomowych, przez wykorzystanie wewnętrznych pól magnetycznych w foliach z materiałów ferromagnetycznych. Tak na przykład w Pracowni Spektroskopii Gamma Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie czynnik g poziomu 603 keV nuklidu ^{124}Te został zmierzony przez wykorzystanie wewnętrznych pól magnetycznych w folii żelaznej. W przypadku jąder telluru pola wewnętrzne osiągały wartość 620 kG. Specjalny referat poświęcony był problemom spinowej polaryzacji w jądrach zdeformowanych. Okazuje się, że do obliczenia momentów magnetycznych stanów jądrowych i prawdopodobieństw przejść typu $M1$ należy używać dwóch odmiennych wartości czynników spinowych g . Duże zainteresowanie wzbudził referat prof. dr E. Berłowicza z Instytutu Fizyko-Technicznego im. Joffego o właściwościach jąder z obszaru przejściowego.

Obszerny materiał doświadczalny dotyczący stanów wzbudzonych jąder o małych wartościach parametru deformacji przedstawili fizycy z Pracowni Spektroskopii Promieni Beta IFJ w Krakowie. Jak wynikało z wygłoszonych referatów przeglądowych, w większości ośrodków badawczych reprezentowanych na seminarium osiągnięto znaczny postęp w zakresie stosowania elektronowych maszyn liczących do analizy wyników doświadczalnych. Szereg ośrodków dysponuje już programami obliczeń, modelem optycznym i przybliżeniem Borna z użyciem fal zniekształconych (DWBA). Dyskutowano również projekty budowy systemów pracy *on line*. Uczestnicy seminarium zgodnie podkreślali potrzeby wyposażenia swoich ośrodków w duże szybkołiczące maszyny cyfrowe.

I Sympozjum Fizyki Medycznej

W dniach 23 i 24 maja 1967 r. obradowało w Białymstoku w gmachu Akademii Medycznej I Sympozjum Fizyki Medycznej. Głównym tematem Sympozjum były zagadnienia dozymetrii oraz scyntygrafii.

Wśród uczestników Sympozjum (110 osób) było szereg przedstawicieli ośrodków zagranicznych a wśród nich światowej sławy specjaliści: Prof. J. W. Boag (Anglia) i Prof. C. Kellershohn (Francja).

Po zakończeniu obrad uczestnicy Sympozjum zwiedzili Białowieżę.

Karol Fabry
1867—1945

W cieniu wielkich rocznic, stulecia urodzin Marii Skłodowskiej-Curie i stulecia śmierci M. Faradaya niepostrzeżenie przechodzi stulecie urodzin znakomitego optyka francuskiego Marii Pawła Augusta Karola Fabry, znanego wszystkim fizykom jako konstruktora interferometru Fabry-Pérot. K. Fabry studiował w l'École Polytechnique uzyskując stopień doktorski w roku 1892. Przedmiotem dysertacji doktorskiej były studia nad interferencją światła w warstwie

powietrza zawartej pomiędzy dwoma posrebrzonymi płytkami szklanymi, które doprowadziły do odkrycia interferometru. W roku 1920, kiedy powstał w Paryżu Instytut Optyki, Fabry został jego pierwszym dyrektorem. K. Fabry znany jest również ze swoich licznych prac z dziedziny astrofizyki. Między innymi opublikował on szereg prac dotyczących fotometrii słońca, świecenia nocnego nieba, absorpcji przez ozon w atmosferze, temperatury w przestrzeni międzygwiazdnej. Był on również znakomitym wykładowcą optyki i elektryczności stosowanej.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Oddział Toruński

W dniu 3 maja 1967 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału Toruńskiego PTF, na którym został wybrany nowy Zarząd w składzie:

Przewodniczący — doc. dr Stanisław Łęgowski;

Wiceprzewodniczący — doc. dr Lutosław Wolniewicz;

Sekretarz — mgr Stanisław Orzeszko;

Skarbnik — dr Józef Kwiatkowski;

Członkowie zarządu — dr Emanuel Walentynowicz, mgr J. Bukowski;

Komisja Rewizyjna — dr Hanna Męczynska, mgr Barbara Depta;

Okregowy Komitet Olimpiady Fiz. — dr Wiesław Woźnicki, dr Henryk Waleryś;

Popularyzator — mgr Andrzej Bielski.

W okresie sprawozdawczym odbyło się 5 zebrań naukowych, na których referaty wygłosili: dr H. Łożykowski — Toruń, prof. dr W. Łaniecki — Warszawa, mgr J. Szyca — Toruń, prof. dr Horvath — Węgry (Szeged), dr A. Kossakowski — Toruń.

Przy współudziale Ośrodka Metodycznego przy Kuratorium Okręgu Koszalińskiego zorganizowano trzydniową konferencję dla nauczycieli fizyki. Wygłoszono 5 odczytów popularnych w szkołach średnich woj. bydgoskiego.

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr **WOJCIECH RUBINOWICZ**
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr **ALEKSANDER JABŁOŃSKI**
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr **ANIELA WOLSKA**

Skarbnik
Dr **KAZIMIERZ ROSIŃSKI**

Członek Zarządu
Doc. dr **HALINA CHECIŃSKA**
Dr **TOMASZ HOFMOKL**

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Białystok — Doc. dr **EMANUEL TREMBACZOWSKI**
Gdańsk — Doc. dr **ALFONS KAWSKI**
Głwoźce — Prof. dr **KAZIMIERZ GOSTKOWSKI**
Kraków — Prof. dr **JERZY JANIK**
Lublin — Doc. dr **DANUTA STACHÓRSKA**
Łódź — Doc. dr **MARIAN KRYSZEWSKI**
Opole — Doc. dr **CZESŁAW JANKIEWICZ**
Poznań — Doc. dr **ZDZISŁAW PAJĄK**
Szczecin — Dr **WIKTOR NOWAK**
Toruń — Doc. dr **STANISŁAW ŁĘGOWSKI**
Warszawa — Dr **STEFAN CZARNECKI**
Wrocław — Doc. dr **STANISŁAW PRZESTALSKI**

TREŚĆ

C. A. Pawłowski — Maria Skłodowska-Curie	337
R. Oppenheimer — Trzydzieści lat mezonów	363
L. Van Hove — Rozpraszanie cząstek silnie oddziałujących przy bardzo wysokich energiach	377
A. Oleś — Oddziaływania nadwymiany a struktury magnetyczne.	407
W. Garczyński, N. Sznajder — O praktycznych wnioskach wynikających z pojęcia klasy Borchersa	425
J. Szpilecki — Zastosowanie metody Dopplera do zagadnień kosmicznej nawigacji	435

NOWOŚCI NAUKOWE

B. Kuchowicz — Strumień powolnych neutronów w atmosferze ziemskiej	459
M. Subotowicz — Czy meteor z antymaterii może dotrzeć do powierzchni Ziemi?	463

RECENZJE

List do Redakcji (w związku z recenzją książki A. Altszulera i B. M. Kozyriewa: Elektronowy rezonans paramagnetyczny)	465
F. L. Boschke — Proces tworzenia trwa (B. Średniawa)	465
S. Gasiowicz — Elementary particle physics (J. Weyssenhoff)	466
R. Jancel, T. Kahan — Electrodynamics of plasmas (J. Pietruszka)	467
K. L. Nagy — State vector spaces with indefinite metric in quantum field theory (J. Weyssenhoff)	467
R. A. Struble — Równania różniczkowe nieliniowe (B. Średniawa)	468
Od atomu do galaktyk (B. Średniawa)	468
J. Taue — Zjawiska fotoelektryczne i termoelektryczne w półprzewodnikach (M. Grynsberg)	469
KRONIKA	470

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.