

UNIWERSYTET W ŁODZI

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM X

ZESZYT 4

1959

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji: Warszawa, ul. Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie.

1959

PANSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

TOM X, ZESZYT 4

DWUMIESIĘCZNIK PÓŚWIĘCONY UPOMIENIENIOM
WIEDZY FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Wydawnictwo

Instytut Fizyki
Uniwersytetu Warszawskiego

Instytut Fizyki
Uniwersytetu Warszawskiego

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

AKADEMIA FIZYKI
Uniwersytetu im. M. Skłodowej
w Lublinie

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK PÓŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM X, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1959

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Warszawa 1, ul. Młodowa 10

Nakład 1670 egz. (1535 + 135)	Oddano do składania 30.V.59
Ark. wyd. 8 Ark. druk. 7 + + 4 wkł. kredowe	Podpisano do druku 7.XI.59
Druk. sat. III kl. 80 g. 70×100	Druk ukończono w listopadzie 1959
Cena, zł 15,—	Zamówienie nr 935/59 W-25

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

Niels Bohr

Fizyka kwantowa a filozofia (Przyczynowość a komplementarność)*

Znaczenie nauk fizycznych dla naszego poznania polega nie tylko na tym, że dopełniają one stale sumę naszych wiadomości o materii martwej, ale przede wszystkim, że pozwalają nam sprawdzać podstawy, na których opierają się nasze pojęcia pierwotne i wyjaśniać zakres ich stosowalności. Nagromadzenie faktów doświadczalnych i rozwój pojęć teoretycznych doprowadza bezsprzecznie do udoskonalenia terminologii. Pomimo to wszelki opis rezultatów fizycznych opiera się ostatecznie na języku potocznym przystosowanym do rozeznawania się w otoczeniu i wyszukiwaniu związków między przyczynami a skutkami. Program Galileusza, według którego opis zjawisk fizycznych powinien opierać się na wielkościach mierzalnych, okazał się niezawodną podstawą do porządkowania danych doświadczalnych w coraz to szerszym zakresie.

W mechanice Newtona stan układów ciał materialnych określa się chwilowymi położeniami i prędkościami. Jeżeli znany jest stan układu w danej chwili i jeżeli znane są siły działające na ciała, z których się ten układ składa, to w mechanice Newtona, stosując dobrze znane proste zasady, można na podstawie tych danych określić jednoznacznie stan układu w każdej chwili. Taki opis przedstawia oczywiście idealną formę związku przyczynowego, odpowiadającą pojęciu *d e t e r m i n i z m u* [4]. Okazało się, że opis taki można stosować i w znacznie szerszym zakresie, np. przy traktowaniu zjawisk elektromagnetycznych, gdzie musimy uwzględnić rozchodzenie się sił ze skończoną prędkością, możliwe jest wówczas zachowanie opisu deterministycznego, przez włączenie do pojęcia stanu nie tylko położenia i prędkości cząstek naładowanych, ale również kierunków oraz natężeń sił elektrycznych i magnetycznych w każdym punkcie przestrzeni w rozpatrywanej chwili.

Pod tym względem stan rzeczy nie uległ istotnym zmianom, wskutek poznania stopnia, w jakim opis zjawisk fizycznych zależy od układu odniesienia wybranego przez obserwatora. Uznanie tej okoliczności przejawia

* Zob. przypisy [1—3] na końcu artykułu.

się w pojęciu w z g l ę d n o ś c i. Mamy tu do czynienia z nadzwyczaj płodnym kierunkiem naukowym, który pozwolił sformułować ogólne prawa fizyczne, wspólne dla wszystkich obserwatorów i powiązać ze sobą różne zjawiska, które dawniej wydawały się niezależne. Choć w tych sformułowaniach stosuje się takie abstrakcje matematyczne, jak np. czterowymiarową metrykę nieeuklidesową, to jednakże interpretacja fizyczna dla każdego obserwatora z osobna opiera się na zwykłym podziale na przestrzeń i czas, przy czym zachowuje się deterministyczny charakter opisu. Ponadto, jak na to wskazał Einstein, koordynacja zdarzeń w przestrzeni i czasie odpowiadająca różnym obserwatorom jest tego rodzaju, że nigdy nie zamienia danego następstwa przyczynowego zjawisk na odwrotne. Dlatego to teoria względności nie tylko rozszerzyła zakres stosowalności, ale i umocniła podstawy opisu deterministycznego, tak charakterystycznego dla tego wspólnego gmachu, który się zowie fizyką klasyczną.

Od odkrycia elementarnego kwantu akcji [5] przez Plancka zaczęła się jednakże nowa epoka fizyki. Odkrycie to ujawniło charakterystyczną dla zjawisk atomowych cechę „całościowości” [6], idącą znacznie dalej od dawnej zasady ograniczonej podzielności materii. Okazało się ponad wszelkie wątpliwości, że właściwy dla klasycznych teorii fizycznych poglądowo-obrazowy opis przyrody jest idealizacją dającą się stosować tylko do zjawisk, w których wszystkie wielkości o wymiarach akcji występujące przy ich analizie są tak wielkie, iż w porównaniu z nimi kwant akcji można zaniedbać. W zjawiskach na zwykłą skalę warunek ten jest zawsze spełniony z nadmiarem, natomiast w danych doświadczalnych odnoszących się do cząstek atomowych spotykamy się z prawidłowościami nowego typu, do których analiza deterministyczna nie da się już stosować. Te prawa kwantowe warunkują nadzwyczajną trwałość układów atomowych i określają ich reakcje; przez to są one ostatecznie odpowiedzialne i za te własności materii, od których zależą nasze środki obserwacji.

W ten sposób powstało dla fizyków zagadnienie racjonalnego uogólnienia fizyki klasycznej przez harmonijne włączenie do niej kwantu akcji. Po wstępnym przeanalizowaniu z grubsza całego nagromadzonego materiału doświadczalnego, to nader trudne zadanie zostało wreszcie rozwiązane przez wprowadzenie odpowiednich abstrakcji matematycznych. W ten sposób w aparacie mechaniki kwantowej na miejsce wielkości charakteryzujących stany układów fizycznych zjawyły się symboliczne operatory, podlegające prawom mnożenia niekomutatywnego i zawierające w sobie stałą Plancka h . Sformułowanie to uniemożliwia co prawda ustalenie takiego rodzaju wielkości z dokładnością niezbędną do deterministycznego opisu używanego w fizyce klasycznej, ale umożliwia wyznaczanie rozkładów spektralnych dla tych wielkości zgodnie z danymi doświadczalnymi o procesach atomowych. Stosownie do jej niemodelowego charakteru interpretacja fizycz-

na aparatu matematycznego nowej teorii wyraża się w prawach typu istotnie statystycznego (probabilistycznego), odnoszących się do wyników obserwacji otrzymanywanych w ściśle określonych warunkach doświadczalnych.

Pomimo to, że mechanika kwantowa jest dzisiaj potężnym środkiem porządkowania olbrzymiego dorobku fizyki doświadczalnej odnoszącego się do obiektów atomowych, to jednak fakt, że mechanika ta odbiega tak znacznie od wymogów przyczynowego tłumaczenia zjawisk, doprowadza nieuchronnie do postawienia sobie pytania, czy rzeczywiście mamy tu do czynienia z wyczerpującym opisem tego, co daje doświadczenie. Aby móc dać odpowiedź na to pytanie, trzeba oczywiście dokładnie rozpatrzyć warunki niezbędne do jednoznacznego stosowania pojęć fizyki klasycznej do analizy zjawisk atomowych. Decydujące wydaje się tu uznanie sytuacji, że przy opisie aparatury i rejestracji obserwacji musimy z konieczności posługiwać się językiem potocznym odpowiednio uzupełnionym przez zwykłą terminologię fizyczną. Jest to po prostu wymaganie logiki, gdyż przez słowo „doświadczenie” możemy rozumieć jedynie postępowanie, o którym możemy powiadomić innych, cośmy zrobili i czego dowiedzieliśmy się.

W rzeczywistych urządzeniach doświadczalnych spełnienie wymagań tego rodzaju jest zapewnione przez to, że jako przyrządy pomiarowe stosuje się ciała sztywne, dostatecznie ciężkie, tak aby można było charakteryzować ich położenia i prędkości wzajemne w sposób czysto klasyczny. W związku z tym należy również pamiętać o tym, że każda jednoznaczna informacja o obiektach atomowych wyprowadza się z położenia trwałych śladów na ciałach, określających warunki doświadczenia, w rodzaju śladu na płycie fotograficznej pochodzącego od uderzenia elektronu. Nieodwracalne „efekty wzmacniające”, leżące u podłoża wszelkich metod rejestracji obecności obiektów atomowych, nie wprowadzają przy tym żadnych specjalnych trudności, a przypominają nam tylko o tym, że samo pojęcie obserwacji jest nierozzerwalnie związane z istotną nieodwracalnością [7]. Pod tym względem opis zjawisk atomowych posiada zupełnie obiektywny charakter w tym sensie, że obchodzi się ono całkowicie bez wyraźnego powoływania się na jakiegokolwiek obserwatora; z tego samego też powodu przekazywanie informacji nie jest związane z jakąkolwiek niejednoznacznością, byleby tylko uwzględniać przy tym wymagania teorii względności.

Z punktu widzenia fizyki kwantowej pod wszystkimi tymi względami zagadnienie obserwacji niczym nie różni się od klasycznego podejścia do zagadnienia. Jednakże istotnie nową cechą analizy zjawisk kwantowych jest *wprowadzenie zasadniczego odróżnienia między przyrządem pomiarowym a badanymi obiektami*. Odróżnienie to okazuje się bezpośrednim następstwem konieczności opisywania działania przyrządów pomiarowych w terminach fizyki klasycznej i to przy zasadniczym wyłączeniu kwantu akcji [8].

Z drugiej strony, kwantowe cechy zjawiska są zawarte w informacji o obiektach atomowych, zaczerpniętej z obserwacji. Podczas gdy w fizyce klasycznej można zaniedbać współdziałanie między tymi tworami a aparatem lub w razie potrzeby można je kompensować, to w fizyce kwantowej to współdziałanie stanowi nieodłączną część zjawiska. W związku z tym jednoznaczny opis jakiegokolwiek zjawiska kwantowego powinien w zasadzie obejmować również i opis wszystkich istotnych części aparatury doświadczalnej.

Fakt, że powtórzenie jednego i tego samego doświadczenia, opisanego w dopiero co podany sposób, prowadzi na ogół do różnych rejestracji odnoszących się do obiektu oznacza bezpośrednio, że takie wyniki mogą być ogólnie opisane tylko za pomocą praw statystycznych. Może warto tu zaznaczyć, że bynajmniej nie mamy tu do czynienia z niczym analogicznym do zwykłych zastosowań statystyki przy opisie zachowania się układów fizycznych zbyt skomplikowanych na to, aby można było w praktyce osiągnąć pełne określenie ich stanu początkowego wystarczające do stosowania schematu deterministycznego. Opis taki zakłada możliwość nieograniczonego dzielenia zdarzeń i precyzowania ich szczegółów, podczas gdy dla zjawisk kwantowych możliwość taka jest zasadniczo wykluczona przez konieczność dokładnego określania warunków, w jakich dane zjawiska odbywają się. Istotnie, charakterystyczna dla zjawisk kwantowych cecha „całościowości” znajduje swój wyraz logiczny w tym, że każda próba rozdzielenia w określony sposób jakiegokolwiek zjawiska na zjawiska składowe wymagałaby zmian w urządzeniach doświadczalnych, nie dających się na ogół pogodzić z określeniem danego zjawiska.

W zakresie stosowalności fizyki klasycznej wszystkie strony i własności danego obiektu mogą być ujawnione za pomocą *j e d n e g o* urządzenia doświadczalnego, chociaż w praktyce często wygodniej jest stosować różne urządzenia dla badania różnych stron tego samego zjawiska. Istotnie, dane otrzymane na tej drodze uzupełniają się wzajemnie i dają się w prosty sposób złożyć w jeden spójny obraz zachowania się badanego obiektu. Natomiast w fizyce kwantowej dane o obiektach atomowych otrzymywane za pomocą różnych urządzeń doświadczalnych znajdują się w nowego rodzaju stosunku komplementarności (wzajemnego uzupełniania się). Trzeba uznać, że chociaż przy próbach złożenia ich w jeden obraz dane takie wydają się przeczyć sobie nawzajem, to jednak wyczerpują one istotnie wszystko, czego możemy się o tych obiektach dowiedzieć. Nie ograniczając w niczym naszego dążenia do zadawania pytań przyrodzie pod postacią doświadczeń, pojęcie *k o m p l e m e n t a r n o ś c i* charakteryzuje po prostu możliwe odpowiedzi otrzymywane jako wynik takich badań, w przypadkach gdy współdziałanie między przyrządami pomiarowymi a badanymi obiektami stanowi nieodłączną część zjawiska.

Rozumie się samo przez się, że opis klasyczny urządzenia doświadczalnego i nieodwracalność rejestracji odnoszących się do obiektów atomowych gwarantują następstwo między przyczyną a skutkiem zgodnie z ogólnym pojęciem przyczynowości. Jednocześnie nieodwołalne wyrzeczenie się klasycznego ideału determinizmu wyraża się dobitnie w stosunkach komplementarności, przedstawiających warunki jednoznacznej stosowności pojęć podstawowych, których niczym nieograniczone używanie jest podstawą opisu klasycznego. W samej rzeczy, dla stwierdzenia obecności cząstki atomowej w ograniczonym obszarze czaso-przestrzennym, potrzebna jest aparatura doświadczalna, związana z przenoszeniem pędu i energii na ciała podobne do miarek spoczywających i synchronicznie idących zegarów; właśnie przenoszenie to nie może być włączone do opisu działania wspomnianych przyrządów bez naruszania ich zdolności wyznaczania układu odniesienia. Na odwrót, każde zastosowanie praw zachowania pędu i energii do procesów atomowych zakłada zasadnicze wyrzeczenie się dokładnej lokalizacji cząstek w przestrzeni i czasie.

Wszystko to znajduje wyraz ilościowy w relacjach nieokreśloności Heisenberga [9]. Relacje te wyrażają związek (odwrotną proporcjonalność) między dopuszczalną w mechanice kwantowej niedokładnością ustalenia wartości tych zmiennych kinematycznych i dynamicznych, które w mechanice klasycznej określają stan układu fizycznego. Rzeczywiście, niekomutatywności symboli matematycznych, przedstawiających te zmienne w formalizmie mechaniki kwantowej, odpowiada właśnie wzajemne wykluczanie się urządzeń doświadczalnych niezbędnych do ich jednoznacznego określenia. Możemy też zauważyć, że mamy tu oczywiście do czynienia nie z ograniczeniem dokładności pomiarów, ale z ograniczoną stosownością pojęć czaso-przestrzennych i praw zachowania, uwarunkowaną koniecznością różniczenia między przyrządami mierniczymi i obiektami atomowymi.

Przy rozpatrywaniu zadań fizyki atomowej, dla wykonania konkretnych obliczeń, najwygodniej jest posługiwać się funkcją stanu Schrödingera. Za pomocą określonych operacji matematycznych z funkcji tej można wyprowadzić prawa statystyczne dla wyników doświadczeń otrzymywanych w ściśle określonych warunkach. Należy jednak przyznać, że mamy tu do czynienia z czysto symboliczną metodą, której jednoznaczna interpretacja fizyczna wymaga ostatecznie powołania się na całość urządzenia doświadczalnego. Nieuwzględnienie tej okoliczności doprowadzało niekiedy do nieporozumień. W szczególności jest rzeczą bardzo wątpliwą, czy stosowanie takich wyrażen jak „zakłócenie zjawiska przez obserwację” albo „nadawanie przez pomiary obiektom atomowym atrybuty fizyczne” da się pogodzić z ogólnie przyjętym znaczeniem użytych tu terminów technicznych i z językiem potocznym.

W związku z tym stawiano nawet pytanie, czy nie należało by dla dokładniejszego przedstawienia powstałej sytuacji posługiwać się logiką wielowartościową. Rozważania powyższe pokazują jednak, że jakiegokolwiek odchylenia od powszechnie przyjętego sposobu wysławiania się i od zwykłej logiki są całkowicie zbędne, o ile tylko używać wyrazu „zjawisko” w sensie czegoś, o czym można informować w sposób jednoznaczny, przy czym wyraz „pomiar” winien być używany w swym bezpośrednim znaczeniu ilościowego porównywania (z wzorcem). Taka ostrożność w doborze terminologii jest szczególnie ważna w badaniach nowej dziedziny, gdzie informacja nie może być zawarta w dotychczasowych ramach, do których jesteśmy przyzwyczajeni i które znalazły tak nieograniczone pole zastosowań w fizyce klasycznej.

Jedynie pamiętając o tym wszystkim staje się rzeczą jasną, że mechanika kwantowa spełnia w szerokim zakresie swojej stosowalności wszystkie wymagania co do racjonalnego tłumaczenia pod względem niesprzeczności i zupełności. Położenie nacisku na trwałe rejestracje, otrzymywane w dokładnie określonych warunkach doświadczalnych, jako na podstawie niesprzecznej w sobie interpretacji formalizmu mechaniki kwantowej, odpowiada istotnie założeniu zawartemu w opisie klasycznym, według którego każdy człon w łańcuchu przyczynowym zdarzeń da się w zasadzie bezpośrednio sprawdzić. Pełność opisu podobną do tej, do jakiej dążyła fizyka klasyczna, osiąga się przez zasadniczą możliwość uwzględnienia wszystkich do pomyślenia urządzeń doświadczalnych.

Oczywiście, że wszystkie rozważania tego rodzaju wcale nie doprowadzają do wniosku, iż fizyka atomowa nie przyniesie nam już niczego nowego w dziedzinie odkryć doświadczalnych i środków matematycznych nadających się do ich ilościowego ujęcia. Prawdopodobnie dla objaśnienia nowych cech odkrywanych w badaniach procesów atomowych nader wielkich energii, trzeba będzie wprowadzić jeszcze dalej idące abstrakcje do aparatu matematycznego teorii. Rozstrzygająca okazuje się jednak okoliczność, że nie może być przy tym mowy o powrocie do sposobu opisywania zjawisk przyrody, który by w większej mierze szedł na rękę zwykłym żądaniom pogładowego przedstawiania związków przyczynowych.

Fakt, że prawa kwantowe nie mogą być przeanalizowane w duchu klasycznym, pociąga za sobą, jak widzieliśmy, konieczność wprowadzenia przy opisie tego, o czym dowiadujemy się z doświadczenia, różnicy logicznej między przyrządami pomiarowymi i obiektami atomowymi — różnicy wykluczającej zasadniczo możliwość wyczerpującego opisu deterministycznego. Reasumując, można powiedzieć, że szersze ramy komplementarności nie oznaczają bynajmniej dobrowolnego wyrzeczenia się ideału przyczynowości; natomiast pojęcie komplementarności jest bezpośrednim wyrazem naszego

położenia wobec opisu podstawowych własności materii, które były zakładane w ujęciu klasycznym, ale jak się okazało leżą poza zasięgiem jego stosowności.

Pomimo wszystkich różnic w typowych sytuacjach, do których odnoszą się pojęcia teorii względności i komplementarności, pod względem teorio-poznawczym wykazują one daleko idące podobieństwa. W samej rzeczy, w obu przypadkach mamy do czynienia z badaniem dających się ująć obrazowo harmonij, nie nadających się jednak do opisów w węższym zakresie. Rozstrzygająca okazuje się tutaj okoliczność, że w danym przypadku odpowiednie rozszerzenie ram naszych pojęć nie zakłada jakiegokolwiek powoływania się na obserwatora, co uniemożliwiłoby jednoznaczne przekazywanie faktów doświadczalnych. W rozważaniach teorii względności taka obiektywność zapewniona jest przez odpowiednie uwzględnienie zależności opisu zjawisk od układu odniesienia obserwatora, podczas gdy w komplementarnym sposobie opisu unika się subiektywności przez specjalne uwzględnienie okoliczności wymagających dobrze określonego użycia podstawowych pojęć fizycznych.

W ogólnym aspekcie filozoficznym zagadnienia znamienny jest fakt, że gdy chodzi o analizę i syntezę w innych dziedzinach wiedzy, istnieją tam również sytuacje przypominające sytuacje w mechanice kwantowej. I tak np. całościowo żywych organizmów i cechy ludzi władających świadomością oraz wspólnot kulturalnych, przedstawiają cechy całościowości, których przedstawienie wymaga typowo komplementarnego sposobu ujęcia [10]. Do przekazywania faktów doświadczalnych w tych rozległych dziedzinach istnieją już bogate słowniki, a ponieważ słowom nadaje się nieraz rozmaite znaczenia, a przede wszystkim z powodu różnic w rozpowszechnionych w literaturze filozoficznej interpretacjach pojęcia przyczynowości, cel tego rodzaju porównań bywa często mylnie rozumiany. Jednakże stopniowy rozwój trafnej terminologii, nadającej się do opisu prostszej sytuacji w dziedzinie fizyki, wskazuje na to, że mamy tu do czynienia nie z mniej lub bardziej mglistymi analogiami, lecz z jasnymi przykładami związków logicznych, z którymi się spotykamy — w różnych kontekstach — i również i w szerszych dziedzinach wiedzy.

OD TŁUMACZY

1. Przekład polski Jana Weysenhoffa według przekładu rosyjskiego W. A. Focka, który ukazał się w Usp. Fiz. Nauk 67, str. 37—42 w numerze styczniowym 1958 r., „z rękopisu uprzejmie wręconego przez autora” W. A. Fockowi i pt. *Quantum Physics and Philosophy (Causality and Complementarity)*. Poniżej podane są w tłumaczeniu wszystkie przypisy W. A. Focka (znaczone W. F.) i kilka dalszych przypisów Jana Weysenhoffa (znaczone J. W.).

2. Artykuł N. Bohra *Fizyka kwantowa i filozofia* jest nader interesujący szczególnie dlatego, że autor zbliża się w nim w znacznym stopniu do materialistycznego traktowania podstaw fizyki kwantowej. Tak np. Bohr podkreśla po raz pierwszy obiektywność kwantowomechanicznego opisu i jego niezależność od obserwatora (oraz poznającego subiekta). Podkreślając to, że przyrządy i ich wskazania są tylko środkiem do badania obiektywnych własności obiektów atomowych, Bohr przyznaje przez to samo, że własności te posiadają niemniejszą realność od przyrządów i ich wskazań. Następnie Bohr po raz pierwszy wprowadza rozróżnienie pojęć „przyczynowości” i „determinizmu” (w znaczeniu determinizmu laplasowskiego) i wskazuje na to, że przyczynowość w sensie stosunku między przyczyną a skutkiem zachowuje całkowicie swą ważność również i w fizyce kwantowej, która wymaga tylko wyrzeczenia się „klasycznego ideału determinizmu”. Wreszcie, przy rozpatrywaniu zagadnienia o współdziałaniu obiektu i przyrządu Bohr obchodzi się w zupełności bez źle określonego pojęcia „współdziałania niemożliwego do skontrolowania”, które grało tak wielką rolę w jego poprzednich pracach; zamiast tego Bohr podkreśla, że różnica w traktowaniu obiektu i przyrządu jest natury logicznej.

W wyliczonych ulepszeniach formułowania nie można nie dostrzec echa naszych rozmów z Bohrem w marcu r. 1957 i częściowej odpowiedzi Bohra na notatkę przedstawioną mu przez nas w toku tych rozmów. Ponieważ wiele tej notatki zostało również przedstawionych w naszych *Uwagach do artykułu Bohra o jego dyskusjach z Einsteinem* (Usp. Fiz. Nauk 66, str. 599, grudzień 1958), publikowany artykuł stanowi pośrednią odpowiedź również i na te *Uwagi*. (W. F.)

3. Niechaj mi wolno będzie włączyć się na chwilę do toczącej się tu dyskusji. Ja również uważam artykuł Bohra za niezmiernie pouczający i dlatego właśnie podjąłem się jego tłumaczenia. Jednakże na mój gust artykuł ten zawiera za mało uwag krytycznych odnoszących się bezpośrednio do tzw. teorii drugiego kwantowania, tj. do kwantowej teorii pól, w której takie „obiekty atomowe” jak cząstki elementarne w ogóle nie występują w pierwotnych założeniach teorii, a zjawiają się dopiero wtórnie przez „kwantowanie pola”. Oczywiście postawienie zagadnienia przez Bohra jest tak ogólne, że większość jego wyjaśnień i uwag krytycznych odnosi się zarówno do tzw. teorii pierwszego kwantowania, tj. do mechaniki kwantowej układów o niezmiennym liczbie cząstek bez uwzględniania przekształcania się jednych cząstek w drugie, jak i do drugiego kwantowania. Dzisiaj znaczna już większość fizyków teoretycznych na całym świecie jest zdania, że droga do ostatecznego uzgodnienia fizyki kwantowej i teorii względności — jeżeli takie uzgodnienie jest w ogóle możliwe — prowadzi poprzez kwantowe teorie pól. Osobiście mogę więc tylko wyrazić żal, że Bohr w swoim tak ciekawym artykule nie przedyskutował również bardziej szczegółowo podstaw współczesnej teorii kwantowych pól z punktu widzenia: fizyka kwantowa a filozofia. (J. W.)

4. Zgodnie z tą definicją Bohr tutaj i w dalszym ciągu przez „determinizm” rozumie „determinizm w sensie Laplace’a”. (W. F.)

5. Po polsku termin „działanie” bywa często używany w mechanice w dwóch całkiem odmiennych znaczeniach: 1) w trzeciej zasadzie Newtona, gdy mowa o działaniu i przeciwdziałaniu, oraz 2) w zasadzie najmniejszego czy też stacjonarnego działania. Żeby tego uniknąć proponuję (już nie po raz pierwszy) termin „działanie” używać tylko w pierwszym znaczeniu, a w drugim przypadku wielkość o wymiarach energii razy czas nazywać (również używanym już terminem) „akcją” i mówić przez to o „zasadzie akcji stacjonarnej” i o „kwancie akcji”. Pojęcie akcji nie gra żadnej roli w fizyce elementarnej. (J. W.)

6. Fock użył tu wyrażenia „цельность”, co słownik Dworeckiego tłumaczy przez całość, całkowitość, jednolitość, jedność, wszystko słowa nie oddające jasno tego, o co

tu chodzi, tj. o pewne nowe pojęcie (grające ważną rolę przy wszystkich zjawiskach falowych, nawet w mechanice klasycznej) „tworzenia całości”, „występowania jako całość”, o „ogólny charakter procesu wziętego jako całość” (por. L. I. M a n d e l s z t a m, *Dziela Zebrane IV*, str. 12 — o rozpatrywaniu szczególnego charakteru wszelkich zjawisk falowych), na które proponuję termin techniczny „całościowość”. (J. W.).

7. Na ten ważny fakt kładł również nacisk Einstein w swych arcyciekawych rozważaniach z r. 1949 (Albert Einstein, *Philosopher-Scientist*, The Library of Living Philosophers, New York, Tudor Publishing Co), a w ostatnich czasach również i de Broglie. (J. W.).

8. Ponieważ jednak nierówności Heisenberga są słuszne również i dla przyrządów, przeto przy opisie ich działania uwzględnia się jednak kwant akcji, chociaż w sposób utajony. (W. F.).

9. Powinno się mówić „relacje (czy też związki, to jest obojętne) nieokreśloności Heisenberga” (zob. np. W. Rubinowicz, *Kwantowa teoria atomu*). Niestety, nasi tłumacze z rosyjskiego często tłumaczą „неопределенность” przez „nieoznaczoność” (zob. np. E. Szpolski, *Fizyka Atomowa*), co jest błędne nie tylko językowo, ale i co do sensu fizycznego i to zarówno według fizyków radzieckich, jak i według „szkoły kopenhaskiej”. (J. W.).

10. Zob. N. B o h r, *Fizyka atomowa i wiedza ludzka (Atomic Physics and Human Knowledge*, John Wiley and Sons, Ltd, New York, 1958). (W. F.).

Dopisek w korekcie. Ten sam niemal artykuł B o h r a ukazał się świeżo w *Planck-Festschrift* (Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1958). Udało mi się wprowadzić szereg poprawek według oryginalnego tekstu niemieckiego, przez co, jak się spodziewam, myśl B o h r a będzie w tłumaczeniu polskim oddana nieco wierniej. (J. W.).

Ryszard Sosnowski
Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Przegląd doświadczeń stwierdzających niezmienniczość przemiany β względem inwersji czasu

Doświadczalne stwierdzenie występowania asymetrii w rozkładzie kątowym elektronów powstałych w wyniku rozpadu β spolaryzowanych jąder [1] było dowodem, że prawa rządzące tym rozpadem nie są niezmiennicze względem inwersji przestrzeni. Pozostało jednak zagadnieniem otwartym, czy są one niezmiennicze względem inwersji czasu. Celem artykułu jest przegląd proponowanych i częściowo wykonanych doświadczeń, które mogłyby dać odpowiedź na to pytanie.

Doświadczalną konsekwencją niezmienniczości względem inwersji czasu dowolnego procesu fizycznego przeprowadzającego pewien stan a w inny stan b jest to, że prawdopodobieństwo przejścia od a do b równa się prawdopodobieństwu przejścia od $-b$ do $-a$:

$$P(a \rightarrow b) = P(-b \rightarrow -a). \quad (1)$$

W przypadku rozpadu β równość ta oznacza, że prawdopodobieństwo rozpadu jąder A o polaryzacji $\langle \vec{J}_i \rangle$ na jądra B o polaryzacji $\langle \vec{J}_f \rangle$ i pędzie odrzutu P , elektrony o polaryzacji $\langle \vec{\sigma} \rangle$ i pędzie \vec{p} oraz neutrino o polaryzacji $\langle \vec{s} \rangle$ i pędzie \vec{q} jest takie samo jak prawdopodobieństwo syntezy jąder A o polaryzacji $-\langle \vec{J}_i \rangle$ z jąder B , elektronów i neutronów posiadających pędy i polaryzacje $-\langle \vec{J}_f \rangle$, $-\langle \vec{\sigma} \rangle$, $-\langle \vec{s} \rangle$, $-\vec{P}$, $-\vec{p}$, $-\vec{q}$. Jednakże, mimo że obydwa prawdopodobieństwa są w zasadzie mierzalne, to jednak obserwowanie procesów odwrotnych do rozpadu β przekracza znacznie możliwości współczesnej techniki eksperymentalnej. Nie można więc sprawdzić równości (1) na drodze bezpośrednich pomiarów, można jednak dokonać tego wykorzystując zasadę równowagi szczegółowej. Zasada ta, słuszna dla słabych oddziaływań, wyraża następującą równość

$$P(a \rightarrow b) = P(b \rightarrow a). \quad (2)$$

Korzystając z tej zasady dla przejścia $-a \rightarrow -b$ otrzymamy, że o ile jest spełniona równość (1), słuszna jest także równość następująca

$$P(a \rightarrow b) = P(-a \rightarrow -b). \quad (3)$$

Stany a i b są dla dozwolonych przejść β zdefiniowane przez wielkości $\langle \vec{J}_i \rangle$, $\langle \vec{J}_f \rangle$, $\langle \vec{\sigma} \rangle$, $\langle \vec{s} \rangle$, \vec{P} , \vec{p} i \vec{q} , z których zresztą nie wszystkie są niezależne ze względu na zasady zachowania energii, pędu i momentu pędu. Uwzględniając te zasady dojdziemy do wniosku, że do opisanego stanu początkowego i końcowego przemiany wystarczą na przykład następujące wielkości¹: $\langle \vec{J}_i \rangle$, $\langle \vec{J}_f \rangle$, $\langle \vec{\sigma} \rangle$, \vec{p} i $\frac{\vec{q}}{E_\nu}$. Korzystając z tego możemy przepisać równanie (3) w postaci

$$P\left(\langle \vec{J}_i \rangle, \langle \vec{J}_f \rangle, \langle \vec{\sigma} \rangle, \vec{p}, \frac{\vec{q}}{E_\nu}\right) = P\left(-\langle \vec{J}_i \rangle, -\langle \vec{J}_f \rangle, -\langle \vec{\sigma} \rangle, -\vec{p}, -\frac{\vec{q}}{E_\nu}\right). \quad (4)$$

Celem omówionych w tym artykule doświadczeń jest stwierdzenie, czy prawdziwe jest powyższe równanie. Oczywiście nie będzie to mieć miejsca, jeżeli prawdopodobieństwo rozpadu P będzie zawierać wyrazy typu $\vec{l} (\vec{m} \times \vec{n})$, w których wektory \vec{l} , \vec{m} , i \vec{n} są dowolnymi trzema wielkościami spośród $\langle \vec{J}_i \rangle$, $\langle \vec{J}_f \rangle$, $\langle \vec{\sigma} \rangle$, \vec{p} i $\frac{\vec{q}}{E_\nu}$.

Teoria rozpadu β , w której przyjęto hamiltonian oddziaływania Lee i Yanga [2]:

$$\begin{aligned} H_{int} = & (\bar{\psi}_p \psi_n) (C_s \bar{\psi}_e \psi_\nu + C'_s \bar{\psi}_e \gamma_5 \psi_\nu) + \\ & + (\bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_n) (C_v \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\nu + C'_v \bar{\psi}_e \gamma_\mu \gamma_5 \psi_\nu) + \\ & + \frac{1}{2} (\bar{\psi}_p \sigma_{\lambda\mu} \psi_n) (C_T \bar{\psi}_e \sigma_{\lambda\mu} \psi_\nu + C'_T \bar{\psi}_e \sigma_{\lambda\mu} \gamma_5 \psi_\nu) + \\ & - (\bar{\psi}_p \gamma_\mu \gamma_5 \psi_n) (C_A \bar{\psi}_e \gamma_\mu \gamma_5 \psi_\nu + C'_A \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\nu) + \\ & + (\bar{\psi}_p \gamma_5 \psi_n) (C_p \bar{\psi}_e \gamma_5 \psi_\nu + C'_p \bar{\psi}_e \psi_\nu) + \text{herm. sprz.} \end{aligned} \quad (5)$$

przewiduje, że prawdopodobieństwo rozpadu β może mieć postać:

$$P(\dots \vec{l}, \dots \vec{m}, \dots n, \dots) = \dots + X \vec{l} (\vec{m} \times \vec{n}) + \dots \quad (6)$$

Jeżeli jednak hamiltonian (5) jest niezmienniczy względem inwersji czasu, co ma miejsce gdy wszystkie stałe C i C' są rzeczywiste, to współczynnik X znika. Tak więc w przypadku niezmienniczości (5) względem inwersji czasu

¹ Zakładamy, że rozpatrujemy przemianę β , w której jest ustalony wewnętrzny stan jądra A przed rozpadem i wewnętrzny stan jądra B po rozpadzie. Znamy także spiny tych jąder J_i i J_f .

mamy spełnioną równość (3), czego należało oczekiwać. Obecnie przejdziemy do omówienia doświadczeń, których celem jest pomiar współczynników X .

Pomiar poprzecznej polaryzacji elektronu prostopadłej do płaszczyzny rozpadu

W roku 1957 Jackson, Treiman i Wyld [3] zaproponowali doświadczenie, w którym rolę wektorów \vec{l} , \vec{m} i \vec{n} spełniałyby pędy elektronu i neutrina \vec{p} i \vec{q} oraz polaryzacja elektronu $\langle \sigma \rangle$. W doświadczeniu tym należałoby poszukiwać poprzecznej polaryzacji elektronu, prostopadłej do płaszczyzny wyznaczonej przez \vec{p} i \vec{q} . Autorzy obliczyli wielkość tej polaryzacji w zależności od stałych C i C' z hamiltonianu (5). Jeżeli nie uwzględniać oddziaływania elektromagnetycznego pomiędzy elektronem i jądrem, to polaryzacja ta wyrazi się wzorem:

$$\mathcal{P} = L \frac{(\vec{p} \times \vec{q})_z}{E_e E_\nu} \left/ \left(1 + a \frac{\vec{p} \cdot \vec{q}}{E_e E_\nu} + b \frac{m}{E_e} \right) \right., \quad (7)$$

$$\xi L = 2 \operatorname{Im} [|M_F|^2 (C_s C_v^* + C'_s C_v'^*) - \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 (C_T C_A^* + C'_T C_A'^*)],$$

$$\xi = |M_F|^2 (|C_s|^2 + |C_v|^2 + |C'_s|^2 + |C'_v|^2) + |M_{GT}|^2 (|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C'_T|^2 + |C'_A|^2),$$

$$\xi a = |M_F|^2 (-|C_s|^2 + |C_v|^2 - |C'_s|^2 + |C'_v|^2) + \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 (|C_T|^2 - |C_A|^2 + |C'_T|^2 - |C'_A|^2),$$

$$\xi b = \pm \operatorname{Re} [|M_F|^2 (C_s C_v^* + C'_s C_v'^*) + |M_{GT}|^2 (C_T C_A^* + C'_T C_A'^*)].$$

Stała b występuje również we wzorze na widmo energetyczne elektronów i jest odpowiedzialna za tzw. człon Firza [4]. Z pomiarów kształtu widma β można wnioskować, że stała ta jest niewielka. Jeżeli ponadto ustalimy warunki doświadczenia tak, że \vec{p} jest prostopadłe do \vec{q} , to wyrażenie (7) uprości się do

$$\mathcal{P} = L \frac{(\vec{p} \times \vec{q})_z}{E_e E_\nu}. \quad (8)$$

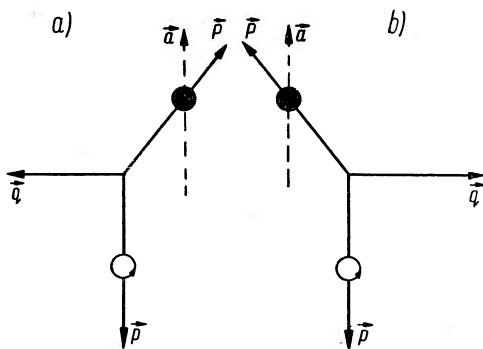
Czynnik $(\vec{p} \times \vec{q})_z / E_e E_\nu$ jest w przybliżeniu równy jedności dla elektronów o dużym pędzie. W tym przypadku polaryzacja poprzeczna elektronów jest równa L i może osiągać jedność, co odpowiada polaryzacji całkowitej. Jed-

nakże na podstawie doświadczeń nad korelacjami elektron—neutrino [5] nie należy się spodziewać, że L będzie bliskie jedności, ponieważ prawdopodobnie

$$|C_s|^2 + |C'_s|^2 \ll |C_v|^2 + |C'_v|^2 \quad \text{i} \quad |C_r|^2 + |C'_r|^2 \ll |C_A|^2 + |C'_A|^2. \quad (9)$$

Na skutek tego L będzie małe nawet w tym przypadku, gdy przemiana β nie jest niezmiennicza względem inwersji czasu, np. gdy $C_v = C'_v = i C_A = = i C'_A$ oraz $C_s = C'_s = C_r = C'_r = 0$.

Z drugiej strony, występowanie polaryzacji poprzecznej elektronów prostopadłej do płaszczyzny rozpadu nie oznacza, że oddziaływanie β nie jest niezmiennicze względem inwersji czasu. Stwierdzenie to jest sprzeczne z tym co powiedzieliśmy przy uzasadnianiu równania (3). Sprzeczność wynika stąd, iż nie uwzględniliśmy, że w rozpadzie β poza oddziaływaniami odpowiedzialnym za ten rozpad mamy oddziaływanie elektromagnetyczne elektronu z jądrem. Oddziaływanie to wprowadza pewne poprawki do wyrażenia na polaryzację (7) niezależne od niezmienniczości oddziaływania β względem inwersji czasu. Mechanizm powstawania poprzecznej polaryzacji elektronów w rozpadzie jest następujący. Rozpatrzmy rozpad przedstawio-



Rys. 1

ny na rys. 1a). Elektron, neutrino i jądra wybiegają w kierunkach \vec{p} , \vec{q} i \vec{P} . Polaryzację poprzeczną elektronu ilustruje prąd wirowy równoważny jego momentowi magnetycznemu. Jądro dla szybkiego elektronu jest prądem elektrycznym o kierunku \vec{a} . Przyciągające działanie tego prądu na moment magnetyczny utrudnia rozpad β . Przeciwną sytuację mamy w rozpadzie takim jak na rys. 1b), gdzie występuje odpychanie i rozpad β jest ułatwiony. W rezultacie będziemy mieli więcej rozpadów z rys. 1b), a więc elektrony będą w pewnym stopniu spolaryzowane poprzecznie. Na szczęście jest to poprawka niewielka rzędu Za/p , zaniedbywalna dla lekkich jąder. Została

ona obliczona dokładnie przez Jacksona i in. [16] oraz Kuchowicza [17].

Omawiane doświadczenie nie zostało jeszcze wykonane ze względu na trudności natury technicznej. O wielkości tych trudności świadczy fakt, że dopiero niedawno wykonano poprawnie pomiar korelacji elektron—neutrino bez pomiaru polaryzacji elektronów [5].

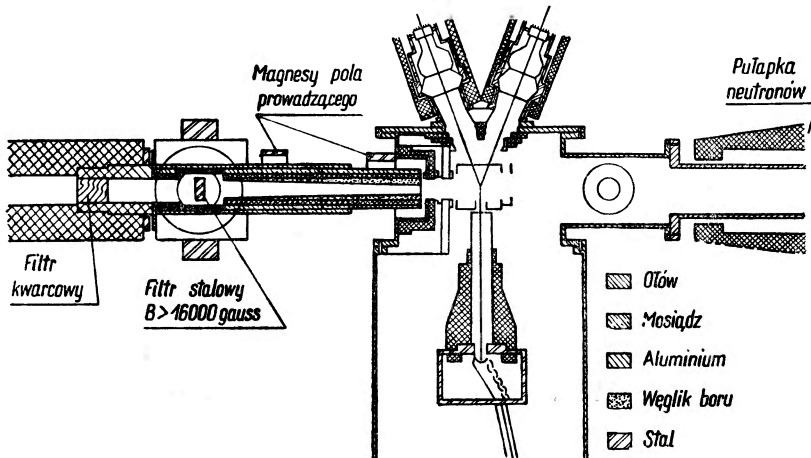
Pomiar korelacji kątowych elektron—neutrino w rozpadzie jąder spolaryzowanych

Równie trudne, jak pierwsze, jest następne doświadczenie proponowane przez Jacksona, Treimana i Wylda [3]. Jego celem jest stwierdzenie, czy w prawdopodobieństwie rozpadu występuje składnik proporcjonalny do $\langle \vec{J}_i \rangle (\vec{p} \times \vec{q} / E_\nu)$. Ograniczając się do tzw. członów nierelatywistycznych hamiltonianu (5) obliczyli oni prawdopodobieństwo emisji elektronu z pędem \vec{p} i neutrino z pędem \vec{q} dla jąder spolaryzowanych:

$$P(\dots \langle \vec{J}_i \rangle, \dots \vec{p}, \dots \frac{\vec{q}}{E_\nu}, \dots) = 1 + D \frac{\langle \vec{J}_i \rangle}{J_i} \cdot \frac{\vec{p} \times \vec{q}}{E_e E_\nu},$$

$$\xi D = 2 \operatorname{Im} \{ \delta_{J_i J_f} |M_F| \cdot |M_{GT}| \cdot \left(\frac{J_i}{J_i + 1} \right)^{\frac{1}{2}} (C_s C_T^* - C_v C_A^* + C_s' C_T'^* - C_v' C_A'^*) \}.$$

Jednakże wykonanie pomiarów, które by wyznaczyły D , jest bardzo trudne. Jest to spowodowane tym, że stosowane dotychczas metody polaryzacji jąder w niskich temperaturach wymagają silnego związania ich z podłożem,

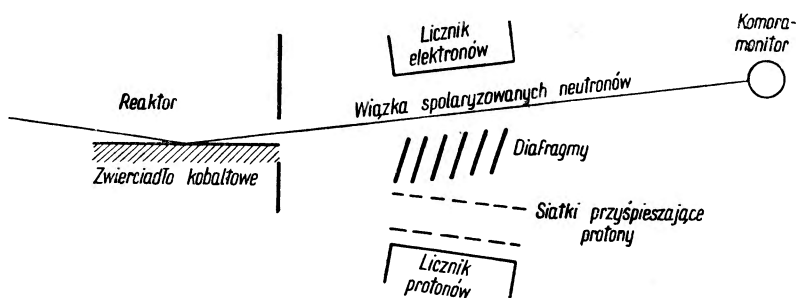


Rys. 2

co zakłada obserwowanie jąder odrzutu. Wprawdzie pewne nadzieje na polaryzację jąder swobodnych atomów można wiązać z efektem *pompowania optycznego* [6], jednak trudno przewidzieć, czy można będzie otrzymać na tej drodze źródła o dostatecznej aktywności. Tymi trudnościami należy wytłumaczyć to, że pomiar korelacji elektron—neutrino dla spolaryzowanych jąder wykonano tylko dla najprostszego jądra promieniotwórczego, a mianowicie neutronu [7 i 8].

Pierwsze doświadczenie tego typu wykonali Clark, Robson i Nathans [7]. Szkic używanej przez nich aparatury pokazuje rys. 2. Neutrony z reaktora były polaryzowane filtrem żelaznym o grubości 1 cala namagnesowanych do 16 000 gausów. Po przejściu przez filtr stopień polaryzacji neutronów wynosił 40%. Rozpad neutronów był rejestrowany w ustawionej w wiązce komorze próżniowej. W tym celu liczono koincydencje pomiędzy rejestrującym protony fotopowielaczem i jednym z liczników scyntylacyjnych rejestrujących elektrony. Osie liczników β tworzyły z kierunkiem biegu protonów kąty $+160^\circ$ i -160° . W tych wypadkach neutrino wybiegało w stosunku do elektronu pod kątem -90° i $+90^\circ$. Wielkość D wyznaczono z porównania ilości koincydencji pomiędzy protonem odrzutu i jednym licznikiem scyntylacyjnym z ilością koincydencji pomiędzy protonem i drugim licznikiem scyntylacyjnym. W czasie pomiaru liczono średnio 18 rozpadów neutronu w ciągu 20 godzin. Tło koincydencji przypadkowych wynosiło w tym czasie 35 koincydencji. Współczynnik D uzyskany w tym doświadczeniu wynosił

$$D = 0,02 \pm 0,28.$$



Rys. 3

Dokładniejsze wyniki uzyskano w drugim doświadczeniu [8]. Do polaryzacji neutronów użyto w nim zwierciadła kobaltowego, co pozwoliło uzyskać stopień polaryzacji 87%. Zamiast dwóch liczników elektronów użyto tylko jednego, zmieniano natomiast kierunek polaryzacji neutronów przez zmianę kierunku namagnesowania zwierciadła. Współczynnik D wyznaczono

no porównując ilość koincydencji proton—elektron przy dwóch kierunkach polaryzacji. Otrzymany w ten sposób współczynnik D wynosi

$$D = -0,04 \pm 0,07.$$

Szkic aparatury używanej w tych pomiarach pokazuje rys. 3.

Pomiar polaryzacji elektronów z rozpadu jąder spolaryzowanych

Trzecie doświadczenie, które zaproponowali Jackson, Treiman i Wylid [3], ma na celu sprawdzenie, czy w prawdopodobieństwie rozpadu β występuje wyraz proporcjonalny do $\langle \vec{\sigma} \rangle (\langle \vec{J}_i \rangle \times \vec{p})$. Aby to sprawdzić, należy zmierzyć polaryzację poprzeczną elektronów z rozpadu spolaryzowanych jąder, prostopadłą do płaszczyzny $\langle \vec{J}_i \rangle, \vec{p}$. Polaryzacja ta wyraża się wzorem

$$\mathcal{P} = R \left(\frac{\langle J_i \rangle}{J_i} \times \frac{p}{E_e} \right)_z \left/ \left(1 + \frac{bm}{E} \right) \right., \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \xi R = 2\text{Im} \{ \pm |M_{GT}|^2 \gamma_{J_f J_i} (C_T C_A^* + C_T' C_A^*) + \\ + \delta_{J_f J_i} |M_F| |M_{GT}| \left(\frac{J_i}{J_i + 1} \right)^{\frac{1}{2}} (C_s C_A^* + C_s' C_A^* - C_v C_T^* - C_v' C_T^*), \\ \gamma_{J_f J_i} = \begin{cases} 1 & \text{dla } J_f = J_i - 1, \\ \frac{1}{J_i - 1} & \text{dla } J_f = J_i, \\ -\frac{J_i}{J_i + 1} & \text{dla } J_f = J_i + 1. \end{cases} \end{aligned}$$

Omawiana polaryzacja nie była badana, ponieważ doświadczenie takie jest bardzo trudne. Należy zauważyć, że główną trudnością jest wyprowadzenie elektronów z kriostatu, gdzie musi znajdować się źródło. Pomiar bez wyprowadzenia wiązki elektronów wydaje się możliwy jedynie dla pozytonów, badając ich anihilację w żelazie.

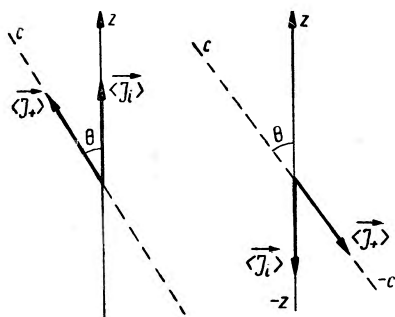
Pomiar korelacji kątowych β — γ w spolaryzowanych lub uporządkowanych jądrach

We wszystkich trzech omawianych doświadczeniach nie uwzględniono możliwości pomiaru polaryzacji jądra końcowego $\langle \vec{J}_f \rangle$, ograniczając się jedynie do doświadczeń wyznaczających współczynniki przy potrójnych ilo-

czynach wektorowych skonstruowanych z wielkości $\langle \vec{J}_i \rangle$, $\langle \vec{\sigma} \rangle$, \vec{p} i $\frac{\vec{q}}{E_p}$. Jest to częściowo uzasadnione tym, że pomiar $\langle J_f \rangle$ jest na ogół trudny do zrealizowania. Jeżeli jednak przejście prowadzi do stanu wzbudzonego jądra-
-produktu rozpadu, to z rozkładu kąтового emitowanych następnie kwantów γ możemy wyznaczyć wielkość i oś $\langle \vec{J}_f \rangle$ bez ustalenia jego zwrotu. Wykorzystując ten fakt M. Morita i R. S. Morita [9] oraz Curtis i Lewis [10] zwrócili uwagę na możliwości pomiaru współczynnika przy wyrażeniu $\vec{p} (\langle \vec{J}_i \rangle \times \langle \vec{J}_f \rangle)$ poprzez badanie korelacji kątowych elektron — kwant γ w rozpadzie jąder spolaryzowanych. Pewne wątpliwości może budzić fakt, że z rozkładu kwantów nie wyznaczamy polaryzacji jąder końcowych, a tylko uporządkowanie, pozostawiając zwrot spinów nieokreślony. Wątpliwości są tym uzasadnione, że spodziewamy się prawdopodobieństwa rozpadu w postaci:

$$P = 1 + X_p^{\vec{p}} (\langle J_i \rangle \times \langle J_f \rangle), \quad (12)$$

a prawdopodobieństwo mierzone będzie sumą prawdopodobieństw dla $\langle \vec{J}_f \rangle$ i $-\langle \vec{J}_f \rangle$, więc wyrazy z X się zniosą. Jeżeli jednak ograniczymy się do przejść $\vec{J}_i = \vec{J}_f \geq 1$, to, ponieważ elektron i neutrino unoszą co najwyżej moment pędu $\sigma + s = 1$, wektory $\langle \vec{J}_i \rangle$ i $\langle \vec{J}_f \rangle$ nie mogą tworzyć kąta rozwartego. Z tego wynika, że przy znanym zwrocie $\langle \vec{J}_i \rangle$ i wyznaczonej z rozkładu kwantów γ osi uporządkowania jąder końcowych możemy znaleźć $\langle \vec{J}_f \rangle$. Ponadto z tego



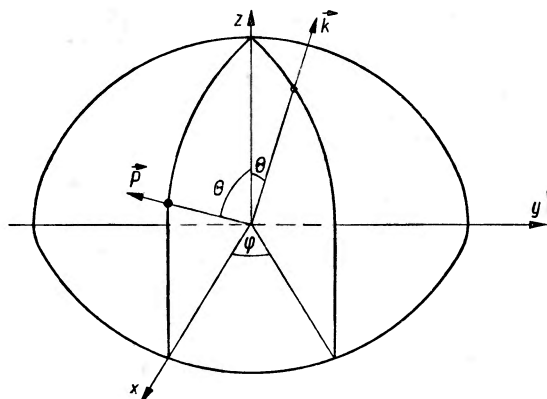
Rys. 4

rozważania wynika, że nie jest konieczne przeprowadzanie doświadczenia ze spolaryzowanymi jądrami, a wystarczająco jedynie uporządkowane. Aby się o tym przekonać, rozważmy jak wyglądać będzie pomiar D dla jąder spolaryzowanych w kierunku z oraz jąder spolaryzowanych w kierunku $-z$. Zobaczymy, że z obydwu tych polaryzacji doświadczenie daje te same wyniki, można więc je przeprowadzić z „mieszaną” polaryzacją w kierunku z i $-z$,

czyli z jądrami uporządkowanymi. Dla ustalenia uwagi założmy, że prawdopodobieństwo rozpadu opisuje się wzorem (12) i że $X > 0$. W tym przypadku najbardziej prawdopodobny jest rozpad taki jak na rys. 4: kierunek polaryzacji jądra końcowego $\langle \vec{J}_f \rangle$ pokrywa się z kierunkiem C , a kąt θ zależy od

wielkości spinu $\vec{J}_f = \vec{J}_i$. Najbardziej prawdopodobny kierunek emisji kwantu γ jest C oraz $-C$. O ile jądra początkowe są spolaryzowane w kierunku $-z$, to kierunek polaryzacji jądra końcowego jest $-C$ i znowu najbardziej prawdopodobny kierunek emisji jest C oraz $-C$.

Dokładniej zagadnieniem korelacji $\beta-\gamma$ w rozpadzie spolaryzowanych jąder przy przejściach typu $2^+ \xrightarrow{\beta} 2^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$ zajęli się M. Morita i R. S. Morita [9]. Podali oni wyrażenie na prawdopodobieństwo rozpadu β ,



Rys. 5

w którym elektron jest emitowany pod kątem Θ do kierunku polaryzacji jąder, kwant γ pod kątem θ , przy czym płaszczyzny wyznaczone przez $\langle \vec{J}_i \rangle$ i \vec{p} oraz $\langle \vec{J}_i \rangle$ i \vec{k} (\vec{k} — kierunek emisji γ) tworzą kąt φ (rys. 5). Prawdopodobieństwo to, w przypadku gdy rozpad β nie jest niezmienniczy względem inwersji czasu, posiada wyraz proporcjonalny do $\sin \varphi$:

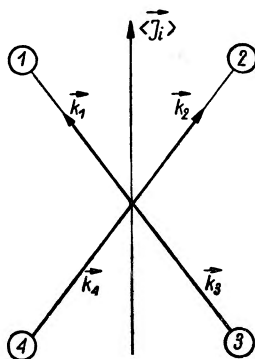
$$-2 \operatorname{Im} (C_T^* C'_s + C_T' C_s - C_A^* C'_v - C_A' C_v) M_{GT}^* M_F \frac{p}{E_e \sqrt{6}} \times \quad (13)$$

$$\times \sin \Theta \sin \varphi \sin \theta (3 B_1 \cos \theta + 2 B_2 \cos^3 \theta).$$

Współczynniki B_1 i B_2 są zależne od tego, w jaki sposób jądra są spolaryzowane: $B_1 \neq 0$, gdy $|\langle J_i \rangle_z| = 1$, a $B_2 \neq 0$, gdy $|\langle J_i \rangle_z| = 2$. W ogólnym wypadku zarówno B_1 , jak i B_2 mogą być różne od zera.

Analogiczne wyrażenie proporcjonalne do $\sin \varphi$ otrzymali dla przejść $1^+ \xrightarrow{\beta} 1^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$ Curtis i Lewis [10]. Z dokładnością do czynnika liczbowego pokrywa się ono z wyrażeniem (13), w którym $B_2 = 0$. Autorzy ci podali również odpowiednik wyrażenia (13) dla ogólnego przypadku $J_f \xrightarrow{\beta} J_f \xrightarrow{\gamma} J$ dla dowolnej połowosci L kwantów γ dozwolonej przez zasadę zachowania momentu pędu.

Realizacją doświadczalną omawianej metody sprawdzenia niezmienniczości oddziaływań β względem inwersji czasu zajęli się Ambler, Hayward, Hoppes i Hudson [11 i 12]. Badali oni rozpad spolaryzowanych jąder Co^{58} i Mn^{52} . Metoda polaryzacji polegała na ustawieniu jąder w polu magnetycznym w temperaturze (tak niskiej, ażeby ruch cieplny nie wprowadzał zakłóceń). Do pomiaru asymetrii w emisji kwantów γ użyto detektorów D ustawionych (jak na rys. 6). Liczniki 1 i 3 były połączone równolegle podobnie jak i liczniki 2 i 4. Liczono ilość koincydencji między licznikiem 1 lub 3 i licznikiem cząstek β i porównywano ją z ilością koincydencji między licznikiem 2 lub 4 i licznikiem cząstek β . Licznik cząstek β był umieszczony ponad płaszczyzną rysunku 6.



Rys. 6

W rozpadzie Mn^{52} otrzymano asymetrię około 1%, z tym że dokładność pomiaru nie była większa niż 2%. Wynik ten wskazuje na niezmienniczość przemiany β względem inwersji czasu. Niestety jądro Mn^{52} jest niekorzystne do sprawdzania tej niezmienniczości. Wiąże się to z faktem, że dla rozpadu β tego jądra element macierzowy M_F wchodzący do wzoru (13) jest mały. Tak więc spodziewana asymetria powinna być niewielka nawet w przypadku, gdyby badana niezmienniczość nie miała miejsca. Dokładniejszą analizę wyników tego doświadczenia przeprowadzimy dalej.

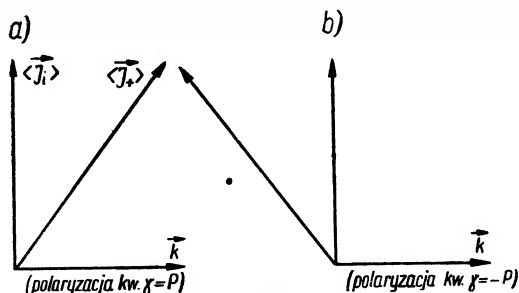
Przy badaniu rozpadu spolaryzowanych jąder kobaltu otrzymano wynik podobny. Wielkość asymetrii rozkładu kąтового kwantów wynosiła dla tego przypadku

$$- 0,014 \pm 0,034.$$

Pomiar korelacji β — γ -spolaryzowane w rozpadzie spolaryzowanych jąder

Poprzednie doświadczenie polegało na pomiarze wielkości $\vec{p} (\langle \vec{J}_i \rangle \times \langle \vec{J}_f \rangle)$, przy tym $\langle \vec{J}_f \rangle$ wyznaczało się z rozkładu kąтового kwantów γ . Inna metoda pomiaru $\langle \vec{J}_f \rangle$ polega na pomiarze kołowej polaryzacji tych kwantów [13]. Ilustruje ją rys. 7. Jeżeli kierunek polaryzacji jądra końcowego $\langle \vec{J}_f \rangle$ jest taki (jak na rys. 7a), to kwant γ emitowany w kierunku a będzie posiadał pewną polaryzację kołową \mathcal{P} . Wielkość i znak \mathcal{P} zależy od $J_i = J_f$

i $J (J_i \xrightarrow{\beta} J_f \xrightarrow{\gamma} J)$. Jeżeli jednak jądro po rozpadzie β będzie spolaryzowane jak na rys. 7b), to prawdopodobieństwo wysłania kwantu γ w kierunku a będzie takie samo jak poprzednio, lecz jego polaryzacja będzie $-\mathcal{P}$. Z tego



Rys. 7

wynika, że o ile prawdopodobieństwo rozpadu β nie zawiera wyrazu proporcjonalnego do $\vec{p} (\langle \vec{J}_i \rangle \times \langle \vec{J}_f \rangle)$, a więc mamy jednakowe prawdopodobieństwa rozpadów takich jak na rys. 7a i 7b), to kwanty biegnące w kierunku a nie będą posiadać polaryzacji kołowej.

Doświadczenie tego typu nie zostało jeszcze przeprowadzone. Trudność jego realizacji polega na tym, że wszystkie detektory polaryzacji kołowej osłabiają w dużym stopniu wiązkę badanego promieniowania i do pomiarów należy stosować bardzo aktywne źródła.

Pomiar zależności współczynników w rozkładach kątowych od energii elektronu

Zupełnie innego typu doświadczenie zaproponowali Lee, Oehme i Yang [14]. Polegało ono na dokładnym zbadaniu asymetrii w rozkładzie kątowym elektronów emitowanych przez spolaryzowane jądra. Jak wiadomo, rozkład ten posiada postać

$$1 + \delta \frac{v}{c} \cos(\langle \vec{J}_i \rangle, \vec{p}).$$

Współczynnik δ dla czystego przejścia Gamowa-Tellera wyraża się przez stałe C i C' w następujący sposób:

$$\xi \delta = \text{Re} [C_T C_T^* - C_A C_A^* + i \frac{Z a}{p} (C_A C_T^* + C_A' C_T'^*)] |M_{GT}|^2.$$

Wyrażenie przy $Z a/p$ znika w przypadku, gdy oddziaływanie β jest niezmiennicze względem inwersji czasu. W przeciwnym wypadku δ zależy od

Z i p . Jednak obecnie pomiary są zbyt mało dokładne, aby móc wyznaczyć wielkość współczynnika przy $Z a/p$. Jest to szczególnie trudne dlatego, że rozkłady kątowe elektronów były badane jedynie dla Co i Mn, a dla tych pierwiastków $Z a \approx 1/5$.

Podobne doświadczenie, chociaż oparte na badaniu innego rozkładu kąтового, zaproponowali M. Morita i R. S. Morita [15]. Zgodnie z obliczeniami parametr λ w rozkładzie kątowym elektron—neutrino może zmieniać się z energią elektronu, o ile oddziaływanie nie jest niezmiennicze względem inwersji czasu.

Wnioski

W chwili obecnej przeprowadzono jedynie dwa spośród omówionych w tym artykule doświadczeń. Są to: pomiar korelacji kątowych $\beta\text{—}\gamma$ w rozpadzie spolaryzowanych jąder [11 i 12] i pomiar korelacji elektron—neutrino w rozpadzie spolaryzowanego neutronu [7 i 8]. Wyniki wszystkich pomiarów są zgodne z założeniem, że prawa rządzące przemianą β są niezmiennicze względem inwersji czasu. Najdokładniejszy wynik uzyskano w pomiarze korelacji elektron—neutrino z rozpadu spolaryzowanego neutronu. Jednakże jedno doświadczenie nie wystarcza w zasadzie do stwierdzenia omawianej niezmienniczości. Jest to związane z tym, że musimy doświadczalnie stwierdzić, że 8 stałych $C_s, C'_s, C_T, C'_T, C_V, C'_V, C_A$ i C'_A w hamiltonianie (5) jest rzeczywistych z dokładnością do wspólnej fazy. Wymaga to wyznaczenia siedmiu faz. Możemy jednak wykorzystać inne doświadczenia, aby zredukować ilość stałych C . Pomiar korelacji elektron—neutrino sugeruje, że C_s, C'_s, C_T i C'_T są małe w porównaniu z C_V, C'_V, C_A i C'_A . Poza tym z tego faktu, że zmierzona polaryzacja podłużna cząstek β^- jest równa v/c można wyciągnąć wniosek, że $C'_V = C_V$ i $C'_A = C_A$. Mamy więc doświadczalne uzasadnienie założenia, że jedynie $C'_V = C_V, C_V, C'_A = C_A$ i C_A są różne od zera. Założenie to nie jest sprzeczne również z innymi doświadczeniami. Stosunek $|C_A|^2/|C_V|^2$ możemy wyznaczyć z pomiaru wielkości $f t$ dla kilku łatwych do interpretacji przejść β . Tak więc jedyną niewiadomą jest faza C_A w stosunku do C_V . Zmierzona wartość współczynnika D ze wzoru (10) wskazuje na to, że faza ta jest równa 0 lub 180° z dokładnością do 8° . Znacznie mniej dokładny pomiar korelacji $\beta\text{—}\gamma$ z rozpadu spolaryzowanych jąder Mn^{52} daje na fazę C_A granice $140^\circ\text{—}250^\circ$. Tak więc obydwie te doświadczenia wskazują na to, że proces β jest niezmienniczy względem inwersji czasu i że C_A posiada przeciwny znak niż C_V .

Literatura

1. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes i R. P. Hudson, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
2. T. D. Lee i C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
3. J. D. Jackson, S. B. Treiman i H. W. Wyld, *Phys. Rev.* **106**, 517 (1957).
4. C. S. Wu, *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* — K. Siegbahn, Amsterdam 1955, str. 305.
5. W. B. Herrmannsfeldt, R. D. Maxon, P. Stähelin i J. S. Allen,, *Phys. Rev.* **107**, 641 (1957).
6. A. Kastler, *J. O. S. A.* **47**, 460 (1957).
7. M. A. Clark, J. M. Robson i R. Nathans, *Phys. Rev. Let.* **1**, 100 (1958).
8. M. T. Burgy, V. E. Krohn, T. B. Novey, G. R. Ringo i V. L. Telegdi, *Phys. Rev. Let.* **1**, 324 (1958).
9. M. Morita i R. S. Morita, *Phys. Rev.* **107**, 1316 (1957).
10. R. B. Curtis i R. R. Lewis, *Phys. Rev.* **107**, 1381 (1957).
11. E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes i R. D. Hudson, *Phys. Rev.* **108**, 503 (1957).
12. E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes i R. P. Hudson, *Phys. Rev.* **110**, 787 (1958).
13. S. R. de Groot i H. A. Tolhoek, *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* — K. Siegbahn, Amsterdam 1955, str. 556.
14. T. D. Lee, R. Oehme i C. N. Yang, *Phys. Rev.* **106**, 340 (1957).
15. M. Morita i R. S. Morita, *Phys. Rev.* **107**, 139 (1957).
16. J. D. Jackson, S. B. Treiman i H. W. Wyld, *Nucl. Phys.* **4**, 206 (1957).
17. B. Kuchowicz, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **6**, 395 (1958).

Zofia Białynicka-Birula

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Związki dyspersyjne w kwantowej teorii pola

Wstęp

Charakterystyczną cechą obecnego stanu kwantowej teorii pola jest brak ścisłych rozwiązań pozwalających na obliczenie prawdopodobieństwa występowania różnych procesów fizycznych. Przybliżona metoda perturbacyjna oparta na założeniu małej wielkości stałej sprzężenia, która daje rezultaty zgodne z wynikami doświadczeń w kwantowej elektrodynamice, zawodzi całkowicie przy badaniu silnych oddziaływań. W związku z tym duże znaczenie mają próby zbadania pewnych cech amplitud prawdopodobieństwa przejścia wynikających z podstawowych założeń teorii pola, takich jak założenie niezmienniczości względem przekształceń grupy Lorentza, unitarności macierzy przejścia, mikroskopowej przyczynowości. Z założeń tych wynikają między innymi tzw. związki dyspersyjne. Są to wzory całkowite wyrażające urojoną część amplitudy przejścia przez jej część rzeczywistą i pewne inne parametry. Wzory te nie wystarczają do wyznaczania amplitud przejścia, posiadają jednak duże znaczenie. Jeśli znamy z doświadczenia pewne wielkości występujące w nich, można podstawiając te dane do związków dyspersyjnych obliczyć inne wielkości fizyczne, których nie można otrzymać przez bezpośredni pomiar. Zgodność związków dyspersyjnych z wynikami doświadczeń w przypadku rozpraszania dodatnich mezonów π na protonach¹ pozwala też na sprawdzenie pewnych podstawowych założeń teorii mezonowej. Gdybyśmy odrzucili, jak pokazał O e h m e [15], założenie mikroskopowej przyczynowości, ściślej, gdybyśmy założyli, że jest ono słuszne tylko dla zdarzeń zachodzących w punktach, których wzajemna odległość jest większa niż pewna mała długość l , zmieniłaby się postać związków dyspersyjnych. Po porównaniu ich z doświadczeniem okazuje się, że długość l (o ile taka istnieje) musi w każdym razie być mniejsza niż komptonowska długość fali mezonu.

¹ W przypadku rozpraszania ujemnych mezonów π na protonach zgodność danych doświadczalnych ze związkami dyspersyjnymi nie jest tak dobra, jak przy rozpraszaniu dodatnich mezonów π . Zagadnienie to jest obecnie badane przez wielu autorów [25—27].

Nazwa związków dyspersyjnych pochodzi od analogicznych wzorów znanych od dawna w klasycznej elektrodynamice. Wzory te wiążą ze sobą rzeczywistą i urojoną część współczynnika załamania. Podane zostały przez Kronigę [1] i Kramersa [2] w 1926 i 1927 r. w postaci:

$$\operatorname{Re} [n(\omega) - n(0)] = \frac{2\omega^2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^{\infty} \frac{\operatorname{Im} n(\omega')}{\omega'(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega',$$

gdzie $n(\omega)$ oznacza współczynnik załamania jako funkcję częstości ω .

Zagadnienie możliwości przedłużenia analitycznego amplitudy przejścia jako funkcji energii badań Heisenberg w 1943 i 1946 r. [3, 4]. W kwantowej mechanice związki dyspersyjne dla amplitud rozpraszania utrzymał van Kampen [5, 6] oraz Schutzi i Tiomno [7]. Gell-Mann, Goldberger i Thirring [10], a następnie Goldberger [11, 12], Karplus i Ruderman [14] oraz Goldberger, Miyazawa i Oehme [13] w 1954 i 1955 r. otrzymali związki dyspersyjne dla rozpraszania bozonów na fermionach w kwantowej teorii pola. Autorzy ci zajmowali się głównie oddziaływaniem mezonów π z nukleonami. Badali oni najprostszy przypadek rozpraszania ku przodowi, tzn. bez zmiany pędu padającego mezonu. Dokonane przez nich wyprowadzenie związków dyspersyjnych nie było poprawne matematycznie. Wzory te jednak okazały się zgodne z danymi doświadczalnymi i wynikami przybliżonej teorii Chew-Lowa [8], jak pokazali Anderson, Davidson i Kruse [21] oraz Davidson i Goldberger [23]. Haber-Schaim [22] podał metodę obliczania przy pomocy tych związków znormalizowanej stałej sprzężenia między polami nukleonów i mezonów π . Wartość jej znaleziona w ten sposób okazała się zgodna z wartością stałej sprzężenia znalezioną poprzednio innymi metodami [8]. Sukcesy zapostulowanych przez Goldbergera i innych związków dyspersyjnych były bodźcem do poszukiwania poprawnego dowodu ich słuszności. Dowód ten podał Bogolubow [17, 18] i niezależnie Symanzyk [19] oraz Lehmann i Jost [20] w wypadku rozpraszania mezonów π na nukleonach pod dowolnym kątem. To uogólnienie na kąty różne od zerowego prowadzi do poważnych trudności zarówno przy wyprowadzeniu związków dyspersyjnych, jak i przy porównaniu ich z doświadczeniem. Występują wówczas wielkości nie mające fizycznej interpretacji. Podobne trudności powstają też przy badaniu innych procesów, np. rozpraszania mezonów K na nukleonach [30—33] lub nukleonów na nukleonach [34—38] nawet dla zerowego kąta. Podano również związki dyspersyjne dla procesów, w których występuje tworzenie nowych cząstek, tak jak w przypadku fotoprodukcji mezonów π [39—42] lub rozpadów cząstek [43—48]. Podobnymi metodami usiłuje się ostatnio badać elektromagnetyczną strukturę nukleonu [49, 50].

Związki dyspersyjne dla rozpraszania mezonów π na nukleonach

Związki dyspersyjne można wyprowadzić ściśle w oparciu o konwencjonalną kwantową teorię pola. W szczególności, przy tym wyprowadzeniu korzystamy z następujących założeń:

(I) Teoria jest niezmiennicza względem transformacji grupy Lorentza. Operator pseudoskalarnego pola mezonowego w obrazie Heisenberga spełnia równanie Kleina-Gordona: $(\square - \mu^2)\Phi_\varrho(x) = j_\varrho(x)$, a operator pola nukleonowego równanie Diraca: $(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\psi(x) = I(x)$. Istnieje operator całkowitego pędu i energii układu P_μ , taki że dla dowolnego operatora $O(x)$ zachodzi:

$$O(x+a) = e^{iP_\mu a^\mu} O(x) e^{-iP_\mu a^\mu}.$$

(II) Istnieje zupełny układ stanów układu posiadających określony całkowity pęd i dodatnią energię.

(III) Asymptotyczne stany układu w czasie $t = \pm \infty$ zawierają nieoddziaływające fizyczne cząstki.

(IV) Amplituda prawdopodobieństwa przejścia układu od stanu $|\alpha\rangle$ w czasie $t = -\infty$ do stanu $|\beta\rangle$ dla $t = +\infty$ dana jest jako element macierzy $\langle \beta | S | \alpha \rangle$ unitarnego operatora S . Stan próżni fizycznej i stany jednocząstkowe są stabilne.

(V) Wszelkie oddziaływania rozchodzą się z prędkością nie większą niż prędkość światła. Wobec tego pomiar pewnej fizycznej wielkości O w punkcie x nie wpływa na pomiar wielkości O' w punkcie x' , jeśli punkty te są rozdzielone przestrzennie. Wynika stąd, że $[O(x), O'(x')] = 0$, jeśli $(x_\mu - x'_\mu)(x^\mu - x'^\mu) \equiv (x_0 - x'_0)^2 - (\vec{x} - \vec{x}')^2 < 0$. Założenie przyczynowości odgrywa szczególnie ważną rolę przy wyprowadzeniu związków dyspersyjnych.

(VI) Zakładamy niezmienniczość ładunkową w przypadku silnych oddziaływań, a więc między innymi przy rozpraszaniu mezonów π na nukleonach. Oznacza ona niezmienniczość względem obrotów w przestrzeni spinu izotopowego.

W 1955 r. L o w [8] i niezależnie L e h m a n n, S y m a n z i k i Z i m m e r m a n n [9] pokazali, że amplituda prawdopodobieństwa przejścia układu od stanu $|\bar{p}, s; \bar{q}, \varrho\rangle$ zawierającego asymptotycznie jeden nukleon o pędzie \bar{p} i stanie spinowym s oraz jeden mezon π o pędzie \bar{q} i stanie izotopowym ϱ do stanu $|\bar{p}', s'; \bar{q}', \varrho'\rangle$ jest równa:

$$\begin{aligned} \langle \bar{p}', s'; \bar{q}', \varrho' |_{out} \bar{p}, s; \bar{q}, \varrho \rangle &= \delta(\bar{p} - \bar{p}') \delta(\bar{q} - \bar{q}') \delta_{ss'} \delta_{\varrho\varrho'} + \\ &+ \frac{i}{(2\pi)^5 \sqrt{q'_0 q_0}} \int d_4 x \int d_4 x' e^{i(q'x' - qx)} F^c(x', x), \end{aligned} \quad (1)$$

gdzie

$$F^c(x', x) = -\frac{2\pi^2}{i} \langle \bar{p}', s' | T(j_{e'}(x') j_e(x)) | \bar{p}, s \rangle.$$

T oznacza iloczyn chronologiczny operatorów prądu $j_e(x)$, a $|\bar{p}, s\rangle$ stan zawierający jeden nukleon o pędzie \bar{p} i stanie spinowym s . Dowód tego wzoru podany jest w Uzupełnieniu I. Korzystając z postulatu (I) można wyrazić funkcję $F^c(x', x)$ przez funkcję współrzędnych jednego punktu

$$F^c(x) = -\frac{2\pi^2}{i} \langle \bar{p}', s' | T\left(j_{e'}\left(\frac{x}{2}\right), j_e\left(-\frac{x}{2}\right)\right) | \bar{p}, s \rangle.$$

Obok F^c rozpatrujemy jeszcze funkcje

$$F^{ret}(x) = -\frac{2\pi^2}{i} \langle \bar{p}', s' | \left[j_e\left(-\frac{x}{2}\right), j_{e'}\left(\frac{x}{2}\right) \right] \Theta(x_0) | \bar{p}, s \rangle,$$

$$F^{adv}(x) = -\frac{2\pi^2}{i} \langle \bar{p}', s' | \left[j_{e'}\left(\frac{x}{2}\right), j_e\left(-\frac{x}{2}\right) \right] \Theta(-x_0) | \bar{p}, s \rangle$$

oraz ich transformaty fourierowskie $T(q) = \int e^{iqx} F(x)$. Funkcja $F^{ret}(x)$ ze względu na postulat przyczynowości posiada wartości różne od zera tylko dla punktów leżących w obszarze zawartym wewnątrz górnej części stożka świetlnego. $F^{adv}(x)$ nie znika natomiast tylko w dolnej części stożka. Ograniczymy się do przypadku rozpraszania ku przodowi, czyli bez zmiany pędu padającego mezonu, a więc również bez odrzutu nukleonu. Nie zmienia się wtedy także stan spinowy nukleonu. W tym przypadku związki dyspersyjne posiadają najprostszą postać i są najłatwiejsze do wyprowadzenia. Drugim powodem, dla którego rozproszenie ku przodowi było badane przez wielu autorów, jest fakt, że urojona część amplitudy prawdopodobieństwa przejścia dla zerowego kąta rozproszenia wiąże się w prosty sposób z całkowitym przekrojem czynnym poprzez wzór optyczny:

$$\text{Im } f = \frac{|\bar{k}|}{4\pi} \sigma. \quad (2)$$

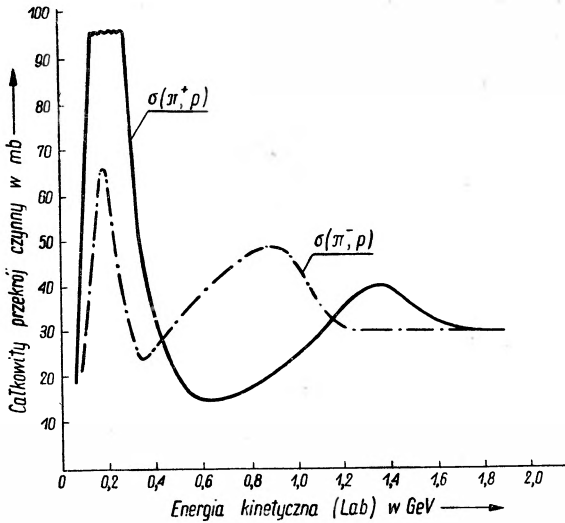
Dobieramy tak układ współrzędnych, że $\bar{p} = 0 = \bar{p}'$. Amplituda przejścia zależy wtedy od jednego tylko pędu $\bar{q} = \bar{q}'$ i energii mezonu $E = \sqrt{\mu^2 + \bar{q}^2}$. Łatwo pokazać (Uzupełnienie II), że dla $E > \mu$ $T^c(E, \bar{q}) = T^{ret}(E, \bar{q})$.

Przy dowodzie związków dyspersyjnych największą trudność stanowi znalezienie przedłużenia analitycznego funkcji $T^{ret}(E)$ i $T^{adv}(E)$ na całą płaszczyznę zespoloną zmiennej E . Dowód ten podał Bogolubow [17] dla rozproszenia pod dowolnym kątem. Pokazał on, że w przypadku rozpraszania ku przodowi istnieje funkcja $T(E, \bar{q})$ analityczna dla wszystkich zespo-

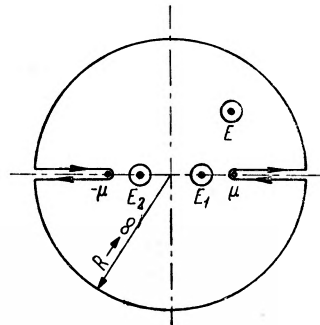
lonych wartości zmiennej E z wyjątkiem dwóch półprostych $\text{Im } E = 0$, $\text{Re } E > \mu$ i $\text{Im } E = 0$, $\text{Re } E < -\mu$ oraz dwóch punktów $E_1 = \frac{\mu^2}{2M}$ i $E_2 = -E_1$, w których funkcja ta posiada bieguny. Poza tym jej jednostronne granice przy dążeniu zmiennej E na oś rzeczywistą dają odpowiednio funkcję T^{ret} i T^{adv}

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0, \varepsilon > 0} T(E \pm i\varepsilon, \bar{q}) = T^{\text{red}}(E, \bar{q}).$$

Zakłada się, że dla dużych energii ($|E| \rightarrow \infty$) funkcja $T(E, \bar{q})$ dąży do nieskończoności co najwyżej jak wielomian pierwszego stopnia. Jest to dodat-



Rys. 1. Zależność całkowitego przekroju czynnego na rozpraszanie mezonów π^\pm na protonach od energii mezonu w układzie laboratoryjnym



Rys. 2. Kontur całkowania C

kowy postulat, który oznacza, że przekrój czynny jest stały lub malejący do zera dla dużych energii, co w przypadku rozpraszania mezonów π na nukleonach jest uzasadnione przez wyniki doświadczeń (porównaj rys. 1). Do funkcji $T(E, \bar{q}) / (E - E_0)^2$ stosuje się całkowite twierdzenie Cauchy'ego, przy czym kontur całkowania C podany jest na rysunku 2.

$$T(E, \bar{q}) = \frac{(E - E_0)^2}{2\pi i} \int_C \frac{T(E', \bar{q})}{(E' - E_0)^2 (E' - E)} dE'.$$

Żeby z powyższego wzoru wyeliminować wielkości niemierzalne, przechodzi się z wartością energii E na oś rzeczywistą ($\text{Re } E > \mu$) biorąc połowę

sumy dwóch granic jednostronnych. Po lewej stronie otrzymujemy $\frac{1}{2} (T^{ret}(E, \bar{q}) + T^{adv}(E, \bar{q})) \equiv D(E)$, Wyrażenie to jest rzeczywistą częścią amplitudy rozpraszania $T^c(E, \bar{q})$. Analogicznie $\frac{1}{2i} (T^{ret}(E, \bar{q}) - T^{adv}(E, \bar{q})) \equiv A(E)$ jest jej częścią urojoną. W całce po ujemnych wartościach energii dokonujemy zamiany zmiennej całkowania E na $-E$. Wymaga to zbadania własności $A(E)$ przy zmianie znaku energii. Ze względu na postulat niezależności ładunkowej amplituda prawdopodobieństwa przejścia jako macierz w przestrzeni spinu izotopowego ma postać $T^c = \delta_{\rho\rho'} T^{(1)} + \frac{1}{2} [\tau_\rho, \tau_{\rho'}] T^{(2)}$, gdzie τ_ρ jest macierzą Pauliego w przestrzeni spinu izotopowego, a $T^{(1)}$ i $T^{(2)}$ są skalarnymi amplitudami. Dla części rzeczywistej i urojonej amplitudy $T^{(1)}$ oznaczonych odpowiednio przez $D^{(1)}$ i $A^{(1)}$ oraz dla $D^{(2)}$ i $A^{(2)}$ otrzymujemy związki dyspersyjne w postaci:

$$D^{(1)}(E) - D^{(1)}(E_0) = \frac{2(E^2 - E_0^2)}{\pi} P \int_{\mu}^{\infty} \frac{E' A^{(1)}(E')}{(E'^2 - E^2)(E'^2 - E_0^2)} dE' + \quad (3)$$

$$+ \frac{2g^2}{M} \left(\frac{\mu^2}{2M} \right)^2 \frac{E^2 - E_0^2}{\left[E^2 - \left(\frac{\mu^2}{2M} \right)^2 \right] \left[E_0^2 - \left(\frac{\mu^2}{2M} \right)^2 \right]},$$

$$D^{(2)}(E) - \frac{E}{E_0} D^{(2)}(E_0) = \frac{2E(E^2 - E_0^2)}{\pi} P \int_{\mu}^{\infty} dE' \frac{A^{(2)}(E')}{(E'^2 + E^2)(E'^2 - E_0^2)} + \quad (4)$$

$$+ \frac{g^2 \mu^2}{M^2} \frac{E(E^2 - E_0^2)}{\left[E^2 - \left(\frac{\mu^2}{2M} \right)^2 \right] \left[E_0^2 - \left(\frac{\mu^2}{2M} \right)^2 \right]}.$$

Ostatnie wyrazy w obu wzorach pochodzą od całkowania wokół biegunów E_1 i E_2 funkcji $T(E)$. Są one proporcjonalne do g^2 . g jest znormalizowaną stałą sprzężenia mezonów π z nukleonami zdefiniowaną w następujący sposób. W uzupełnieniu III pokazano, że

$$\langle \bar{p}', s' | j_\rho(0) | \bar{p}, s \rangle = g ((p - p')^2) \bar{u}_{s'}^+(\bar{p}') \gamma_\rho \tau_\rho u_s^+(\bar{p}), \quad (5)$$

gdzie funkcja $g((p - p')^2)$ nie zależy od spinu i spinu izotopowego. W stanie $|\bar{p}, s\rangle$ występuje jeden fizyczny nukleon o pędzie \bar{p} i stanie spinowym s . Stałą sprzężenia g definiuje się według Bogolubowa jako wartość funkcji g od argumentu μ^2

$$g(\mu^2) \equiv g. \quad (6)$$

Podobną definicję stałej sprzężenia wprowadza się przy badaniu fotoprodukcji mezonu przy progu reakcji. W tym przypadku jednak stała sprzężenia g określona jest jako wartość funkcji $g((p-p')^2)$ od argumentu $(p'-p)^2 = 0$. Bertocchi i Minguzzi [28] stosując rachunek zaburzeń pokazali, że definicje te nie pokrywają się i są różne od konwencjonalnej definicji znormalizowanej stałej sprzężenia wynikającej z renormalizacyjnej metody Dysona:

$$\lim_{p' \rightarrow p} \frac{\bar{u}(\bar{p}') I_5(p', p) u(\bar{p})}{\bar{u}(\bar{p}') \gamma_5 u(\bar{p})} = 1, \quad (7)$$

gdzie $I_5(p', p)$ oznacza znormalizowaną część wierzchołkową. Różnice między tymi trzema definicjami stałej sprzężenia znikają, jeśli rozpatrujemy teorię sztywnego źródła, tzn. zakładamy między innymi, że masa nukleonu M jest nieskończona. Otrzymujemy wtedy definicję Watsona i Lepore'a [29].

Otrzymane powyżej związki dyspersyjne zostały uogólnione na przypadek rozproszenia pod dowolnym kątem. Przy wyprowadzaniu ich jednakże zakłada się, że różnica pędów padającego i rozproszonego mezonu nie przekracza pewnej granicy w układzie, w którym suma tych pędów jest równa zeru. Funkcja, do której stosujemy twierdzenie całkowe Cauchy'ego, posiada na osi rzeczywistej zmiennej E , podobnie jak w przypadku rozpraszania ku przodowi, dwa bieguny oraz dwie półproste, na których nie jest analityczna. W tym przypadku posiada ona jeszcze ciągły zbiór punktów osobliwych na osi rzeczywistej, zawartych w przedziale $E_1 < E < \mu$. E_1 oznacza pewną wartość energii mniejszą niż masa spoczynkowa mezonu, zależną od zmiany jego pędu. (W przypadku rozproszenia ku przodowi $E_1 = \mu$ i obszar ten nie występuje). Jest to tak zwany „obszar niefizyczny”, gdyż dla wartości energii z tego przedziału kwadrat pędu mezonu posiadałby ujemną wartość. Powoduje to pojawienie się w związkach dyspersyjnych dla $D^{(1)}$ i $D^{(2)}$ odpowiednich wyrażeń

$$\int_{E_1}^{\mu} \frac{A^{(1)}(E') E'}{(E'^2 - E_0^2)(E'^2 - E)} dE' \quad \text{i} \quad \int_{E_1}^{\mu} \frac{A^{(2)}(E') dE'}{(E'^2 - E_0^2)(E'^2 - E^2)}$$

zbudowanych z nieobserwowalnych wielkości. Uniemożliwia to ściśle porównanie tych związków z doświadczeniem.

Zastosowanie związków dyspersyjnych

Związki dyspersyjne dla rozpraszania ku przodowi mezonów π na nukleonach nie mogą służyć do obliczenia przekrojów czynnych na tę reakcję. Są one ogólniejsze, niż podobne równania otrzymane w 1955 r. w statycz-

nym modelu Chew i Lowa [8]. Możemy z nich otrzymać równanie Lowa, o ile wprowadzimy następujące upraszczające założenia:

- I. Występują tylko elastyczne procesy.
- II. Rozproszenie zachodzi tylko w stanie P .
- III. Masa nukleonu jest nieskończona.

Jeśli przy tych założeniach wyrazimy przekrój czynny przez przesunięcia fazowe, otrzymamy tę część równań L o w a, która dotyczy rozpraszania bez zmiany spinu nukleonu. O e h m e [15] rozpatrywał w podobny sposób związki dyspersyjne dla pochodnej amplitudy przejścia po $\sin \vartheta$ (ϑ jest kątem rozproszenia) wziętej w punkcie $\vartheta = 0$. Pokazał on, że przy tych samych założeniach można otrzymać z nich tę część równań L o w a, która dotyczy rozproszenia ze zmianą zwrotu spinu nukleonu. Z równań tych można w zasadzie wyznaczyć cztery przesunięcia fazowe odpowiadające wartości orbitalnego momentu pędu $1/2$ i $3/2$ oraz całkowitego spinu izotopowego $1/2$ i $3/2$ (δ_{11} , δ_{13} , δ_{31} , δ_{33}).

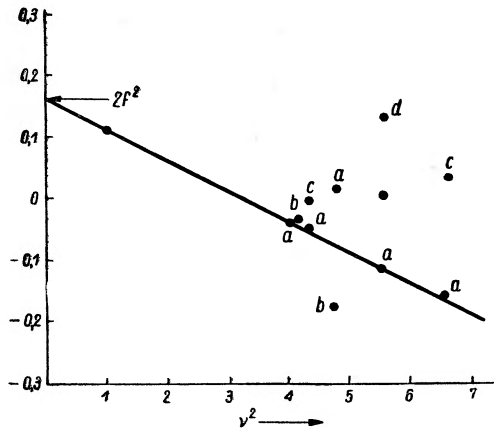
Przekroje czynne na rozpraszanie zarówno całkowite, jak i różniczkowe można wyrazić poprzez przesunięcia fazowe dla poszczególnych fal cząstkowych. Znajomość przekrojów czynnych z doświadczenia nie pozwala jednak na jednoznaczne wyznaczenie tych przesunięć. Związki dyspersyjne stanowią dodatkowy warunek, który pozwala na odrzucenie niektórych układów przesunięć fazowych. D a v i d o n i G o l d b e r g e r [23] pokazali, mianowicie, że układ Yanga nie spełnia związków otrzymanych przez O e h m e' a dla rozpraszania ze zmianą zwrotu spinu nukleonu, dając na wartość znormalizowanej stałej sprzężenia liczbę urojoną. Związki te spełnione są natomiast przez układ Fermiego przy wartości stałej sprzężenia $f^2 = 0,1$. Jeśli odrzucimy układ Yanga, pozostaje jeszcze niejednoznaczność w wyborze przesunięć fazowych, na którą zwrócił uwagę M i n a m i. Polega ona na tym, że można zamienić przesunięcie fazowe Fermiego dla $L = J - \frac{1}{2}$ na przesunięcie dla $L = J + \frac{1}{2}$ i odwrotnie. (J oznacza całkowity, a L orbitalny moment pędu). Otrzymane w ten sposób przesunięcia fazowe dają inną polaryzację odskakującego nukleonu niż wyjściowy układ. Okazuje się, jak pokazali L i n d e n b a u m i S t e r n h e i m e r [24], że układ Minami nie spełnia związków dyspersyjnych.

Najważniejsze zastosowanie związków dyspersyjnych dla rozpraszania mezonów π na nukleonach polega na znajdowaniu przy ich pomocy znormalizowanej stałej sprzężenia ². Dla tego celu wygodną metodę podał H a b e r - S c h a i m [22]. Przekształcił on wzór (4) do postaci:

² Por. referaty G. F. C h e w wygłoszone na VII i VII Konferencji Wysokich Energii (*Postępy Fizyki* 9, 75 (1958) i 10, 167 (1959).

$$\begin{aligned}
 E D^{(2)}(E) - \frac{E^4}{2\pi^2} \int_{\mu}^{\infty} \frac{\sigma_-(E') - \sigma_+(E')}{2E'^2(E'^2 - E^2)} |\bar{k}'| dE' &= \\
 = 2f^2 + \frac{E^2}{2\pi^2} \int_{\mu}^{\infty} \frac{\sigma_-(E') - \sigma_+(E')}{2E'^2} |\bar{k}'| dE', & \quad (8)
 \end{aligned}$$

f oznacza tu stałą pseudowektorowego sprzężenia w modelu statycznym ($f = g\mu/2M$), a σ_- i σ_+ odpowiednio całkowite przekroje czynne na rozpraszanie ujemnych i dodatnich mezonów π na protonach. $D^{(2)}(E)$ można wyznaczyć znając całkowity i różniczkowy przekrój czynny. Do obliczenia całki występującej po lewej stronie tej równości wystarczy znajomość przekrojów czynnych σ_- i σ_+ tylko dla niezbyt wysokich energii ze względu na wysoki stopień wielomianu w mianowniku. Całka zaś po prawej stronie nie zależy od E . Żeby obliczyć f znajdujemy z doświadczenia tylko lewą stronę



Rys. 3. Metoda Haber-Scheima wyznaczania stałej sprzężenia

równości jako funkcję E^2 . Jej wykres jest prostą (porównaj rys. 3). Ekstrapolując ją do przecięcia z osią rzędnych otrzymujemy wartość $2f^2$. Okazuje się, że

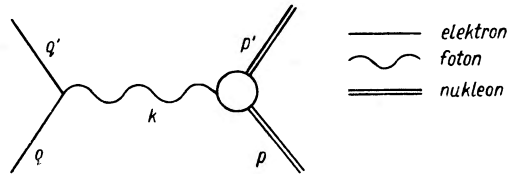
$$f^2 = 0,082 \pm 0,015.$$

Metoda ta jest dość dokładna.

W podobny sposób można znaleźć stałe sprzężenia między polami mezonów K , nukleonów i hiperonów $\Sigma(g_\Sigma)$ oraz mezonów K , nukleonów i hiperonów $\Lambda(g_\Lambda)$, o ile rozpatrujemy rozpraszanie mezonów K na nukleonach. Przy założeniu, że $g_\Sigma = g_\Lambda$ okazuje się, że kwadraty tych stałych są około dziesięć razy mniejsze niż odpowiednia stała g^2 zdefiniowana poprzednio

dla mezonów π ($g^2/4\pi \approx 15$, $g_2^2/4\pi = g_1^2/4\pi \approx 1$). Okazuje się, że postać otrzymanych w tym przypadku związków dyspersyjnych zależy bardzo silnie od względnej parzystości mezonów K i nukleonów. Zakłada się przy tym, że parzystość Λ , Σ i nukleonów jest taka sama. Dzięki temu można przy pomocy tych związków znaleźć parzystość mezonów K , jeśli znane są przekroje czynne na ich rozproszenie oraz znak potencjału między K^+ i protonami oraz K^- i protonami. Niestety, dane te są jeszcze mało dokładne³.

Metodę związków dyspersyjnych stosuje się również przy badaniu elektromagnetycznej struktury nukleonu. Rozkład gęstości ładunku i momentu magnetycznego znajduje się doświadczalnie, między innymi, badając rozpraszanie elektronów wysokiej energii na nukleonach. Są to doświadczenia Hofstädtera z 1956—1958 r. Amplituda prawdopodobieństwa tego procesu, gdy \bar{p} i \bar{q} są początkowymi, a \bar{p}' i \bar{q}' końcowymi pędami nukleonu i elektronu, dana jest z dokładnością do wyrazów rzędu e^2 przez wyrażenie (porównaj rys. 4)



Rys. 4. Ogólna postać diagramu opisującego rozproszenie elektronu na protonie w najniższym przybliżeniu względem elektromagnetycznej stałej sprzężenia

$$\frac{1}{i} \sqrt{\frac{p_0 p'_0}{M^2}} \bar{u}_e(\bar{q}) \gamma^\mu u_e(\bar{q}') \frac{1}{(p' - p)^2} \langle \bar{p}' | j_\mu(0) | \bar{p} \rangle,$$

gdzie u_e jest rozwiązaniem równania Diraca dla elektronu, a j_μ jest prądem nukleonowym dla pola elektromagnetycznego. $|\bar{p}\rangle$ oznacza stan, w którym występuje jeden nukleon o pędzie \bar{p} . Wyrażenie $\langle \bar{p}' | j_\mu(0) | \bar{p} \rangle$ jest macierzą w przestrzeni spinu nukleonu i spinu izotopowego. Można je przedstawić w postaci:

$$\sqrt{\frac{p_0 p'_0}{M^2}} \langle \bar{p}' | j_\mu | \bar{p} \rangle = \bar{u}(\bar{p}') [i F_1(k^2) \gamma_\mu - F_2(k^2) i \sigma_{\mu\nu} (p' - p)_\nu] u(\bar{p}), \quad (9)$$

gdzie $k^2 = (p' - p)^2$, a $u(\bar{p})$ jest rozwiązaniem równania Diraca dla nukleonu. F_1 i F_2 mają następującą postać

$$F_{1,2} = F_{1,2}^s + \tau_3 F_{1,2}^v.$$

τ_3 jest macierzą Pauliego w przestrzeni spinu izotopowego. Funkcje F_1^s , F_2^s , F_1^v , F_2^v łączą się bezpośrednio z ładunkiem i momentem magnetycznym, a ich pochodne z wyższymi momentami gęstości ładunku i magnetyzacji

nukleonów. Na przykład $F_1^s(0) + F_1^v(0)$ daje ładunek protonu, a $F_2^s(0) + F_2^v(0)$ jego moment magnetyczny. Dla funkcji $F_{1,2}^s$ i $F_{1,2}^v$ otrzymuje się związki dyspersyjne. Można w ten sposób wyrazić te funkcje poprzez całki z elementów macierzowych

$$\langle 0 | j_\mu(0) I(x) | \bar{p} \rangle \quad \text{i} \quad \langle 0 | I(x) j_\mu(0) | \bar{p} \rangle.$$

Całki te obliczamy następnie w sposób przybliżony wstawiając między operatory prądu operator jednostkowy zbudowany z zupełnego układu stanów i uwzględniając jedynie przyczynki od niektórych stanów pośrednich. Mimo wielu mniej lub bardziej uzasadnionych założeń upraszczających, które się w tym wypadku stosuje, otrzymuje się wyniki dość dobrze zgadzające się z danymi doświadczalnymi. Analogiczną metodę stosowano przy badaniu rozpadów cząstek na przykład do rozpadu mezonów π .

Uzupełnienie I

Dla przedstawienia amplitudy prawdopodobieństwa przejścia w postaci (1) wyprowadzimy pomocniczo tzw. wzór redukcyjny według Lehmana, Symanzika i Zimmermanna [9]. Korzystając z postulatu (III) można przedstawić operatory kreacji fizycznych bozonów w czasach $t = \mp \infty$ w postaci

$$C_{e' out}^+(\bar{q}) = \frac{-i}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2q_0}} \int_{\sigma = \mp \infty} e^{-iqx} \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Phi_e(x) d\sigma^\mu, \quad (10)$$

gdzie qx oznacza iloczyn skalarny czterowektorów $q_\nu x^\nu$, a operacja $\overleftrightarrow{\partial}_\mu$ jest zdefiniowana w następujący sposób

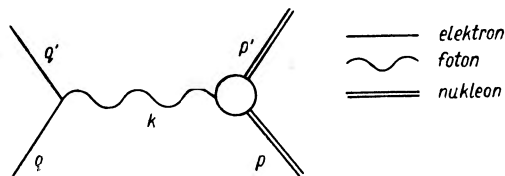
$$A \overleftrightarrow{\partial}_\mu B = A(\partial_\mu B) - (\partial_\mu A) \cdot B.$$

Wtedy:

$$\begin{aligned} & C_{e' out}(\bar{q}') T(\Phi_{e_1}(x_1) \cdots \Phi_{e_k}(x_k)) = \\ &= \frac{i}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2q'_0}} \int_{\sigma = +\infty} e^{i q' x'} \overleftrightarrow{\partial}_\mu T(\Phi_{e'}(x') \Phi_{e_1}(x_1) \cdots \Phi_{e_k}(x_k)) d\sigma^\mu = \\ &= \frac{i}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2q'_x}} \int_{\sigma = -\infty} e^{i q' x'} \overleftrightarrow{\partial}_\mu T(\Phi_{e_1}(x_1) \cdots \Phi_{e_k}(x_k)) \Phi_{e'}(x') d\sigma^\mu + \\ &+ \frac{i}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2q'_0}} \int d_4 x' \partial_\mu (e^{i q' x'} \overleftrightarrow{\partial}_\mu T(\Phi_{e'}(x') \Phi_{e_1}(x_1) \cdots \Phi_{e_k}(x_k))) = \end{aligned} \quad (11)$$

dla mezonów π ($g^2/4\pi \approx 15$, $g_\Sigma^2/4\pi = g_\Lambda^2/4\pi \approx 1$). Okazuje się, że postać otrzymanych w tym przypadku związków dyspersyjnych zależy bardzo silnie od względnej parzystości mezonów K i nukleonów. Zakłada się przy tym, że parzystość Λ , Σ i nukleonów jest taka sama. Dzięki temu można przy pomocy tych związków znaleźć parzystość mezonów K , jeśli znane są przekroje czynne na ich rozproszenie oraz znak potencjału między K^+ i protonami oraz K^- i neutronami. Niestety, dane te są jeszcze mało dokładne³.

Metodę związków dyspersyjnych stosuje się również przy badaniu elektromagnetycznej struktury nukleonu. Rozkład gęstości ładunku i momentu magnetycznego znajduje się doświadczalnie, między innymi, badając rozpraszanie elektronów wysokiej energii na nukleonach. Są to doświadczenia Hofstädtera z 1956—1958 r. Amplituda prawdopodobieństwa tego procesu, gdy \bar{p} i \bar{q} są początkowymi, a \bar{p}' i \bar{q}' końcowymi pędami nukleonu i elektronu, dana jest z dokładnością do wyrazów rzędu e^2 przez wyrażenie (porównaj rys. 4)



Rys. 4. Ogólna postać diagramu opisującego rozproszenie elektronu na protonie w najniższym przybliżeniu względem elektromagnetycznej stałej sprzężenia

$$\frac{1}{i} \sqrt{\frac{p_0 p'_0}{M^2}} \bar{u}_e(\bar{q}) \gamma^\mu u_e(\bar{q}') \frac{1}{(p' - p)^2} \langle \bar{p}' | j_\mu(0) | \bar{p} \rangle,$$

gdzie u_e jest rozwiązaniem równania Diraca dla elektronu, a j_μ jest prądem nukleonowym dla pola elektromagnetycznego. $|\bar{p}\rangle$ oznacza stan, w którym występuje jeden nukleon o pędzie \bar{p} . Wyrażenie $\langle \bar{p}' | j_\mu(0) | \bar{p} \rangle$ jest macierzą w przestrzeni spinu nukleonu i spinu izotopowego. Można je przedstawić w postaci:

$$\sqrt{\frac{p_0 p'_0}{M^2}} \langle \bar{p}' | j_\mu | \bar{p} \rangle = \bar{u}(\bar{p}') [i F_1(k^2) \gamma_\mu - F_2(k^2) i \sigma_{\mu\nu} (p' - p)_\nu] u(\bar{p}), \quad (9)$$

gdzie $k^2 = (p' - p)^2$, a $u(\bar{p})$ jest rozwiązaniem równania Diraca dla nukleonu. F_1 i F_2 mają następującą postać

$$F_{1,2} = F_{1,2}^s + \tau_3 F_{1,2}^v.$$

τ_3 jest macierzą Pauliego w przestrzeni spinu izotopowego. Funkcje F_1^s , F_2^s , F_1^v , F_2^v łączą się bezpośrednio z ładunkiem i momentem magnetycznym, a ich pochodne z wyższymi momentami gęstości ładunku i magnetyzacji

nukleonów. Na przykład $F_1^s(0) + F_1^v(0)$ daje ładunek protonu, a $F_2^s(0) + F_2^v(0)$ jego moment magnetyczny. Dla funkcji $F_{1,2}^s$ i $F_{1,2}^v$ otrzymuje się związki dyspersyjne. Można w ten sposób wyrazić te funkcje poprzez całki z elementów macierzowych

$$\langle 0 | j_\mu(0) I(x) | \bar{p} \rangle \quad \text{i} \quad \langle 0 | I(x) j_\mu(0) | \bar{p} \rangle.$$

Całki te obliczamy następnie w sposób przybliżony wstawiając między operatory prądu operator jednostkowy zbudowany z zupełnego układu stanów i uwzględniając jedynie przyczynki od niektórych stanów pośrednich. Mimo wielu mniej lub bardziej uzasadnionych założeń upraszczających, które się w tym wypadku stosuje, otrzymuje się wyniki dość dobrze zgadzające się z danymi doświadczalnymi. Analogiczną metodę stosowano przy badaniu rozpadów cząstek na przykład do rozpadu mezonów π .

Uzupełnienie I

Dla przedstawienia amplitudy prawdopodobieństwa przejścia w postaci (1) wyprowadzimy pomocniczo tzw. wzór redukcyjny według Lehmana, Symanzyka i Zimmermanna [9]. Korzystając z postulatu (III) można przedstawić operatory kreacji fizycznych bozonów w czasach $t = \mp \infty$ w postaci

$$C_{out}^+(\bar{q}) = \frac{-i}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2q_0}} \int_{\sigma = \mp \infty} e^{-iqx} \overleftrightarrow{\delta}_\mu \Phi_\rho(x) d\sigma^\mu, \quad (10)$$

gdzie qx oznacza iloczyn skalarny czterowektorów q_ν , x^ν , a operacja $\overleftrightarrow{\delta}_\mu$ jest zdefiniowana w następujący sposób

$$A \overleftrightarrow{\delta}_\mu B = A(\partial_\mu B) - (\partial_\mu A) \cdot B.$$

Wtedy:

$$\begin{aligned} & C_{out}^+(\bar{q}') T(\Phi_{\rho_1}(x_1) \cdots \Phi_{\rho_k}(x_k)) = \\ &= \frac{i}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2q'_0}} \int_{\sigma = +\infty} e^{i q' x'} \overleftrightarrow{\delta}_\mu T(\Phi_{\rho'}(x') \Phi_{\rho_1}(x_1) \cdots \Phi_{\rho_k}(x_k)) d\sigma^\mu = \\ &= \frac{i}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2q'_x}} \int_{\sigma = -\infty} e^{i q' x'} \overleftrightarrow{\delta}_\mu T(\Phi_{\rho_1}(x_1) \cdots \Phi_{\rho_k}(x_k)) \Phi_{\rho'}(x') d\sigma^\mu + \\ &+ \frac{i}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2q'_0}} \int d_4 x' \partial_\mu (e^{i q' x'} \overleftrightarrow{\delta}_\mu T(\Phi_{\rho'}(x') \Phi_{\rho_1}(x_1) \cdots \Phi_{\rho_k}(x_k))) = \end{aligned} \quad (11)$$

$$= T(\Phi_{e_1}(x_1) \cdots \Phi_{e_k}(x_k)) C_{e' in}(\bar{q}') - \frac{i}{(2\pi)^{s/2} \sqrt{2q'_0}} \rightarrow$$

$$\rightarrow \int d_4 x' e^{i q' x'} K_{x'} T(\Phi_{e_1}(x') \Phi_{e_1}(x_1) \cdots \Phi_{e_k}(x_k)).$$

K_x oznacza operator Kleina-Gordona $K_x = \partial_\mu \partial^\mu - \mu^2$. Analogicznie można pokazać, że:

$$T(\Phi_{e_1}(x_1) \cdots \Phi_{e_k}(x_k)) C_{e' in}^+(\bar{q}) = C_{e' out}^+(\bar{q}) T(\Phi_{e_1}(x_1) \cdots \Phi_{e_k}(x_k)) +$$

$$- \frac{i}{(2\pi)^{s/2} \sqrt{2q'_0}} \int d_4 x e^{-i q x} K_x T(\Phi_e(x) \Phi_{e_1}(x_1) \cdots \Phi_{e_k}(x_k)). \quad (12)$$

Dla operatorów kreacji fermionów, zdefiniowanych wzorem:

$$a_{s in}^+(\bar{p}) = \sqrt{\frac{M}{p_0}} \frac{1}{(2\pi)^{s/2}} \int_{\sigma=\pm\infty} e^{-i p x} \gamma^\mu \bar{\psi}(x) d\sigma_\mu u_s^+(\bar{p}), \quad (13)$$

otrzymujemy podobnie:

$$a_{s' out}(\bar{p}') T(\psi(x_1) \cdots \psi(x_k)) = T(\psi(x_1) \cdots \psi(x_k)) a_{s in}(\bar{p}') +$$

$$- \frac{i}{(2\pi)^{s/2}} \sqrt{\frac{M}{p'_0}} \bar{u}_{s'}^+(\bar{p}') \int d_4 x' e^{i p' x'} D_{x'} T(\psi(x') \psi(x_1) \cdots \psi(x_k))$$

oraz

$$T(\psi(x_1) \cdots \psi(x_k)) a_{s in}^+(\bar{p}) = a_{s out}^+(\bar{p}) T(\psi(x_1) \cdots \psi(x_k)) +$$

$$- \frac{i}{(2\pi)^{s/2}} \sqrt{\frac{M}{p_0}} \int d_4 x e^{-i p x} D_x T(\psi(x) \psi(x_1) \cdots \psi(x_k)) u_s^+(\bar{p}). \quad (15)$$

D_x oznacza operator Diraca $D_x = i\gamma^\mu \partial_\mu - M$. Przy pomocy wzorów (11) i (12) można obliczyć amplitudę prawdopodobieństwa przejścia:

$$\langle \bar{p}', s'; \bar{q}', e'_{out} | \bar{p}_{in}, s; \bar{q}, e \rangle = \langle p', s' | C_{e' out}(\bar{q}') C_{e in}^+(\bar{q}) | \bar{p}, s \rangle.$$

Stosując wzór redukcyjny (11) i następnie (12) otrzymujemy:

$$\langle \bar{p}', s'; \bar{q}', e' | \bar{p}, s; \bar{q}, e \rangle = \langle p', s' | \bar{p}, s \rangle \delta(\bar{q} - \bar{q}') \delta_{e'e} +$$

$$- \frac{1}{(2\pi)^3 2\sqrt{q_0 q'_0}} \int d_4 x \int d_4 x' e^{i q' x' - i q x} K_x K_{x'} \langle \bar{p}', s' | T(\Phi_e(x) \Phi_{e'}(x')) | \bar{p}, s \rangle.$$

Różnica między wyrażeniem $K_x K_{x'} T(\Phi_e(x) \Phi_{e'}(x'))$ i wyrażeniem $T(j_{e'}(x) j_e(x'))$ jest proporcjonalna do funkcji $\delta(x_0 - x'_0)$ i jej pochodnych (o ile przyjmiemy konwencjonalną definicję iloczynu chronologicznego operatorów pola w tych samych czasach). Uwzględnienie jej nie zmienia postaci związków dyspersyjnych.

Uzupełnienie II

$$T^0(E, \bar{q}) - T^{ret}(E, \bar{q}) \equiv T^{(+)}(E, \bar{q}) = \\ = \frac{2\pi^2}{i} \int d_4 x e^{i(Ex_0 - \bar{q}\bar{x})} \langle 0, s' | j_e \left(-\frac{x}{2} \right), j_{e'} \left(\frac{x}{2} \right) | 0, s \rangle. \quad (16)$$

W stanie $|0, s\rangle$ występuje jeden nukleon o pędzie zerowym i stanie spinowym s . Między operatory prądu wstawiamy operator jednostkowy $\sum_n \int d_3 k |\bar{k}, n\rangle \langle n, \bar{k}|$. \bar{k} oznacza całkowity pęd układu w stanie $|\bar{k}, n\rangle$. Po wykonaniu całkowania po czterech współrzędnych x_μ otrzymujemy:

$$T^{(+)}(E, \bar{q}) = \frac{(2\pi)^5 \pi}{i} \sum_n \delta(\sqrt{M_n^2 + \bar{q}^2} + \\ + E - M) \langle 0, s' | j_e(0) | \bar{q}, n \rangle \langle \bar{q}, n | j_{e'}(0) | 0, s \rangle, \quad (17)$$

gdzie M oznacza masę nukleonu, $M_n^2 = E_n^2 - \bar{q}^2$, a E_n jest energią całkowitą stanu pośredniego. Element prądu między stanem jedno-nukleonowym $|0, s\rangle$ a stanem $|\bar{k}, n\rangle$ nie znika tylko wtedy, gdy w tym ostatnim istnieje nieparzysta ilość nukleonów. Wobec tego $M_n \geq M$. Przy tym warunku wiadać, że dla $E > 0$ argument funkcji δ nie może zniknąć, ponieważ $\sqrt{M_n^2 + \bar{q}^2} - M + E > 0$. Wynika stąd, że dla $E > 0$ $T^+(E, \bar{q}) = 0$, a więc $T^c(E, \bar{q}) = T^{ret}(E, \bar{q})$.

Uzupełnienie III

Do elementu $\langle \bar{p}', s' | j_e(0) | \bar{p}, s \rangle$ stosujemy wzór redukcyjny (14) i (15), korzystając z założenia, że stany jednocząstkowe są stabilne. Otrzymujemy:

$$\langle \bar{p}', s' | j_e(0) | \bar{p}, s \rangle = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{M}{\sqrt{p_0 p'_0}} \bar{u}_s^+(\bar{p}') \left[\int d_4 x \int d_4 x' e^{i(p'x' - px)} \times \right. \\ \left. \times \langle 0 | T(I(x') j_e(0) \bar{I}(x)) | 0 \rangle \right] u_s^+(\bar{p}), \quad (18)$$

gdzie u^+ są rozwiązaniami swobodnego równania Diraca i dodatniej energii, $|0\rangle$ oznacza stan próżni, a $J(x)$ jest prądem mezonowym dla pola nukleonowego. Wyrażenie w nawiasie zawiera iloczyn zewnętrzny dwóch operatorów prądu fermionowego, a więc zbudowane jest z macierzy Diraca γ_μ . Ze względu na to, że występuje w nim prąd $j_e(0)$ posiada ona charakter pseudoska-

larny i musi być proporcjonalna do τ_e . Wyrażenie to zależy od dwóch pędów p_μ i p'_μ jedynie poprzez niezmiennik $(p - p')^2$. Ze względu na to, że $u(p)$ i $u(p')$ spełniają równanie Diraca, można zawsze zmienić $\gamma_\mu p^\mu$ i $\gamma_\mu p'^\mu$ na $-M$. Wobec tego wyrażenie to ma postać:

$$(2\pi)^3 \sqrt{\frac{p_0 p'_0}{M^2}} g((p' - p)^2) \gamma_5 \tau_e,$$

gdzie g jest pewną rzeczywistą funkcją skalarną.

Literatura

1. R. Kronig, J. Opt. Soc. Am. **12**, 547 (1926).
2. H. A. Kramers, Atti. Congr. Intern. Fisici, Como **2**, 545 (1927).
3. W. Heisenberg, Zs. f. Phys. **120**, 513, (1943).
4. W. Heisenberg, Zs. f. Naturforsch. **1**, 673 (1946).
5. N. G. van Kampen, Phys. Rev. **89**, 1072 (1953).
6. N. G. van Kampen, Phys. Rev. **91**, 1267 (1953).
7. W. Schutzer i J. Tiomno, Phys. Rev. **83**, 249 (1951).
8. F. E. Low, Phys. Rev. **97**, 1392 (1955).
9. H. Lehmann, K. Symanzik i W. Zimmermann, Nuov. Cim. **1**, 205, (1955).
10. M. Gell-Mann, M. L. Goldberger i W. E. Thirring, Phys. Rev. **95**, 1612 (1954).
11. M. L. Goldberger, Phys. Rev. **97**, 508 (1955).
12. M. L. Goldberger, Phys. Rev. **99**, 979 (1955).
13. M. L. Goldberger, H. Miyazawa i R. Oehme, Phys. Rev. **99**, 989 (1955).
14. R. Karplus, M. A. Ruderman; Phys. Rev. **98**, 771 (1955).
15. R. Oehme, Phys. Rev. **100**, 1503 (1955).
16. R. Oehme, Phys. Rev. **102**, 1174 (1956).
17. Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков, *Введение в теорию квантованных полей*, Moskwa 1957, str. 372—428.
18. Н. Н. Боголюбов, Б. В. Медведев, М. К. Поливанов, *Вопросы теории дисперсионных соотношений*, Moskwa 1958.
19. K. Symanzik, Phys. Rev. **105**, 743 (1957).
20. R. Jost i H. Lehmann, Nuov. Cim. **5**, 1598 (1957).
21. H. L. Anderson, W. C. Davidon i V. E. Kruse, Phys. Rev. **100**, 339 (1955).
22. U. Haber-Schaim, Phys. Rev. **104**, 1113 (1956).
23. W. C. Davidon i M. L. Goldberger, Phys. Rev. **104**, 1119 (1956).
24. S. J. Lindenbaum i R. M. Sternheimer, Phys. Rev. **110**, 1174 (1958).
25. G. Puppi i A. Stanghellini, Nuov. Cim. **5**, 1305 (1957).
26. J. Hamilton, Phys. Rev. **110**, 1134 (1958).
27. Honog-Yee Chin, Phys. Rev. **110**, 1140 (1958).
28. L. Bertocchi i A. Minguzzi, Nuov. Cim. **9**, 1107 (1958).
29. J. Lepore i K. M. Watson, Phys. Rev. **76**, 1157 (1949).
30. K. Igi, Progr. Theoret. Phys. **19**, 238 (1958).
31. K. Igi, Progr. Theoret. Phys. **20**, 403 (1958).

32. P. T. Matthews i A. Salam, *Phys. Rev.* **110**, 565, 569 (1958).
33. C. Goebel, *Phys. Rev.* **110**, 572 (1958).
34. M. L. Goldberger, Y. Nambu i R. Oehme, *Ann. of Phys.* **2**, 226 (1957).
35. M. T. Grisaru, *Phys. Rev.* **111**, 1719 (1958).
36. Riazzuddin, *Nuov. Cim.* **6**, 1252 (1957).
37. S. Matsuyama i H. Miyazawa, *Progr. Theoret. Phys.* **19**, 517 (1958).
38. G. F. Chew, *Phys. Rev.* **112**, 1380 (1958).
39. A. A. Логунов i B. M. Степанов, *Д.А.Н.* **110**, 3 (1956).
40. E. Corinaledi, *Nuov. Cim.*, **4**, 6 (1956).
41. A. A. Logunov i L. D. Solov'ev, *Nucl. Phys.* **10**, 60 (1959).
42. G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low i Y. Nambu, *Phys. Rev.* **106**, 1345 (1957).
43. M. L. Goldberger i S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **110**, 1178 (1958).
44. M. L. Goldberger i S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **111**, 354 (1958).
45. M. L. Goldberger i S. B. Treiman, *Nuov. Cim.* **120**, 501 (1958).
46. A. A. Логунов, *Д.А.Н.* **120**, 501, (1958).
47. J. C. Polkinghorne, *Nuov. Cim.* **4**, 216 (1956).
48. E. Corinaledi, *Nuov. Cim.* **6**, 1605 (1956).
49. G. F. Chew, R. Karplus, S. Gasiorowicz i F. Zachariasen, *Phys. Rev.* **110**, 265 (1958).
50. P. Federbusch, M. L. Goldberger i S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **112**, 642 (1958).

Jan Żylicz

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Badania elektronów wewnętrznej konwersji

1. Wstęp

Dziesiątki lat minęły od czasu wykrycia „liniowego widma promieni β ” towarzyszącego przemianom jądrowym, ale badania elektronów wewnętrznej konwersji (tej nazwy obecnie się używa) są nadal prowadzone intensywnie w wielu laboratoriach. Jest to bowiem niezwykle użyteczna metoda spektroskopii jądrowej, pozwalająca ustalać energie, spiny i parzystości jądrowych poziomów wzbudzonych.

Przejście jądra ze stanu wzbudzonego do energetycznie niższego odbywa się przez emisję kwantu γ lub na drodze wewnętrznej konwersji¹. W tym drugim przypadku energia wzbudzenia jest przekazywana jednemu z elektronów atomu. Pierwotnie sądzono, że proces wewnętrznej konwersji można uważać za złożony z emisji kwantu γ i efektu fotoelektrycznego. Różnica w porównaniu ze „zwykłym” efektem fotoelektrycznym polegać miała na pochodzeniu kwantu i elektronu z tego samego atomu. Za hipotezą tą przemawiał bilans energetyczny wiążący energię elektronu E_e , kwantu E_γ i energię jonizacji atomu dla i -tej powłoki (B_i)

$$E_e = E_\gamma - B_i. \quad (1)$$

Każdej energii E_γ odpowiada wiele grup monoenergetycznych elektronów, gdyż energie wiązania są dla każdej powłoki inne. Energie wzbudzenia atomu są przekazywane otoczeniu za pośrednictwem promieni X lub elektronów Augera.

Obecnie wiemy, że w akcie wewnętrznej konwersji jądro przekazuje energię wzbudzenia bezpośrednio elektronowi. Jeżeli nadal mówi się o emisji i absorpcji fotonu, to tylko w sensie wirtualnym, wprowadzonym przez stosowaną metodę teoretycznego badania zjawiska. Akty emisji γ i elektronów konwersyjnych są fizycznie niezależne, zatem prawdopodobieństwo

¹ Jeżeli energia kwantów przekracza 1,02 MeV — możliwy jest proces wewnętrzny tworzenia par. Przy dostatecznie dużych energiach wzbudzenia mogą być również wysyłane nukleony.

przejścia ze stanu wzbudzonego do niższego λ równa się sumie prawdopodobieństw obydwu procesów cząstkowych

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e = \lambda_\gamma (1 + \alpha). \quad (2)$$

Wielkość $\alpha = \lambda_e/\lambda_\gamma$ nazywamy bezwzględnym współczynnikiem wewnętrznej konwersji. Dla celów praktycznych bardziej odpowiednia jest (równoważna) definicja współczynnika wewnętrznej konwersji jako stosunku

$$\alpha = N_e/N_\gamma, \quad (3)$$

gdzie N_e i N_γ oznaczają odpowiednio całkowitą liczbę elektronów i kwantów wysyłanych w jednostce czasu we wszystkich kierunkach przez dane źródło. Ponieważ jądro może pozbywać się energii wzbudzenia w kilku kolejnych przejściach, podkreślić należy, że liczby N_e i N_γ odnoszą się tylko do jednego z nich.

Całkowity współczynnik wewnętrznej konwersji α możemy rozłożyć na składowe odpowiadające poszczególnym powłokom atomu.

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M \dots, \quad (4)$$

a w dalszym ciągu, uwzględniając istnienie podpowłok

$$\begin{aligned} \alpha_L &= \alpha_{L_I} + \alpha_{L_{II}} + \alpha_{L_{III}}, \\ \alpha_M &= \alpha_{M_I} + \dots + \alpha_{M_V}, \end{aligned} \quad (5)$$

Badanie elektronów wewnętrznej konwersji jest ważne przede wszystkim z następujących powodów:

1°. Mierząc energie elektronów można w oparciu o znajomość potencjałów jonizacji i zależność (1) obliczać energie przejść E_γ , a więc odległości energetyczne wzbudzonych poziomów jądrowych.

2°. Znajomość całkowitego współczynnika konwersji α pozwala przy pomocy związku (2) porównywać mierzone doświadczalnie prawdopodobieństwo przejścia λ z obliczanym teoretycznie prawdopodobieństwem emisji λ_γ .

3°. Porównanie zmierzonych względnych lub bezwzględnych współczynników konwersji dla różnych powłok z danymi teoretycznymi umożliwi ustalenie multipolowości przejścia, a więc zmian spinu i parzystości.

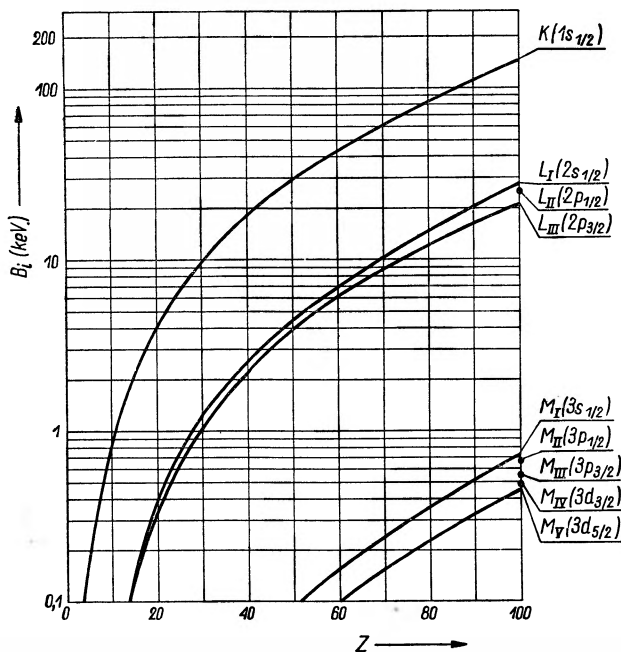
Tym zagadnieniom poświęcony jest dalszy ciąg artykułu.

2. Mierzenie energii elektronów konwersyjnych

Obliczenie energii przejścia E_γ wymaga znajomości potencjału jonizacji i energii kinetycznej elektronów konwersyjnych. Energię wiązania elektronów w atomach dają doświadczenia z promieniami X. Jest ona oczywiście

funkcją liczby atomowej Z i stanu kwantowego elektronu. Zależności te pokazuje Rys. 1. Najdokładniejsze dane liczbowe zebrane zostały w tablicach Hilla [1], a następnie Dżelepowa i Zyrjanowej [2]. Zasadnicze trudności wiążą się z precyzyjnymi pomiarami energii elektronów.

Pomiary energii elektronów konwersyjnych wykonywane są najczęściej przy użyciu magnetycznych spektroskopów beta. Bezpośrednio mie-



Rys. 1. Energia wiązania elektronów w funkcji liczby atomowej (Z) dla różnych powłok elektronowych

rzoną wielkością jest pęd (p), a właściwie wielkość do pędu proporcjonalna $B\varrho$ (jednostka: gauss·cm). Przejścia od $B\varrho$ do p dokonujemy wzorem

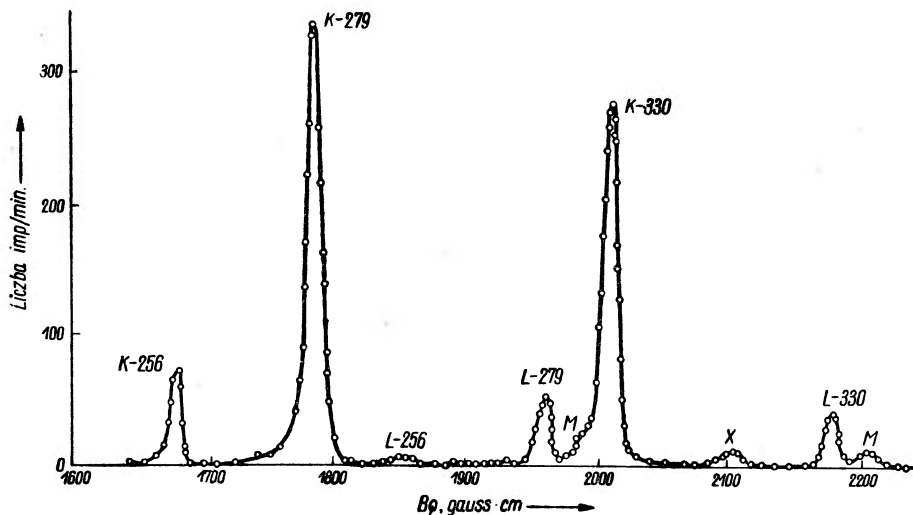
$$p = \frac{e}{c} B\varrho, \tag{6}$$

gdzie e — ładunek elementarny w jednostkach elektrostatycznych, c — szybkość światła w cm/sek. Sens fizyczny wielkości $B\varrho$ jest następujący: elektron o pędzie $\frac{e}{c} B\varrho$ porusza się w jednorodnym polu B , prostopadłym do płaszczyzny ruchu, po kole o promieniu ϱ . Tablice umożliwiające przeliczenie pędu na energię z dostateczną dla celów spektroskopii jądrowej dokładnością zostały opracowane przez Gerhola ([1], [3]). Można je również znaleźć w pracy [2].

Na temat spektroskopów magnetycznych napisano wiele obszernych artykułów przeglądowych. Dla przykładu wymienić można publikacje:

Persico i Geoffriona [4], Siegbahna [1] lub Gerholma [3]. Tu warto jedynie zwrócić uwagę na kilka faktów.

Nazwą „spektroskopy” obejmuje się spektrometry, tj. przyrządy, w których elektrony rejestrowane są licznikami, geometria jest ustalona, a zmienia się i mierzy pole magnetyczne, oraz spektrografy, gdzie detektorami promieniowania są klisze, pole jest stałe, a mierzy się dla poszczególnych linii ϱ . Każdy spektroskop scharakteryzowany jest dwoma parametrami: zdolnością rozdzielczą i świetlnością. Zdolność rozdzielczą definiujemy jako stosunek $\Delta B\varrho/B\varrho$, gdzie $B\varrho$ jest pędem elektronów, a $\Delta B\varrho$ połówkową szerokością rejestrowanej przyrządem linii. Rozmycie linii $\Delta B\varrho$ jest na ogół uwarunkowane względami aparaturowymi. Zdolność rozdzielcza spektrometrów nie zależy od $B\varrho$, w przypadku spektrografów — zależy i polepsza się ze wzrostem ϱ . Świetlnością nazywamy iloczyn powierzchni źródła (w cm^2) przez kąt bryłowy ograniczony wejściową szczeliną spektroskopu.

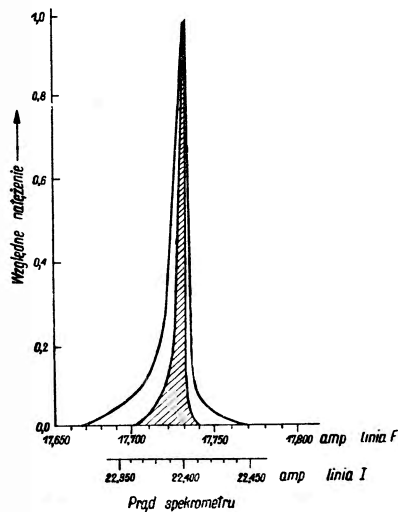


Rys. 2. Widmo elektronów konwersyjnych ^{149}Eu . Obok symboli linii podano energie przejść γ keV [8]

Zdolności rozdzielcze zmieniają się w granicach od kilku procent do setnych części procentu. Te najwyższe zdolności rozdzielcze uzyskano tylko w bardzo nielicznych przypadkach. Wymienić tu przede wszystkim należy prace Słätisa (spektrograf typu Danyszka z magnesami stałymi — [5]), grupy Kelmana (spektrometr przyrządem — [6]) oraz Siegbahna i Edvardsona (spektrometr podwójnie ogniskujący, bez żelaza — [7]).

Typowe widmo elektronów wewnętrznej konwersji otrzymane spektrometrem średniej zdolności rozdzielczej (ketron, $\Delta B\varrho/B\varrho \approx 0,5\%$, [8]) pokazane jest na rys. 2.

Dobra zdolność rozdzielcza jest niezbędna dla precyzyjnych pomiarów $B\theta$, ale jest też tylko jednym z warunków koniecznych. Pomiaru sprawa dzają się zwykle do porównania pędów linii badanej i standardowej. Przy tym, stosując spektrometry wyznacza się stosunek pól B lub stosunek prądów, gdy przyrządy te nie posiadają części żelaznych. Przy użyciu spektrografów mierzy się stosunek promieni ρ . W pomiarach względnych brane są na ogół pod uwagę położenia maksimów linii konwersyjnych. Wówczas źródło musi być przygotowane szczególnie starannie. Dotyczy to przede wszystkim jego grubości, która powinna być na tyle mała, by nie powodować przesuwania się maksimów linii ku mniejszym energiom. Czasem lepiej określonym punktem jest zakończenie linii od strony dużych energii. W ten sposób wyznacza się położenia linii w spektroskopach typu Danysza. W obydwu przypadkach podkład źródła powinien być przewodzący i uziemiony. W przeciwnym razie potencjał źródła z biegiem czasu rośnie i może dojść nawet do kilkunastu kV [9]. Oczywistym tego skutkiem jest przesuwanie się widma ku mniejszym energiom.



Rys. 3. Porównanie linii F (szerokość połówkowa 0,050%) i linii I (szerokość połówkowa 0,019%) w widmie ThB [7]

W pomiarach najwyższej dokładności należy się liczyć z występowaniem efektu naturalnej szerokości linii konwersyjnych. Po raz pierwszy zaobserwował go Lindström [10], który badał linie F oraz J w widmie ThB. Są to linie konwersyjne z poziomów K i L_I przejścia o energii 238,6 keV. Okazało się, że linia F ma szerokość połówkową większą niż J i że nie można tego wyjaśnić czynnikami aparaturowymi. To samo obserwowano w dalszych pracach. Rys. 3, ilustrujący omawiany efekt, został wzięty z pracy Siegbahna i Edvarsona [7]. Wyjaśnienie jest następujące: Wewnętrzna konwersja jest przejściem między dwoma stanami nietrwałymi — jądrem wzbudzonym i wzbudzonym atomem. Szerokość połówkowa poziomu jądrowego jest w tym przypadku zanedbywalnie mała. Obserwowany efekt wiąże się z rozmyciem energetycznym stanu wzbudzonego atomu, które jest największe, gdy brak jest elektronu na powłoce K . Łatyszew i współpracownicy [11], badając ilościowo szerokości naturalne linii konwersyjnych w widmie ThB, stwierdzili zgodność swoich rezultatów z danymi rentgenowskimi.

Dokładność względnych pomiarów waha się na ogół w granicach 1‰ do 0,1‰, rzadziej bywa rzędu 0,01‰, a tylko w bardzo nielicznych przypadkach jest rzędu 0,001‰. Tę graniczną dokładność uzyskano przy użyciu spektrometru z podwójnym ogniskowaniem. Niestety dokładność wyznaczenia bezwzględnych wartości $B\varrho$ linii standardowych jest mniejsza i tylko nieznacznie przekracza 0,01‰.

Pomiary bezwzględne $B\varrho$ linii standardowych wykonywane są dwoma sposobami. Pierwszy polega na zastosowaniu spektroskopu z polem jednorodnym i pomiarze bezwzględnym B i ϱ . Do pomiaru B służy najczęściej metoda rezonansu jądrowego. Ponieważ idealnej jednorodności pola nie daje się uzyskać — mierzy się B wzdłuż torów elektronów. Rezultaty opracowuje się według wzoru podanego przez *H a r t r e e* [12].

Druga metoda, dająca nieco lepsze rezultaty, pozwala ominąć bezwzględne pomiary B i ϱ . Polega ona na: 1° zmierzeniu stosunku $B\varrho$ dla linii K i dla jednej z linii L_i lub M_i tego samego przejścia i 2° uwzględnieniu odległości energetycznej tych linii według danych rentgenowskich. Najdokładniejsze pomiary tą metodą wykonali *S i e g b a h n* i *E d v a r s o n* [7], a ich rezultaty dla czterech linii konwersyjnych ThB zebrane są w tabelce:

Symbol linii	Konwersja na powłoce	Zmierzona wartość $B\varrho$ (gauss · cm)	Obliczona wartość energii (keV)
<i>F</i>	<i>K</i>	1388,45 ± 0,10	148,08 ± 0,02
<i>I</i>	L_I	1753,91 ± 0,14	222,22 ± 0,03
I_a	L_{II}	1757,07 ± 0,14	222,90 ± 0,03
<i>J</i>	<i>M</i>	1811,11 ± 0,15	234,61 ± 0,03

Energia przejścia: 238,6 keV.

Zestawienia wszystkich linii standardowych dokonał *M i t c h e l l* [1].

3. Teoretyczne obliczenia współczynników wewnętrznej konwersji

Rezultaty doświadczeń nad wewnętrzną konwersją odnoszą się w ogromnej większości do trzech pierwszych powłok: *K*, *L* i *M*. Konwersja na tych poziomach jest najbardziej prawdopodobna. Odpowiednie linie najłatwiej jest spektroskopowo rozdzielić. Nic zatem dziwnego, że wysiłki teoretyków obliczających współczynniki wewnętrznej konwersji były również skupione na tej ograniczonej liczbie poziomów. Współczynniki konwersji muszą być dla każdej podpowłoki obliczone oddzielnie. Zależą ponadto od trzech zmiennych: liczby atomowej (Z), energii przejścia (która w tym paragrafie będzie wyrażana w jednostkach masy elektronu: $m c^2$ i oznaczana literą k) oraz

multipolowości przejścia. Odnośnie multipolowości promieniowania uprzytomnijmy sobie kilka faktów podstawowych:

1°. Jeżeli spin jądra w stanie początkowym i końcowym oznaczymy przez J_i oraz J_f , to promieniowanie γ lub konwersyjne unosić może z jądra moment pędu l ograniczony nierównościami

$$|J_i - J_f| \leq l \leq |J_i + J_f|.$$

2°. Klasyfikacji przejść dokonujemy według tabelki:

Nazwa promieniowania	Symbol	Moment pędu unoszony z jądra	Zmiara parzystości funkcji falowej jądra wg reguły ²
multipolowe elektryczne 2^l — rzędu	E_l	l	$(-1)^l$
„ „ magnetyczne 2^l — rzędu	M_l	l	$(-1)^{l+1}$

3°. Dla $J_i = J_f = 0$ mamy $l = 0$. Przejście monopolowe γ (jednokwantowe) jest absolutnie wzbronione. Wewnętrzna konwersja może jednak zachodzić w postaci przejścia $E0$.

4°. Jeżeli dla danej przemiany l może przybierać kilka wartości, to w konkurencji na ogół wygrywa przejście podstawowe o $l = |J_i - J_f|$. Jest to wynikiem silnej zależności λ_γ od l . W pewnych przypadkach obserwowano jednak przejścia mieszane, głównie $M1 + E2$ oraz $E1 + M2$ (Goldhaber i Sunyar: klasyfikacja izomerów jądrowych w [1]). Raz jeden zarejestrowano obecność trzech składowych: $E0, M1, E2$ [13].

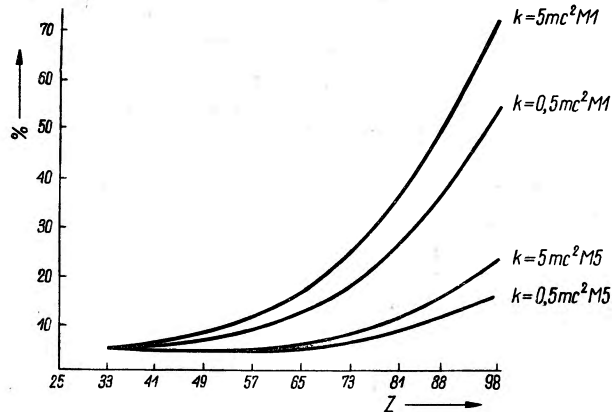
Zagadnienie przejść monopolowych jest niezwykle ciekawe, wymagałoby jednak oddzielnego artykułu i tu nie będzie poruszane, uwzględnione zostaną natomiast przejścia od dipolowego do piątego rzędu. Wyższych dotychczas nie odkryto.

Początkowo obliczano prawdopodobieństwa przejść konwersyjnych przy upraszczających założeniach, z których najistotniejszym było zaniedbywanie rozmiarów jądra (Rose [1]). Sliw i Listengarten [14 i 15] udowodnili jednak, że zaniedbywanie skończonych rozmiarów jądra prowadzić może do dużych błędów, szczególnie w przypadku przejść magnetycznych. Błędne jest również pomijanie wpływu, jaki na funkcje falowe elektronów podlegających konwersji mają pozostałe elektrony atomu (efekt ekranowania). Uwzględnienie obydwóch czynników powoduje obniżenie wartości obliczonych współczynników. Przy dużych Z istotniejszym jest czynnik pierwszy, dla małych Z — drugi. Wielkość poprawek dla współczynników a_K przejść $M1$ i $M5$ podaje rys. 4.

W 1956 r. ukazały się tablice współczynników a_K dla Z od 33 do 98, opracowane przez Sliwa i Bana [16]. Autorzy założyli przestrzenny, jed-

² (-1) oznacza zmianę parzystości; $(+1)$ — brak zmiany.

norodny rozkład ładunków i powierzchniowy rozkład prądów w jądrze (przyjęty promień jądra: $R = 1,20 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm). Efekt ekranowania uwzględniono metodą Thomasa-Fermiego-Diraca. Funkcje falowe elektronów konwersyjnych znajdowano rozwiązując numerycznie równanie Diraca.

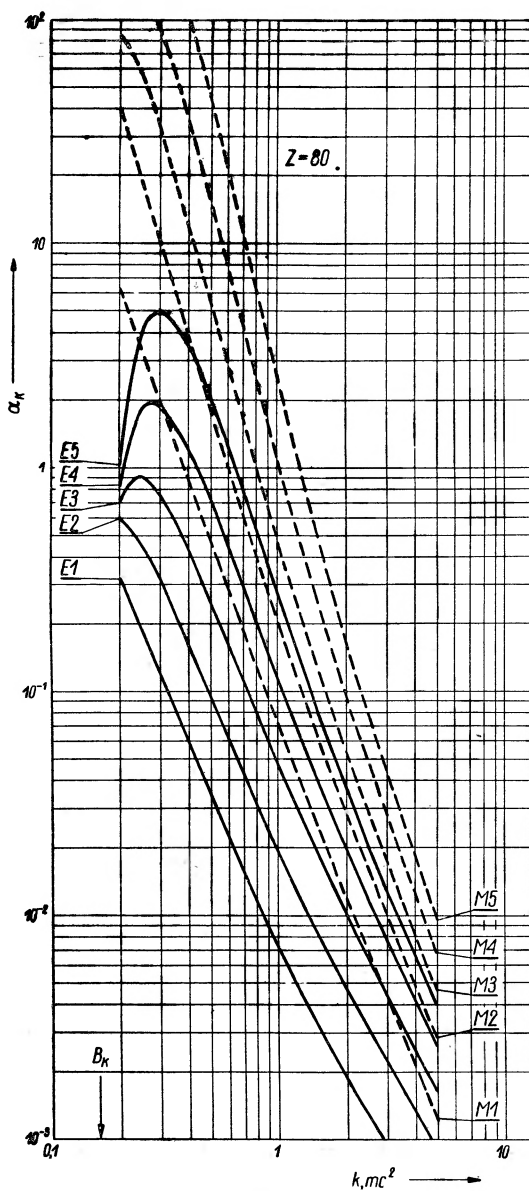


Rys. 4. Procentowe zmniejszenie teoretycznie obliczonych współczynników α_K po uwzględnieniu skończonych rozmiarów jądra i efektu ekranowania [15]

ca. Dokładność danych została oceniona na 1%. W dwa lata później ukazały się tablice tych samych autorów [17] ze współczynnikami dla powłok L_I , L_{II} i L_{III} w przedziale Z od 41 do 98. Obliczenia prowadzone były przy tych samych założeniach, a ich dokładność oceniono na 2% dla energii przejść k od $0,05 mc^2$ do mc^2 i gorszą dla k większych.

Niezależność w granicach 1—2% współczynników wewnętrznej konwersji od indywidualnych własności jąder poszczególnych izotopów jest cechą niezwykle ważną (patrz jednak paragraf 6). Czasy życia poziomów wzbudzonych (a więc λ_{γ}) przy ustalonych: energii przejścia i multipolowości wahają się często w granicach wielu rzędów wielkości.

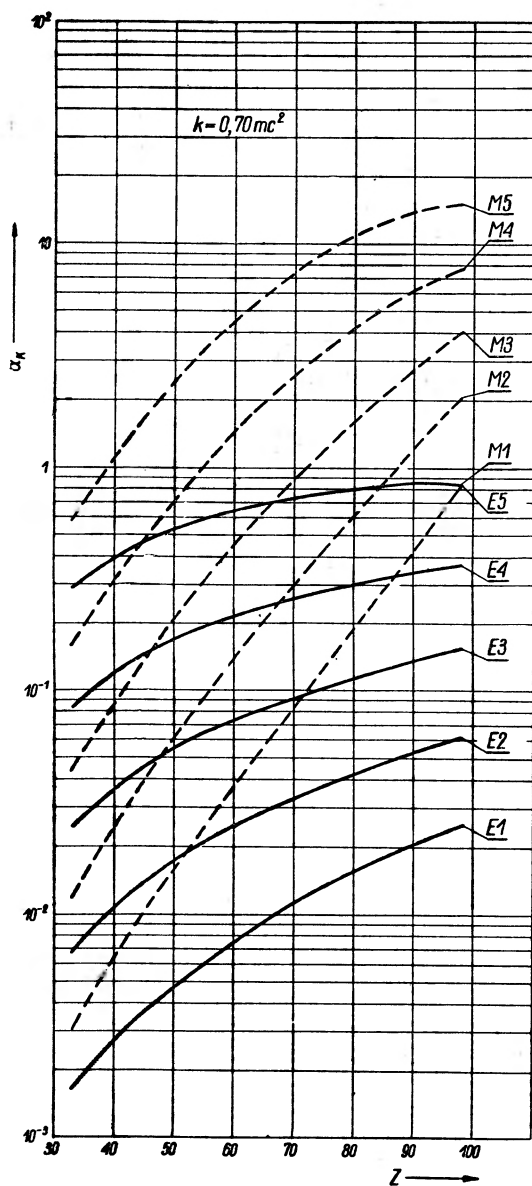
Bliższa analiza danych Sliwa i Banda pozwala wyciągnąć następujące wnioski ogólne: 1° — Współczynniki wewnętrznej konwersji (przy ustalonym Z i określonej multipolowości) są bardzo szybko malejącymi funkcjami energii przejścia. Odstępstwa od tej reguły obserwuje się tylko dla małych energii nieznacznie tylko przekraczających energię progową. 2° — Współczynniki wewnętrznej konwersji (przy ustalonej energii i multipolowości przejścia) zwiększają się ze wzrostem Z . 3° — Przy ustalonych k i Z współczynniki wewnętrznej konwersji są jednoznacznie określone przez rząd multipolowości i są tym większe im większe l , dopóki rozważamy oddzielnie przejścia elektryczne i magnetyczne. Jeżeli rozpatrujemy obydwa rodzaje przejść łącznie, a w praktyce zawsze tak bywa, jednoznaczność nie jest już tak wyraźna i mogą być przypadki, w których pomiar bezwzględ-



Rys. 5. Współczynniki α_K w funkcji energii i multipolowości przejścia. B_K — energia wiązania elektronów na powłoce K. Wg danych z [15]

nego współczynnika wewnętrznej konwersji nie wystarcza dla ustalenia multipolowości. Wtedy trzeba uzyskać dodatkowe dane innymi metodami.

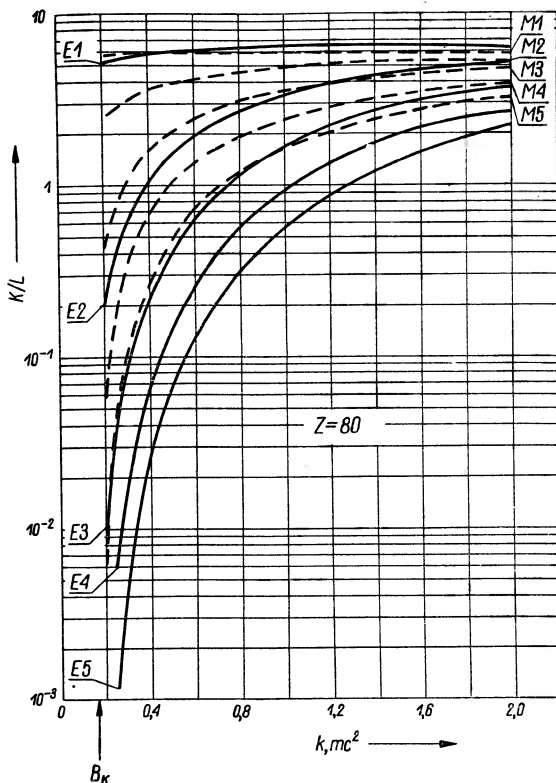
Powyższe zależności dla współczynników α_K (najczęściej w doświadczeniu wyznaczanych) ilustrują rys. 5 i rys. 6.



Rys. 6. Współczynniki α_K w funkcji liczby atomowej. Wg danych z [15]

Ze względu na łatwość pomiaru względne współczynniki wewnętrznej konwersji są wyznaczane znacznie częściej niż bezwzględne. Na tej drodze można również określać multipolowość przejść. Bada się przy tym najczęściej stosunek prawdopodobieństwa konwersji na powłokach K i L. Jak wynika z rys. 7 czasem znajomość $K : L$ może jednak nie wystarczać. Wówczas,

jeżeli pozwala na to zdolność rozdzielcza przyrządu, mierzy się stosunki $L_I : L_{II} : L_{III}$.



Rys. 7. Stosunek $K : L$ w funkcji energii i multipolowości przejścia. B_K — jak na rys. 5. Wg danych z [15] i [16]

W przypadku przejść mieszanych znajomość teoretycznych i zmierzonych współczynników wewnętrznej konwersji pozwala obliczyć stopień zmieszania przejść magnetycznych i elektrycznych. Stopień zmieszania definiujemy jako stosunek prawdopodobieństw obu przejść na drodze emisji γ :

$$\delta^2 = \lambda_\gamma^M / \lambda_\gamma^E \tag{8}$$

Związek między δ^2 i współczynnikami wewnętrznej konwersji znajdujemy łatwo, pamiętając o niezależności przejść elektrycznych i magnetycznych, tj. o braku interferencji prawdopodobieństw. Całkowite mierzone prawdopodobieństwa przejść γ (λ_γ) i konwersyjnych (λ_e) równają się sumie odpowiednich prawdopodobieństw cząstkowych:

$$\begin{aligned} \lambda_\gamma &= \lambda_\gamma^E + \lambda_\gamma^M, \\ \lambda_e &= \lambda_e^E + \lambda_e^M. \end{aligned}$$

Mierząc bezwzględny współczynnik konwersji dla i -tej powłoki (α_i) oraz znając odpowiednie współczynniki teoretycznie obliczone ($\alpha_i^E = \lambda_e^E/\lambda_e^E$, oraz $\alpha_i^M = \lambda_e^M/\lambda_e^M$), znajdujemy δ^2 ze wzoru:

$$\delta^2 = \frac{\alpha_i - \alpha_i^E}{\alpha_i^M - \alpha_i}. \quad (9)$$

Natomiast procentowy udział przejść magnetycznych dany jest przez

$$p = \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} 100. \quad (10)$$

Przykłady obliczania δ^2 na podstawie względnych współczynników znaleźć można w pracy [18] (według $L_I : L_{II} : L_{III}$) oraz w [19] (według $K : L$).

W roku 1958 ukazały się również tablice Rosego [20] z danymi dla powłok K , L i M . Współczynniki dla poziomów K i L zostały obliczone przy tych samych zasadniczych założeniach, które przyjmowali Sliw i B and. Różnice w szczegółach stworzyły warunki powstania nieznacznych rozbieżności wartości liczbowych. Przy obliczaniu współczynników dla powłoki M nie uwzględniony został efekt ekranowania, co powodować może bardzo duże niezgodności z danymi eksperymentalnymi, zwłaszcza gdy chodzi o pomiary bezwzględne.

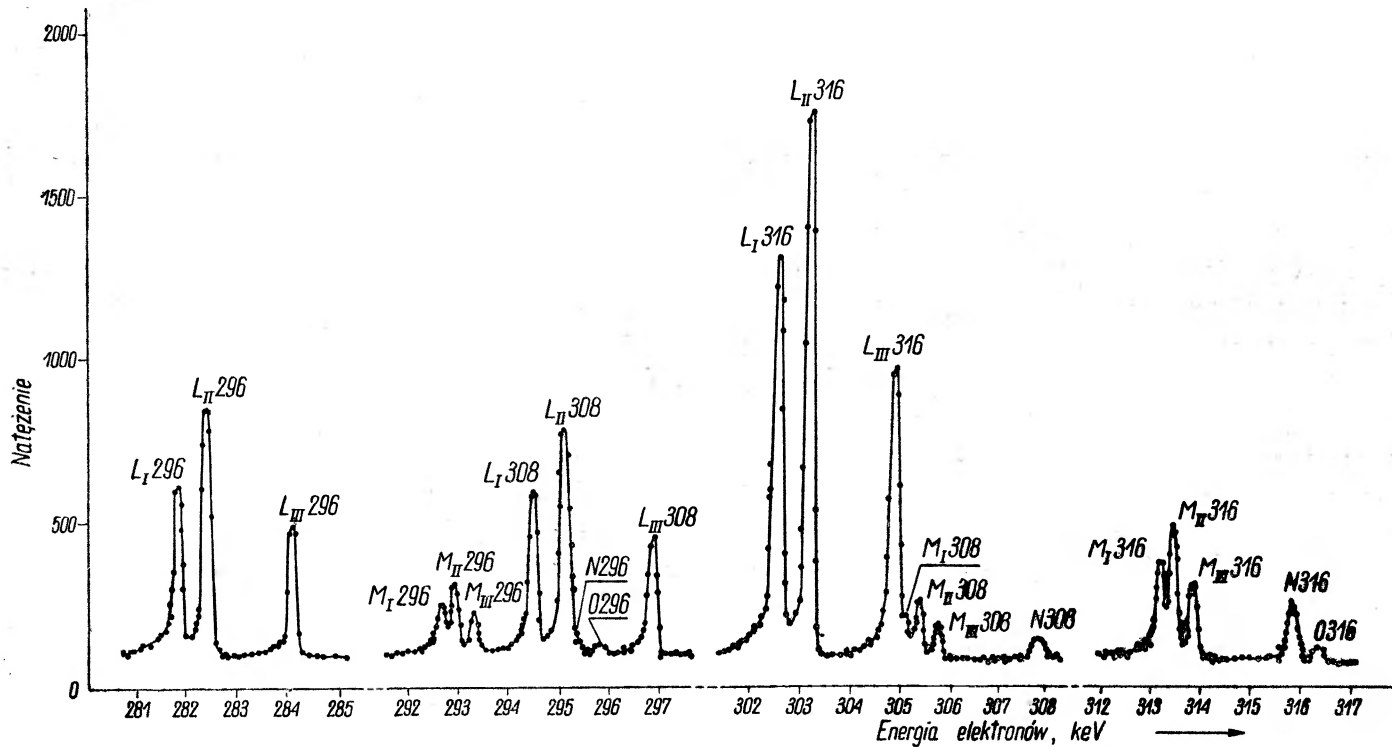
4. Pomiary względnych współczynników wewnętrznej konwersji

W zastosowaniu do pomiarów natężeń promieniowania spektrometry górują na ogół nad spektrografami. Detektorami w spektrografach są zwykle klisze rentgenowskie, których zaczerwienie nie jest wprost proporcjonalne do liczby cząstek padających na jednostkę powierzchni. Klisze jądrowe, w których liczy się oddzielne tory elektronów, są używane bardzo rzadko ze względu na trudności w ich opracowywaniu (np. [21], [22]). Natomiast liczniki spektrometrów w większości przypadków nie wnoszą zniekształceń rozkładu widmowego.

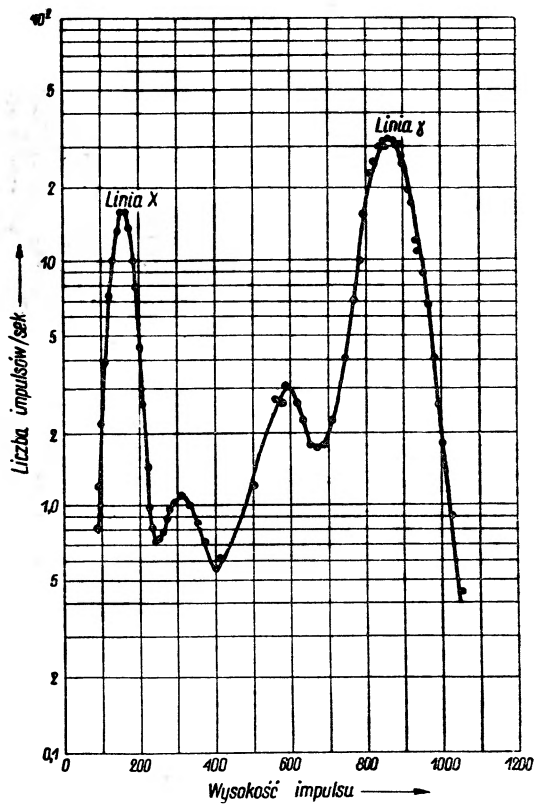
Rezultaty pomiarów wykonanych spektrometrem można przedstawić w trzech wariantach:

- 1°. Szybkość liczenia detektora w funkcji $B\varrho$ (rys. 2) lub energii (rys. 8).
- 2°. Szybkość liczenia podzielona przez $B\varrho$ w funkcji $B\varrho$, tzn. rozkład pędowy (rys. 9).
- 3°. Szybkość liczenia podzielona przez $E(1 + 1/511)$ (E wyrażone w keV) w funkcji energii E elektronów, tzn. rozkład energetyczny.

Miarą natężeń linii konwersyjnych są w pierwszym przypadku ich wysokości, ale tylko wtedy, gdy wszystkie brane pod uwagę linie mają ten sam



Rys. 8. Wycinki widma elektronów konwersyjnych ^{182}Jr [18]



Rys. 9. Koincydencyjne widmo promieniowania γ z $^{123}\text{Te}^*$: linia γ — 159keV, linia wstecznejego rozproszenia, pik Comptonowski, linia β

kształt i tę samą szerokość połówkową (wyrażoną w procentach). Trzy czynniki mogą spowodować różnice szerokości linii:

1°. Grube źródła powodują rozszerzenie linii i to tym większe, im mniejsza jest energia elektronów.

2°. Linie L i M nie rozdzielone na składowe są szersze od linii K .

3°. Przy bardzo dużych zdolnościach rozdzielczych odgrywa rolę efekt szerokości naturalnej, silniejszy dla linii K niż pozostałych.

W ogólnym przypadku lepiej zatem rezultaty przedstawiać w postaci rozkładu pędowego lub energetycznego. Wtedy miarą natężenia linii jest powierzchnia przez nią ograniczona i przy pomiarach względnych wymienione wyżej czynniki nie odgrywają roli.

Przykładem badania względnych współczynników konwersji może być znakomita praca, wykonana w laboratorium K e l m a n a [18]. Elektrony konwersyjne irydu-192 były badane wspomnianym wyżej spektrometrem przyrmatycznym [6]. Dzięki doskonałej zdolności rozdzielczej (0,04%) oraz

stosunkowo bardzo dobrej świetlności przyrządu (powierzchnia źródła — 16 mm^2 , kąt bryłowy $0,02^\circ$) zdołano nie tylko rozdzielić linie L i M na składowe, ale nawet dla przejść silniejszych wyodrębnić linie N i O . Możliwości przyrządu ilustruje rys. 8. Dane dotyczące konwersji na powłokach L_I , L_{II} i L_{III} zebrane zostały w tabelicy. Wskazują one na to, że wszystkie przejścia są typu $E2$ lub $E2 + M1$.

Energia przejścia w keV	Zmierzone stosunki współczynników konwersji	Teoretyczne stosunki współ. konw. dla przejść $E2^{1),2)}$	Typ przejścia	Domieszka wyznaczona ze stosunku	$M1$
					$L_I : L_{II} : L_{III}$
136,3	$1:(2,1 \pm 0,1) : (1,7 \pm 0,1)$	1 : 6,7 : 5,0	$E2+M1$	21%	19%
201,3	$1:(1,42 \pm 0,06) : (0,89 \pm 0,07)$	1 : 2,9 : 17	$E2+M1$	16%	13%
205,8	$1:(2,32 \pm 0,02) : (1,41 \pm 0,02)$	1 : 28 : 1,7	$E2$	—	—
295,9	$1:(1,39 \pm 0,03) : (0,74 \pm 0,02)$	1 : 1,7 : 0,8	$E2$	—	—
308,5	$1:(1,18 \pm 0,02) : (0,67 \pm 0,01)$	1 : 1,5 : 0,7	$E2+M1$	5%	1%
316,5	$1:(1,38 \pm 0,01) : (0,73 \pm 0,01)$	1 : 1,5 : 0,7	$E2$	—	—
468,0	$1:(0,68 \pm 0,01) : (0,29 \pm 0,01)$	1 : 0,77 : 0,30	$E2$	—	—
604,5	$1:(0,33 \pm 0,01) : (0,13 \pm 0,01)$	1 : 0,50 : 0,19	$E2+M2$	—	10%

1) Teoretyczna wartość stosunku $L_I : L_{II} : L_{III}$ dla przejść $M1$ była w każdym przypadku taka sama i wynosiła: 1:0,088:0,006.

2) Teoretyczne stosunki współczynników mogą być obciążone pewnymi błędami, bo używane zostały przez interpolację niekompletnych danych tabelic Rosego z 1955 r. [1].

5. Mierzenie bezwzględnych współczynników wewnętrznej konwersji

Spośród szeregu znanych metod pomiaru bezwzględnych współczynników konwersji trzy zasługują na szczególne wyróżnienie:

1. Porównanie natężenia promieni X wysyłanych po aktach wewnętrznej konwersji na powłocę K z natężeniem nieskonwertowanego promieniowania γ .

2. Porównanie natężenia elektronów wewnętrznej konwersji i ciągłego widma beta.

3. Porównanie natężeń linii konwersyjnej i fotoelektrycznej. W korzystnych przypadkach, przy dużej staranności wykonywania pomiaru, każdą z wymienionych metod można uzyskać dokładność 5—10%.

W pierwszym przypadku stosuje się spektrometry scyntylicyjne z kryształami NaJ. Przypuśćmy, że mamy do czynienia z jedną linią γ o energii dostatecznie dużej, by mogła zachodzić konwersja na powłocę K . Spektrometr rejestruje linie X_K i γ . Ze stosunku natężeń obu linii możemy wnosić o wielkości współczynnika konwersji α_K . W tym celu niezbędne jest jednak

wprowadzenie kilku poprawek. Przede wszystkim wydajność liczenia kwantów jest funkcją ich energii i przed przystąpieniem do właściwych pomiarów należy spektrometr odpowiednio wycechować. Zagadnienie to jest szczegółowo dyskutowane przez B e l l a [1]. Następnie pamiętać trzeba, że liczba kwantów X jest mniejsza od liczby elektronów konwersyjnych ze względu na efekt Augera. Krzywą wydajności fluorescencji podaje B e r g s t r ö m [1]. Wreszcie, gdy energia kwantów X przekracza 33 keV, możliwy jest efekt fotoelektryczny na powłokach K atomów jodu. Promieniowanie charakterystyczne jodu częściowo ucieka przez scyntylator i obok linii X spektrometr może rejestrować „pik ucieczki”, odpowiadający niecałkowitemu wydzieleniu energii kwantów X w objętości kryształu. Oczywiście uwzględnia się sumę natężeń obydwu pików.

Znając a_K można obliczyć pozostałe współczynniki, jeżeli dodatkowo zmierzy się względne prawdopodobieństwa. Bezpośrednie zmierzenie a_L opisaną metodą jest trudne lub wręcz niemożliwe.

Obecność dwu lub większej liczby przejść γ sprawę komplikuje i stwarza konieczność zastosowania spektrometru koincydencyjnego. Używał go między innymi M c G o w a n [23]. Wzięty z jego pracy rys. 9 pokazuje wydzielone koincydencyjnie: linię γ o energii 159 keV z widma $^{123}\text{Te}^*$ oraz odpowiednią linię X . Zmierzony współczynnik wynosi $a_K = 0,19 \pm 0,02$.

Zasadnicze trudności pojawiają się, gdy przemiana jądrowa poprzedzająca przejście γ polega na wychwycie elektronu, ze względu na promieniowanie X towarzyszące temu zjawisku.

Zasadę metody drugiej można wyjaśnić na przykładzie pracy Y o s h i z a w y [24], który badał promieniowanie cezu-137. Promieniowanie beta tego izotopu posiada dwie składowe, które oznaczymy przez β_1 i β_2 (a ich natężenia przez N_{β_1} i N_{β_2}). β_1 jest przejściem do stanu podstawowego ^{137}Ba , β_2 — do stanu wzbudzonego. Promieniowanie γ zawiera jedną składową o natężeniu N i energii 661 keV. Przejście to jest częściowo skonwertowane (natężenie elektronów konwersji: N_e). Ciągłe widmo beta i liniowe widmo elektronów konwersyjnych pokazane jest na rys. 9.

Y o s h i z a w a zmierzył stosunki natężeń $N_e/(N_{\beta_1} + N_{\beta_2})$ oraz N_{β_1}/N_{β_2} . To pozwoliło mu wyliczyć całkowity współczynnik konwersji:

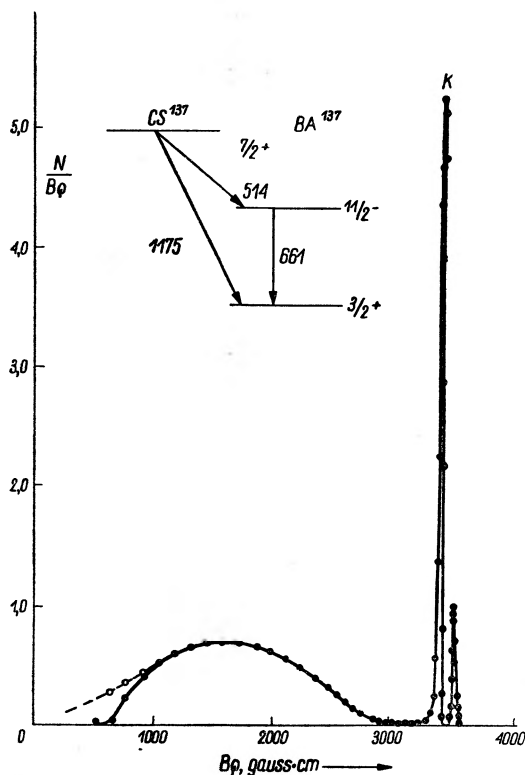
$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} = \frac{N_e}{N_{\beta_2} - N_e}.$$

Mierząc ponadto względne prawdopodobieństwa otrzymał ostatecznie współczynnik $a_K = 0,0976 \pm 0,0055$, który dość dobrze zgadza się z wartością obliczoną teoretycznie (przy założeniu multipolowości $M4$) $a_K = 0,0918$.

Przedstawioną metodę cechuje duża dokładność, ale warunkiem jest dobra znajomość schematu rozpadu. Jednym z efektów, który musi być tu

uwzględniony, jest absorpcja elektronów beta małej energii w okienku licznika.

Trzecia metoda, opracowana ostatnio przez Hultberga i Stocken-dalla [25] jest trudna i wymaga wielkiej staranności, ale może być stosowana przy dużej liczbie przejść γ i bez dobrej znajomości schematu rozpadu.



Rys. 10. Widmo elektronów beta i konwersyjnych ^{137}Cs w rozkładzie pędowym [24]

Sprowadza się ona do dwu zasadniczych pomiarów przeprowadzanych spektrometrem magnetycznym. Pierwszy polega na zbadaniu widma konwersyjnego. Dla każdej linii K otrzymuje się w ten sposób jej bezwzględne natężenie N_e pomnożone przez kąt bryłowy przyrządu ω . W drugim pomiarze w miejsce źródła ustawia się konwerter uranowy, źródło natomiast umieszcza się z tyłu za konwerterem i przy pomocy spektrometru bada się widmo fotoelektronów. Natężenia linii fotoelektronów równają się bezwzględnym natężeniom linii $\gamma(N_\gamma)$ pomnożonym przez ωa , gdzie ω jest kątem bryłowym (identycznym jak w przypadku elektronów konwersyjnych). Wielkość a obliczyć można znając geometrię układu i różniczkowy przekrój czynny na efekt fotoelektryczny. Przekrój ten został zbadany po

raz pierwszy niewiele miesięcy temu przez Hultberga i Sujkowskiego [26]. W ten sposób mierząc stosunki S natężeń linii konwersyjnych i fotoelektrycznych obliczyć możemy bezwzględne współczynniki wewnętrznej konwersji:

$$S = \frac{N_e \cdot \omega}{N_\gamma \cdot \omega \cdot a} = \frac{\alpha_K}{a}. \quad (11)$$

Hultberg i Stockendal wypróbowali swoją metodę na linii γ cezu-137 i otrzymali $\alpha_K = 0,093 \pm 0,006$.

Przegląd wszystkich opracowanych do roku 1957 metod i ich wariantów daje artykuł Aulburgera [27]. Polecać też można zapoznanie się z pracą [28], w której Gerholm dyskutuje użyteczność podwójnego spektrometru magnetycznego dla pomiaru bezwzględnych współczynników.

6. Porównanie danych eksperymentalnych z teorią

Zagadnienie zgodności danych eksperymentalnych z wyliczeniami Sliwa i Banda dyskutuje szeroko Listengarten [29]. Bierze on pod uwagę te przypadki, w których z pewnością nie ma przejść mieszanych. Zaliczyć do nich można przejścia między poziomami o spinach i parzystościach 2^+ i 0^+ , tzn. czyste przejścia $E2$. Obok nich znane są liczne przejścia, co do których można przypuszczać, że są czystymi przejściami $M1$. Z danych zebranych przez Listengartena, dotyczących konwersji na powłokach K , L_I , L_{II} i L_{III} wynika, że:

1°. Bezwzględne współczynniki α_K dla przejść $E2$ zgadzają się z wyliczonymi mniej więcej w granicach $\pm 20\%$.

2°. Względne współczynniki przejść $E2$ i $M1$ w większości przypadków równają się teoretycznym z dokładnością rzędu $\pm 20\%$. Jednak w nielicznych przypadkach, zwłaszcza przejść $M1$, gdy pomiary były przeprowadzane szczególnie starannie, różnice wartości zmierzonych i wyliczonych są mniejsze lub rzędu 5% . Wniosek ogólny jest taki, że zgodność teorii z doświadczeniem jest dla omawianych przejść dość dobra. Jednak na to, by stwierdzić, czy rację mają Sliw i Band określając dokładność swych obliczeń na 1 do 2% , trzeba zwiększyć precyzję pomiarów.

Dotychczas nie ma zadowalająco dokładnych danych teoretycznych odnośnie konwersji na podpowłokach $M_1 \dots M_V$. Tablice Rosego dla tych poziomów, jak o tym już była mowa w paragrafie 3, zostały wyliczone bez uwzględnienia ekranowania. W związku z tym możliwe są rozbieżności z doświadczeniem o czynnik 1,5 do 2. Jednocześnie rezultaty pomiarów są również mało dokładne.

Sliw i B a n d podkreślają niezależność swoich obliczeń od struktury jąder poszczególnych izotopów. Jednak C h u r c h i W e n e s e r [30] zwrócili uwagę na to, że w pewnych przypadkach możliwe są znaczne odchylenia współczynników od wartości „normalnych”. Oto jak można ich twierdzenie uzasadnić:

Uwzględniając skończone rozmiary jądra bierze się pod uwagę oddziaływanie elektronu z polem elektromagnetycznym jądra w dwóch sytuacjach: gdy elektron przebywa poza jądrem i — w obszarze jądra. Przyczynek oddziaływania „zewnętrzne” jest w ogromnej większości przypadków decydujący, a ponadto jest całkowicie niezależny od jakichkolwiek założeń modelowych. Tym należy tłumaczyć mały wpływ struktury jądra na prawdopodobieństwo wewnętrznej konwersji. C h u r c h i W e n e s e r udowodnili jednak, że w przypadku przejść γ typu M1 bardzo silnie opóźnionych w porównaniu do przewidywań modelu jednocząstkowego, przy jednoczesnym spełnieniu szeregu warunków, oddziaływanie „wewnętrzne” może mieć silny wpływ na wielkość współczynnika konwersji. Tego efektu należy szukać wśród przejść w jądrach zdeformowanych. Według Nilssona i R a s m u s s e n a [31] podobne wnioski można wyciągnąć odnośnie przejść E1. Autorzy ci zinterpretowali pewne przejścia jako anomalne. Dane dotyczące tych przejść zebrał L i s t e n g a r t e n [29] w postaci niżej podanej tablicy.

Izotop	E_γ , keV	F	Multipolowość	Uwagi
²³⁷ Np	267	$5,5 \cdot 10^8$	E1	$K >$ od teoret. 10 razy (?)
¹⁸² W	152	?	E1	$K; L = 2,8$; teoret. 8,3
¹⁸¹ Ta	482	$3 \cdot 10^6$	M1	$K >$ od teoret. 2 do 10 razy
²³¹ Pa	84	$3 \cdot 10^6$	E1	$L_I; L_{II} >$ od teoret. 20 razy L_{III} normalny
²³⁸ Pu	106	$5 \cdot 10^5$	E1	$L_I >$ od teoret. 1,5 raza $L_{II} >$ „ „ 2,5 raza
²³⁷ Np	60	$3 \cdot 10^5$	E1	$L_I >$ „ „ 1,5 raza $L_{II} >$ „ „ 4 razy L_{III} normalny
²³⁷ Np	26	$3 \cdot 10^5$	E1	$a_L >$ od teoret. 2 razy

Uwaga: F jest stosunkiem zmierzonego czasu życia poziomu i czasu życia przewidzianego przez model jednocząstkowy.

Na zakończenie podkreślić należy, że silne wzbronienie przejścia γ jest tylko warunkiem koniecznym dla występowania anomalnej konwersji i że przypadki takie powinny być rzadkie. Zatem efekt C h u r c h a i W e n e s e r a w ogólności nie zmniejsza wartości pomiarów współczynników konwersji jako metody badania multipolowości przejść.

Literatura

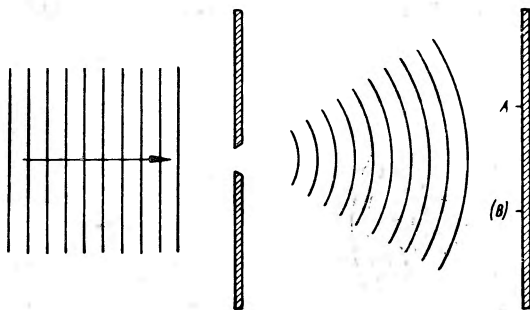
1. *Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, ed. Siegbahn, North Holland Publ. Comp., Amsterdam 1955.
2. Dżelepow i Zyrianowa, *Wlijanije elektriczeskogo pola atoma na beta-raspad*, Izd. Akad. Nauk. SSSR, Moskwa—Leningrad 1956.
3. Gerholm, *Encyklopedia of Physics*, ed. Flügge, Springer Verlag 1956, Vol. 33.
4. Persico i Geoffrion, *Rev. Scient. Instr.* **21**, 945 (1950).
5. Slätis, *Ark. f. Fysik* **6**, 415 (1953).
6. Kelman, Kaminski i Romanow, *Izw. Akad. Nauk SSSR*, **18**, 209 (1954).
7. Siegbahn i Edvarson, *Nuclear Physics*, **1**, 137 (1956).
8. Antoniewa, Baszyłow, Dżelepow, Ilin i Preobrażenski, *Izw. Akad. Nauk SSSR*, **23**, 204 (1959).
9. Douglas, *Phys. Rev.* **75**, 1960 (1949).
10. Lindström, *Ark. f. Fysik*, **4**, Nr 1 (1951).
11. Krysiuk, Łatyszew, Listengarten, Ostriecow i Siergiejew, *Izw. Akad. Nauk SSSR* **20**, 363 (1956).
12. Hartree, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **21**, 746 (1923).
13. Gerholm i Petterson, *Phys. Rev.*, **110**, 1119 (1958).
14. Sliw, *ŽETF*, **21**, 770 (1951).
15. Sliw i Listengarten, *ŽETF*, **22**, 29 (1952).
16. Sliw i Band, *Tablicy koefficientow wnutriennej konwersji gamma-izluczenija. Czast' 1: K-obołoczka*, Izd. Akad. Nauk SSSR, Moskwa—Leningrad 1956.
17. Sliw i Band, *Tablicy koefficientow wnutriennej konwersji gamma-uzluczenija. Czast' 2: I-obołoczka*, Izd. Akad. Nauk SSSR, Moskwa—Leningrad 1958.
18. Kelman, Metskhvarishvili, Romanov i Tuchkewich, *Nuclear Physics* **4**, 240 (1957).
19. Sosnowski, Sterliński, Topa i Żylicz, *Acta Phys. Polon.*, w druku.
20. Rose, *Internal Conversion Coefficients*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1958.
21. Pniewski, *Acta Phys. Pol.* **11**, 215 (1951—52).
22. Reitman, Schneider i Heerden, *Phys. Rev.* **110**, 1093 (1958).
23. McGowan, *Phys. Rev.*, **93**, 163 (1954).
24. Yoshizawa, *Nuclear Physics*, **5**, 122 (1958).
25. Hultberg i Stockendal, *Arkiv f. Fysik*, **14**, 565 (1959).
26. Hultberg i Sujkowski, w przygotowaniu do druku.
27. Alburger, *Encyklopedia of Physics*, ed. Flügge, Springer Verlag 1957, Vol. **42**.
28. Gerholm, *Arkiv f. Fysik* **11**, 55 (1957).
29. Listengarten, *Izw. Akad. Nauk SSSR* **22**, 759 (1958).
30. Church i Weneser, *Phys. Rev.* **104**, 1382 (1956).
31. Nilsson i Rasmussen, *Nuclear Physics* **5**, 617 (1958).

Niels Bohr

Dyskusja z Einsteinem o teoriopoznawczych problemach fizyki atomowej*

W październiku 1907 r. miałem sposobność spotkać Einsteina na 5 Kongresie Fizycznym Instytutu Solvay w Brukseli. Wielu z nas przybyło na to posiedzenie oczekując z wielkim napięciem, jaka będzie reakcja Einsteina na obecny stan rozwoju mechaniki kwantowej, która naszym zdaniem przyniosła zadowalające wyjaśnienie problemów, jakie on sam ongiś z taką przenikliwością postawił. Podczas dyskusyj naświetlono z wielu stron ten temat, jednakże Einstein dał wyraz swojej głębokiej trosce, że w mechanice kwantowej tak dalece odstąpiło się od opisu kauzalnego w przestrzeni i czasie.

Ażeby przedstawić swoje stanowisko, Einstein wskazał na jednym z posiedzeń na prosty przykład (rys. 1) cząstki (elektron lub foton), która



Rys. 1

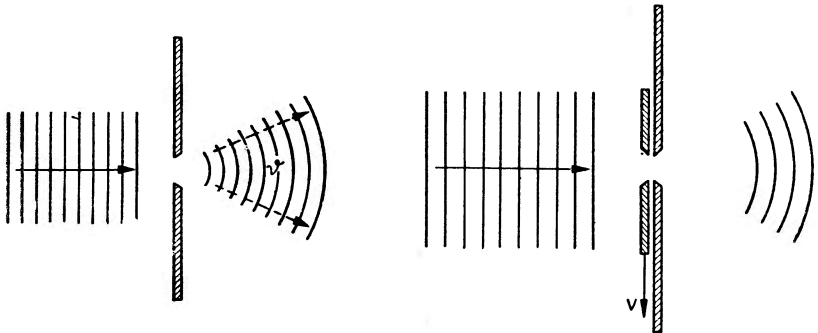
przechodzi przez szczelinę w ekranie ustawionym w pewnej odległości od kliszy fotograficznej. Dzięki ugięciu fali stowarzyszonej z ruchem cząstki, jaka zaznaczona jest na rysunku cienkimi kreskami, nie można w tych warunkach przewidzieć z pewnością, w jakim punkcie na kliszy pojawi się elektron: można tylko obliczyć prawdopodobieństwo, z jakim elektron znajdzie się w dowolnym miejscu na kliszy. Pozorna trudność takiego opisu, którą

* Skrócony przekład rozdziału książki N. B o h r a „*Atomphysik und menschliche Erkenntnis*”, F. Vieweg u. Sohn, Braunschweig 1958, dokonany w porozumieniu z Autorem.

Einstein tak silnie odczuwał, polega na rzeczy następującej: Gdy w doświadczeniu elektron został zarejestrowany w punkcie *A*, to jest niemożliwe, aby kiedykolwiek mógł być zaobserwowany jakiś efekt wywołany przez ten elektron w innym punkcie *B*, chociaż prawa rozchodzenia się fal nie pozostawiają żadnej dowolności w sprawie związku dwóch takich wydarzeń.

Stanowisko Einsteina wywołało gorące dyskusje w mniejszym kółku i Ehrenfest, który był z nami oboma od wielu lat blisko zaprzyjaźniony, brał w nich udział w sposób nadzwyczaj żywy i twórczy. Oczywiście wszyscy zorientowaliśmy się, że w powyższym przykładzie sytuacja nie jest analogiczna do tej, w jakiej stosuje się statystykę przy rozważaniach nad skomplikowanymi układami mechanicznymi. Sytuacja ta przypominała raczej okoliczności, w jakich swojego czasu sam Einstein wnioskował co do jednoznacznego kierunku indywidualnych procesów promieniowania, stojących w tak ostrym przeciwieństwie do prostego obrazu falowego. Dyskusje toczyły się raczej dokoła pytania, czy opis kwantowo mechaniczny wyczerpuje obserwowane zjawisko, czy też — jak sądził Einstein — analiza mogłaby być dalej prowadzona, a w szczególności czy można by uzyskać bardziej wyczerpujący opis zjawisk przez uwzględnienie dokładnego bilansu energii i pędu w indywidualnych procesach.

Dla wyjaśnienia biegu myśli Einsteina rozważymy tu niektóre proste zależności między bilansem energii i pędu a sprawą określenia położenia cząstki w przestrzeni i czasie. W tym celu rozważmy prosty przykład cząstki, która bądź to przechodzi przez zawsze otwarty otwór przesłony (2a)



Rys. 2

albo też przez otwór zaopatrzonej w zasuwkę (2b). Równoległe kreski po lewej stronie rys. 2 oznaczają falę płaską, odpowiadającą stanowi ruchu cząstki o pędzie P zanim osiągnęła przesłonę ($P = h\sigma$, gdzie σ jest liczbą falową). Dzięki ugięciu przy przejściu przez otwór, stan ruchu cząstki na prawo od ekranu dany jest przez falę kulistą z odpowiednim kątem rozwarcia ϑ , a na rys. 2b także ograniczoną w kierunku radialnym. A więc opis

tego stanu zawiera pewien zakres dowolności Δp składowej pędu równoległej do ekranu, a w przypadku ekranu z zasuwką dodatkowo także zakres ΔE jej energii kinetycznej.

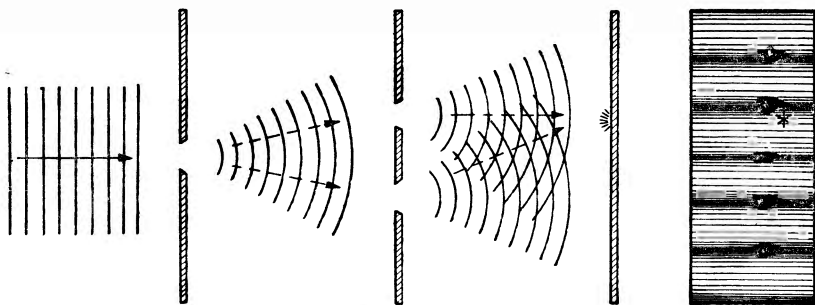
Ponieważ miara nieokreślności położenia na płaszczyźnie ekranu Δq dana jest przez promień a otworu i ponieważ $\vartheta = 1/oa$, otrzymujemy $\Delta p \approx \vartheta P \approx h/\Delta q$ w zgodzie z relacjami nieoznaczoności. Ten wynik można by też uzyskać bezpośrednio na mocy tego, że — wobec ograniczonego rozmiaru pola falującego w otworze — składowa liczby falowej równoległa do płaszczyzny ekranu określona jest tylko z dokładnością $\Delta \sigma \approx 1/a \approx 1/\Delta q$. Podobnie szerokość pasa częstości ograniczonego ciągu fal na rys. 2b jest oczywiście $\Delta \nu \approx 1/\Delta t$, gdzie Δt oznacza czas otwarcia zasuwki i określa przedział czasu, w którym cząstka przeszła przez przesłonę. Z $E = h\nu$ otrzymujemy $\Delta E \Delta t \approx h$ znów w zgodzie z relacją nieokreśloności dla zmiennych E i t sprzężonych kanonicznie.

Z punktu widzenia praw zachowania można powód takich nieokreśloności, wchodzących do opisu stanu cząstki po przejściu przez otwór, sprowadzić do możliwości wymiany pędu i energii z ekranem i zasuwką. Można pominąć prędkość przesłony i wystarczy uwzględnić wymianę pędu Δp między nią i cząstką. Jednakże zasuwka, która w czasie Δt pozostawia otwór otwarty, porusza się ze znaczną prędkością $v \approx a/\Delta t$ i wobec tego wymiana pędu Δp pociąga także wymianę energii z cząstką o wielkości $v\Delta p \approx \Delta q \Delta p / \Delta t \approx h/\Delta t$ tego samego rzędu jak ΔE , co w konsekwencji zgodne jest z prawem zachowania pędu i energii.

Problem postawiony przez Einsteina przedstawiał się więc teraz tak: do jakiego stopnia kontrola przekazanego pędu i energii (związanych z oznaczeniem położenia cząstki) może być użyta do szczegółowego opisu stanu cząstki po jej przejściu przez otwór. Musimy sobie zdawać przy tym sprawę z faktu, że dotychczas położenie i ruch przesłony i zasuwki przyjęto jako dokładnie określone (względem układu odniesienia). Gdy jednak opisujemy stan układu tych ciał, to mamy znowu nieokreśloność energii i pędu, chociaż ze względu na ich masę pozostaje to bez wpływu na ich prędkość. Gdy jednak chcemy znać pęd i energię tych części aparatury z taką dokładnością, która by wystarczała do kontroli wymiany pędu i energii z badaną cząstką, to tracimy — zgodnie z zasadami nieoznaczoności — możliwość dokładnej znajomości ich położenia w przestrzeni i czasie. Musimy więc sprawdzić, jak dalece ta okoliczność wpływa na zamierzony użytek całego urządzenia. Właśnie to jest punktem kardynalnym, ujawniającym — jak zobaczymy — komplementarny charakter zjawisk.

Jeśli się na chwilę zwrócimy na nowo do prostego przypadku urządzenia przedstawionego na rys. 1, to musimy się zastanowić, że dotychczas nie zostało bliżej określone do czego ono ma być użyte. Rzeczywiście, pod zało-

żeniem, że ekran i klisza mają określone położenie, nie jest możliwe, w ramach formalizmu mechaniki kwantowej, przewidzieć, w którym punkcie cząstka trafi na kliszę. Gdy jednak dopuścimy dostateczną nieokreśloność położenia przesłony, to powinno w zasadzie być możliwe kontrolowanie pędu udzielonego przesłonie, a tym samym poczynienie dokładniejszej przepowiedni co do kierunku drogi elektronu od otworu do punktu trafienia w kliszę. Mamy tu do czynienia z układem dwóch ciał złożonym z ekranu i cząstki. W przypadku zjawiska Comptona stosujemy bezpośrednio prawa zachowania właśnie do takiego układu, gdy np. obserwacja odrzutu elektronu w komorze Wilsona umożliwi przepowiednię co do kierunku, w jakim można będzie zaobserwować rozproszony foton. W trakcie dyskusji zostało naświetlone w nadzwyczaj interesujący sposób, jak ważne są tego rodzaju rozważania. Mianowicie przedyskutowano urządzenie, przy którym pomiędzy ekranem z otworem i kliszą wstawiony jest drugi ekran z dwoma



Rys. 3

otworami (rys. 3). Gdy równoległa wiązka elektronów (lub fotonów) pada z lewej strony na pierwszy ekran, to na kliszy zaobserwujemy prążki interferencyjne (zaznaczone na rys. przez cieniowanie). Przy intensywnym promieniowaniu obraz interferencyjny powstaje jako nagromadzenie licznych procesów pojedynczych, z których każdy wytwarza jedną plamkę na kliszy. Rozkład tych plamek podlega prostemu prawu wynikającemu z teorii falowej. Taki sam rozkład musiałoby się uzyskać ze statystyki dużej ilości doświadczeń, w których promieniowanie jest tak słabe, że za każdym razem tylko jeden elektron (lub foton) osiąga kliszę i znajdzie się w jakimś punkcie oznaczonym na rys. 3 przy pomocy gwiazdki. Strzałki na rys. 3 wskazują, że pęd udzielony pierwszemu ekranowi musi być różny w zależności od tego, przez który z otworów drugiego ekranu cząstka przechodzi. W związku z tym Einstein reprezentował pogląd, że kontrola przekazania pędu ekranowi powinna pozwolić na dokładniejszą analizę zjawiska, a w szczególności powinna umożliwić rozstrzygnięcie, przez którą z dwóch szczelin przeszedł elektron zanim padł na kliszę. Jednakże dokładniejsze badanie

pokazało, że z zamierzoną kontrolą przekazania pędu wiąże się nieoznaczoność położenia ekranu, która uniemożliwiałaby pojawienie się obrazu interferencyjnego. Rzeczywiście, jeśli ω oznacza kąt między przypuszczalnymi torami cząstki w przypadku przejścia jej przez górny lub dolny otwór, to różnica przekazanych pędów w obu wypadkach wynosi $h\sigma\omega$ i wszelka kontrola pędu przesłony z dokładnością wystarczającą do zmierzenia tej różnicy pociąga za sobą — na skutek relacji nieoznaczoności — nieokreśloność położenia ekranu o wielkości $1/\sigma\omega$. Jeśli ekran z dwoma otworami, jak na rys. 3, leży pośrodku między pierwszym ekranem i płytą, to ilość prążków na jednostkę długości równa się $\sigma\omega$. Ponieważ zaś nieoznaczoność $1/\sigma\omega$ położenia pierwszego ekranu powoduje równą jej nieoznaczoność położenia prążków, więc w końcu nie może się pojawić żadna interferencja. Łatwo zobaczyć, że ten sam rezultat otrzyma się przy jakimkolwiek innym ustawieniu drugiego ekranu, a także, jeśli zamiast pierwszego ekranu użyjemy drugiego albo kliszy celem kontroli przekazania pędu.

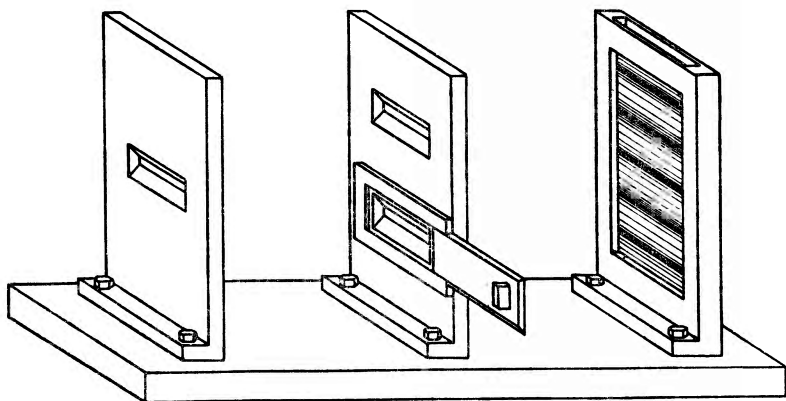
Z punktu widzenia logicznego ten fakt ma wielką wagę, gdyż tylko okoliczność, że stoimy przed wyborem: albo śledzić drogę cząstki, albo obserwować zjawisko interferencji, pozwala nam uniknąć paradoksalnego wniosku, że zachowanie się elektronu lub fotonu miałyby zależeć od istnienia szpary w ekranie, przez którą wiadomo, że on nie przeszedł. Mamy tu typowy przykład na to, w jaki sposób występują zjawiska komplementarne przy nawzajem wykluczających się urządzeniach pomiarowych. Analizując zjawiska kwantowe stoimy wobec niemożliwości ustalenia ostrej linii podziału między niezależnym zachowaniem się obiektu atomowego a jego oddziaływaniem z aparaturą służącą do określenia warunków koniecznych dla wystąpienia odnośnych zjawisk.

Nasze rozmowy na temat stanowiska, jakie należy przyjąć w obliczu nowej sytuacji przy analizie i syntezie doświadczeń, dotyczyły naturalnie wielu aspektów filozoficznych. Jednak pomimo wszelkich różnic co do założeń wyjściowych i poglądów, dyskusje te były ożywione sporą dozą humoru. Einstein zapytywał nas ironicznie, czy naprawdę możemy w to uwierzyć, że boskie moce uciekają się do gry w kości („...,czy Pan Bóg rzuca kości?”), a ja odpowiadałem na to, w ślad za mędrcami starożytności, że należy być bardzo ostrożnym, gdy się Opatrzności przypisuje cechy wyrażalne w mowie potocznej. Przypominam sobie także, jak Ehrenfest w szczytowym punkcie dyskusji, w sobie właściwy sposób przyjaznego droczenia się z przyjaciółmi, zwrócił uwagę na oczywistą analogię między postawą Einsteina a przeciwników teorii względności. Ale zaraz potem dodał, że nie odzyska spokoju duszy, dopóki nie uda się osiągnąć uzgodnienia poglądów z Einsteinem.

Wątpliwości i krytyka ze strony Einsteina stanowiły dla nas wszystkich bardzo cenną pobudkę do tego, aby na nowo poddać sprawdzeniu

rozmaite aspekty sytuacji przy opisywaniu zjawisk atomowych. Dla mnie stanowiły one dobrą sposobność do dalszego wyjaśnienia roli przyrządów pomiarowych. Aby możliwie wyraźnie unaocznić ten charakter nawzajem wykluczających się warunków pomiarowych, w których komplementarne zjawiska występują, spróbowałem naszkicować rozmaite aparaty w pseudo-realistycznym stylu, czego przykładem są następane rysunki. Dla przestudiowania zjawiska interferencji w rodzaju tego, o jakim mowa na rys. 3, narzuca się, aby użyć urządzenia pokazanego na rys. 4. Tutaj stałe części aparatury umocowane są na wspólnej podstawie. W takim urządzeniu, zapewniającym znajomość względnych położen ekranów i kliszy, nie jest możliwe kontrolowanie pędu przekazywanego aparaturze przez cząstkę. Jedyną możliwością, aby przy takim urządzeniu stwierdzić z pewnością, że cząstka przeszła przez jedną ze szczelin drugiego ekranu polega na tym, aby drugą szczelinę zakryć zasuwką jak na rys. 4. Gdy jednak ta szczelina jest zakryta, to nie mogą naturalnie ukazać się żadne prążki interferencyjne i na kliszy znajdziemy rozkład ciągły, odpowiadający przypadkowi jednego ekranu (rys. 1).

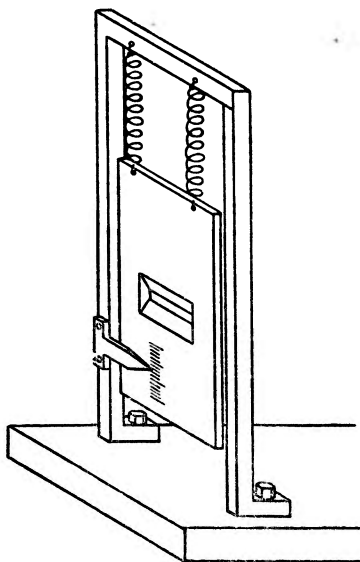
Przy studiowaniu zjawisk, w których opisie mamy do czynienia z dokładnym bilansem pędu, musimy naturalnie dysponować swobodnie ru-



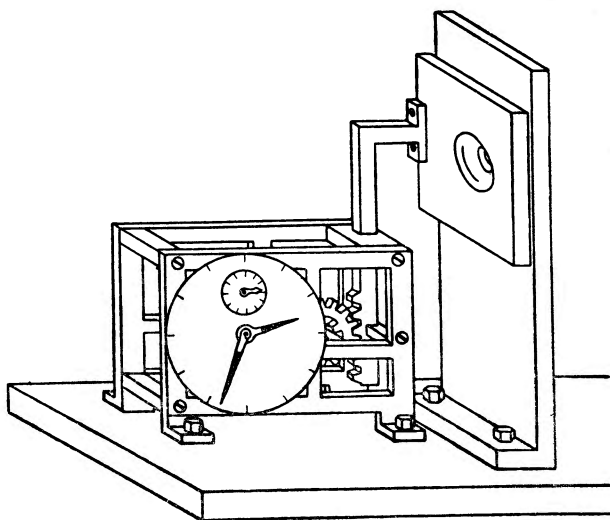
Rys. 4

chomymi częściami aparatury. Rys. 5 pokazuje taką aparaturę, w której ekran ze szczeliną zwisa na słabych sprężynach. Przy pomocy skali i wskaźówki, jak na rys. 5, można badać ruch ekranu w sposób potrzebny do oszacowania pędu przekazanego ekranowi. Stąd można wyciągać wnioski na temat ugięcia, jakiego doznaje cząstka przy przejściu przez szczelinę. Ponieważ jednak odczytanie na skali, jakkolwiek byłoby dokonane, stwarzające jest z niemożliwą do skontrolowania zmianą pędu ekranu, zawsze będzie istniała odwrotna zależność między znajomością położenia szczeliny i dokładnością kontroli pędu, zgodnie z zasadą nieoznaczoności.

W tym samym, na wpół serio stylu pokazuje rys. 6 część urządzenia dostosowanego do badania zjawisk, które — w przeciwieństwie do powyżej omówionych — umożliwiają także przyporządkowanie czasowe. Polega



Rys. 5



Rys. 6

ono na urządzeniu do zamykania szczeliny, przy czym zasuwka połączona jest z potężnym zegarem. Zegar ten jest umieszczony na wspólnej podstawie z ekranem i z innymi częściami aparatury, które mogą być sterowane przez ten sam zegar lub przez inne zegary z nim zsynchronizowane. Rysunek ten ma podkreślić fakt, że zegar jest częścią maszynierii, której działanie może być opisane w pełni przy pomocy zwykłej mechaniki i nie podlega wpływom ani samego aktu odczytania położenia wskazówek, ani oddziaływania z cząstką atomową. Ponieważ taka aparatura zapewnia otwarcie szczeliny w określonym momencie, mogłaby ona być użyta np. do dokładnego pomiaru czasu, jaki potrzebuje elektron lub foton, aby od przesłony dotrzeć do jakiegoś innego miejsca. Jednak oczywiście nie może ona posłużyć do pomiaru energii przekazanej zasuwce, aby umożliwić stąd wnioski na temat energii, która przez przesłonę wypłynęła. Jeśli interesuje nas taki pomiar, to musimy użyć innej aparatury, w której urządzenie zasuwkowe nie może służyć jako dokładny zegar, lecz w którym czasowe wyznaczenie momentu, w jakim otwór jest otwarty, pozostawia nam taki luz, jaki — zgodnie z $\Delta E \Delta t \approx h$ — wiąże się z dokładnością pomiaru energii.

Rozważanie tego rodzaju urządzeń, bardziej lub mniej możliwych do zrealizowania, i ich mniej lub więcej fikcyjnego użytku okazało się nad-

zwyczaj pouczające przez fakt, że skierowywało naszą uwagę na istotne rysy problemu. Kardynalnym punktem jest tu rozróżnienie pomiędzy obiektami, które mają być zbadane, a przyrządami pomiarowymi służącymi do tego, aby na gruncie pojęć klasycznej fizyki określić warunki, pod którymi zjawiska zachodzą. Mimochodem chcemy tu zaznaczyć, że dla unaocznienia powyższych rozważań nie jest istotne czy eksperymenty mające na celu kontrolę przekazywania pędu i energii przez cząstki atomowe na ciężkie ciała, ekrany i zasuwki są bardzo trudne, jeśli w ogóle wykonalne. Rozstrzygające jest tylko to, że te ciała — w przeciwieństwie do właściwych urządzeń pomiarowych — stanowią w tym przypadku wraz z cząstkami układ, do którego mają być zastosowane prawa mechaniki kwantowej. Z uwagi na szczegółowe wyspecyfikowanie warunków dla jakiegokolwiek dobrze określonego zastosowania tego formalizmu, jest ponadto istotne, ażeby całe urządzenie doświadczalne było włączone do zagadnienia. Faktycznie, wbudowanie na drodze czątki każdej dalszej części aparatury, np. zwierciadła, spowoduje nowe zjawiska interferencji, które w istotny sposób wpływają na przewidywanie ostatecznego wyniku, jaki aparatura zarejestruje.

Cały rozmiar rezygnacji z pogładowości zjawisk atomowych, jaki narzucony nam jest przez ich niepodzielność, wynika trafnie z następującego przykładu, na który bardzo wcześniej zwrócił naszą uwagę Einstein i na który się on później bardzo często powoływał. Gdy na drodze fotonu ustawimy półprzepuszczalne zwierciadło zezwalające na dwie możliwości co do kierunku rozchodzenia się fotonu, to może on jednak zostać zarejestrowany na jednej i tylko jednej kliszy z dwóch, jakie znajdują się w dużym oddaleniu od siebie w odnośnych kierunkach. Z drugiej strony, zastępując klisze zwierciadłami, możemy obserwować efekty wskazujące na istnienie interferencji między obu ciągami fal. A więc przy każdej próbie pogładowego przedstawienia zachowania się fotonu natrafiamy na następującą trudność: musielibyśmy powiedzieć z jednej strony, że foton wybiera zawsze jedną z obu dróg, a z drugiej strony, że się zachowuje tak, jakby przebiegł obie drogi.

Właśnie tego rodzaju argumenty stanowią nam pomnienie, że nie można „dzielić na drobne” zjawisk kwantowych i że istnieje wieloznaczność, gdy atomowe obiekty wyposażamy w zwykłe właściwości fizyczne. W szczególności musimy sobie uświadomić, że — obok przestrzenno-czasowego opisu instrumentów stanowiących urządzenie badawcze — każde dobrze określone zastosowanie pojęć przestrzenno-czasowych przy opisie zjawisk atomowych ograniczone jest do rejestrowania obserwacji takich jak ślady na kliszy fotograficznej lub tp. praktycznie nieodwracalnych procesów wzmacniających, jak np. utworzenie się kropli wody dokoła jonu w komorze Wilsona. Aczkolwiek w końcu za własności materiału, z którego sporzą-

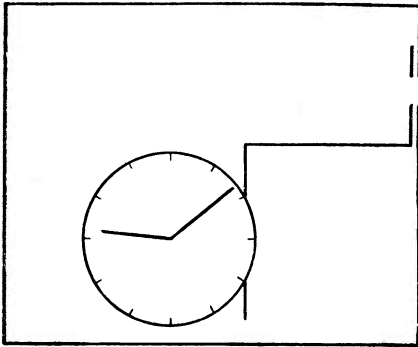
dzione są urządzenia pomiarowe, odpowiedzialne jest istnienie kwantu działania i chociaż od kwantu działania zależy funkcjonowanie aparatury rejestrującej, to jednak ta okoliczność nie wchodzi bezpośrednio w rachubę w kwestii, czy opis kwantowy jest odpowiedni i czy jest zupełny, przynajmniej jeśli chodzi o omawiane tu aspekty tego problemu.

Te problemy były dokładnie z różnych stron przedyskutowane na tym samym posiedzeniu w czasie Kongresu Solvaya, na którym Einstein podniósł swoje ogólne zarzuty. Odbyła się przy tym interesująca debata na temat, jak powinno się mówić o występowaniu zjawisk, dla których mogą być czynione tylko statystyczne przepowiednie. Dyskusja kręciła się koło pytania, czy przy występowaniu pojedynczych efektów powinno się stosować terminologię zaproponowaną przez Diraca, według której mamy do czynienia z wyborem dokonywanym przez Naturę, czy też powinniśmy, według terminologii Heisenberga, mówić o wyborze ze strony obserwatora, który konstruuje przyrządy pomiarowe i dokonuje odczytu ich wskazań. Jednak każda taka terminologia zdaje się budzić wątpliwości, gdyż z jednej strony nie uchodzi wyposażać Natury w wolę w zwykłym sensie, a z drugiej strony z pewnością nie jest możliwe, aby obserwator mógł wpływać na procesy, przebiegające w warunkach przez niego stworzonych. Moim zdaniem, nie ma żadnego innego wyjścia jak przyznać, że w tym zakresie doświadczenia mamy do czynienia z indywidualnymi zjawiskami i że nasze możliwości użytkowania aparatów pomiarowych zostawiają nam tylko wybór między różnymi komplementarnymi typami zjawisk, jakie chcemy poddawać badaniu.

Przy następnym spotkaniu z Einsteinem na Konferencji Solvaya w 1930 r. nasze dyskusje przybrały zwrot dramatyczny. Jako zarzut przeciwko pogładowi, że kontrola wymiany pędu i energii między obiektami a przyrządami pomiarowymi jest wykluczona, jeśli te przyrządy mają spełniać swój cel: określanie ram czasowo-przestrzennych dla zjawisk, Einstein wysunął argument, że taka kontrola byłaby możliwa, gdyby się zadość uczyniło wymogom teorii względności. Ogólny związek między energią i masą, wyrażony w słynnej formule Einsteina $E = mc^2$ powinien pozwolić zmierzyć całkowitą energię układu przez proste zważenie i w ten sposób kontrolować w zasadzie energię przeniesioną na układ, gdy oddziałuje on z obiektami atomowymi. Jako urządzenie właściwe do tego celu zaproponował Einstein aparat naszkicowany na rys. 7. Składa się on ze skrzynki z zasuwanyą otworem. Zasuwka jest sterowana przez zegar znajdujący się wewnątrz skrzynki. Gdy skrzynka zawiera na początku promieniowanie i zegar jest tak nastawiony, żeby zasuwka otwarła się w danej chwili na bardzo krótki okres czasu, to można uzyskać, aby jeden foton był wysyłany przez otwór w momencie znanym z dowolną dokładnością. Można następnie przez ważenie skrzynki przed i po tym zdarzeniu

zmierzyć energię fotonu z dowolną dokładnością, co stoi w rażącej sprzeczności z zasadą nieoznaczoności dla czasu i energii.

Ten argument oznaczał poważne wyzwanie i dał asumpt do gruntownego zbadania całego problemu. Wynik dyskusji, do czego sam E i n s t e i n czynnie się przyłożył, był jednak taki, że ten zarzut nie da się utrzymać. Przy bliższych rozważaniach okazało się mianowicie konieczne zbadać szczegó-



Rys. 7

łowiej konsekwencje identyfikacji masy bezwładnej z masą ciężką, co wiąże się ze sprawą zastosowania wzoru Einsteina przy ważeniu skrzyni. W szczególności okazało się istotne uwzględnienie związku między chodem zegara i jego położeniem w polu grawitacyjnym. Związek ten jest dobrze znany z przesunięcia ku czerwieni linii spektrum słonecznego i wynika z einsteinowskiej zasady równoważności grawitacji i zjawisk zachodzących w przyspieszonych układach odniesienia.

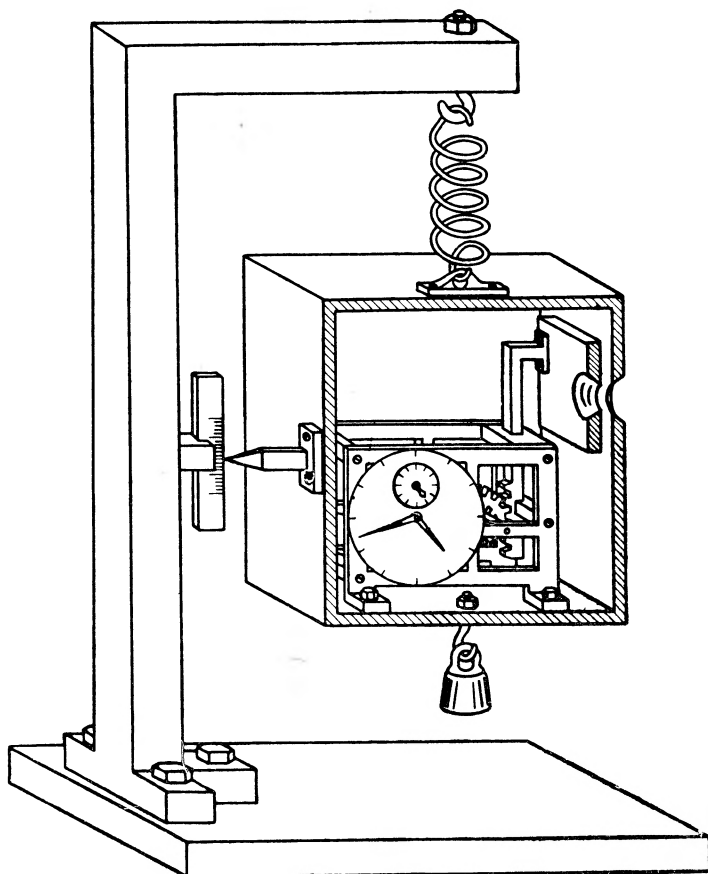
Nasza dyskusja skoncentrowała się na możliwości użycia aparatury, w którą wbudowane by było urządzenie zaproponowane przez E i n s t e i n a. Taką konstrukcję przedstawiono na rys. 8 w podobnie pseudorealistycznym stylu jak niektóre powyżej pokazane rysunki. Skrzynia narysowana w przekroju, aby pokazać część jej wnętrza, zawieszona jest na sprężynowej wadze. Przy pomocy wskazówki umocowanej na statywie wagi można odczytywać położenie skrzyni. Wazenie skrzyni może być dokonane z dowolną dokładnością. Istotne przy tym jest, że określenie położenia skrzyni z daną dokładnością Δq pociąga za sobą niedokładność Δp kontroli jej pędu. Ta nieokreśloność musi być oczywiście znów mniejsza niż całkowity pęd, jaki w czasie T ważenia może być udzielony ciału masywnemu przez pole grawitacyjne. Wynika stąd

$$\Delta p \approx \frac{h}{\Delta q} < Tg \Delta m,$$

gdzie g jest przyspieszeniem ziemskim. Im dokładniej wykonane będzie odczytanie q , tym dłużej musi trwać czas ważenia, gdy chce się osiągnąć daną dokładność Δm przy ważeniu skrzynki. Lecz, według ogólnej teorii względności, zegar przesunięty w kierunku siły ciężkości o Δq zmienia swój bieg, tak że jego wskazania odbiegają o ΔT w czasie T , gdzie

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{c^2} g \Delta q.$$

Porównując ostatnie wyrażenia widzimy więc, że po ukończeniu ważenia nasze wiadomości o wycechowaniu zegara obarczone są nieokreślonością



Rys. 8

$$\Delta T > \frac{h}{c^2 \Delta m},$$

a więc

$$\Delta T \cdot \Delta E > h$$

w zgodzie z zasadą nieoznaczoności. Wobec tego użytek tej aparatury jako środka do zmierzenia energii fotonu przeszkodzi nam określić dokładnie chwilę, w której foton wydostał się na zewnątrz.

Dzięki tej dyskusji, która w tak przekonujący sposób ujawniła siłę i konsekwencję argumentów relatywistycznych, okazało się jeszcze raz, jak bardzo potrzebne jest, aby przy badaniu zjawisk atomowych odróżniać właściwe przyrządy pomiarowe, służące do określenia układu odniesienia,

od części aparatury, które musi się uważać za obiekty badania i przy opisie których nie można pominąć efektów kwantowych. Pomimo tak bardzo jasnego potwierdzenia ogólności i konsekwencji kwantowo-mechanicznego sposobu opisu, Einstein wyraził w pogawędce, jaka potem nastąpiła, swoje uczucie niezadowolenia z powodu rzekomego braku ustalonych zasad opisu przyrody, z którymi wszyscy by się mogli zgodzić. Z mojego punktu widzenia mogłem jednak tylko odpowiedzieć, że mając za zadanie uporządkować zupełnie nową dziedzinę poznania, nie możemy polegać na jakichkolwiek dawnych choćby bardzo ogólnych, zasadach z wyjątkiem niesprzeczności logicznej. A właśnie w tym punkcie matematyczny formalizm mechaniki kwantowej z pewnością odpowiada wszelkim wymaganiom.

Podczas gdy dotąd tylko nieliczni fizycy brali udział w opisanych tu dyskusjach, krytyczne ustosunkowanie się Einsteina względem kwantowo-mechanicznego punktu widzenia doszło do wiadomości szerszych kół dzięki pracy ogłoszonej w 1935 r. przez Einsteina, Podolskiego i Rosena pt. *Czy kwantowo-mechaniczny opis rzeczywistości fizycznej może być uważany za kompletny?*¹. Argumentacja tej pracy opiera się na kryterium, któremu autorowie dali wyraz w następującym zdaniu: „*Jeśli, nie zakłócając w żaden sposób danego układu, możemy z pewnością (z prawdopodobieństwem = 1) przepowiedzieć wartość jakiejś wielkości fizycznej, to musi istnieć jakiś element rzeczywistości, który tej wielkości odpowiada*”. Przy pomocy eleganckiego rozwinięcia konsekwencji formalizmu kwantowego w przypadku stanu układu składającego się z dwóch części, które przez ograniczony czas oddziaływały ze sobą, pokazali oni, że rozmaite wielkości, których nie da się ustalić w przedstawieniu jednego z tych częściowych układów dadzą się jednak przewidzieć przez pomiary wykonane na drugim częściowym układzie. Na mocy ich kryterium dochodzą oni stąd do wniosku, że mechanika kwantowa „*nie daje zupełnego opisu fizycznej rzeczywistości*”. Wyrażają też oni przekonanie, że musi być możliwe rozwinąć inny, odpowiedniejszy sposób opisu zjawisk.

Dzięki jasności i pozornie nieodpartej argumentacji praca Einsteina, Podolskiego i Rosena wywołała wielkie podniecenie wśród fizyków i odegrała dużą rolę w dyskusjach problemów ogólnofilozoficznych. Ten temat jest z pewnością bardzo subtelnej natury i zwraca naszą uwagę na to, jak dalece w teorii kwantowej odbiegliśmy od pogładowości i obrazowości zjawisk. Zobaczymy jednak, że chodzi tu znów o problemy tej samej natury, jak te, które Einstein podniósł w poprzednich dyskusjach. W publikacji ogłoszonej kilka miesięcy później² próbowałem pokazać, że

¹ A. Einstein, B. Podolsky i N. Rosen — *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?* Phys. Rev. **47**, 777 (1935).

² N. Bohr — *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?* Phys. Rev. **48**, 696 (1935).

z punktu widzenia komplementarności nie ma tu żadnych sprzeczności. Tok myśli był w istocie ten sam co w poprzednich dyskusjach. Pragnąc jednak przywołać na nowo pamięć tych dawnych dyskusji, pozwolę sobie przytoczyć niektóre rozdziały z mojego artykułu:

Pisałem tam: „Tego rodzaju argumentacja żadną miarą nie może postawić pod znakiem zapytania niezawodności kwantowo-mechanicznego opisu. Opis ten polega na zamkniętym w sobie formalizmie matematycznym, który automatycznie obejmuje każdy sposób pomiaru wzmiankowanego tu typu. Pozorna sprzeczność obnaża tylko nieprzydatność tradycyjnego punktu widzenia na opis natury dla celów racjonalnego przedstawiania zjawisk fizycznych, jakimi zajmuje się mechanika kwantowa. Faktycznie jest tak, że skończone oddziaływanie między obiektami i aparaturą, jakie uwarunkowane jest przez istnienie kwantu działania, każe nam z konieczności rzeczy, z powodu niemożności kontroli reakcji obiektów na przyrządy, o ile mają one służyć swojemu celowi, ostatecznie zrezygnować z klasycznego ideału kauzalności i gruntownie zrewidować naszą postawę wobec problemu rzeczywistości fizycznej. Jak zobaczymy, takie kryterium rzeczywistości, jakie zaproponowali autorzy — mimo tak ostrożnego sformułowania — zawiera w sobie istotną wieloznaczność, gdy się je zastosuje do aktualnych tu diskutowanych problemów”.

W odniesieniu do szczególnego problemu diskutowanego przez Einsteina, Podolsky'ego i Rosena pokazano następnie, że konsekwencje formalizmu w przypadku stanu układu składającego się z dwóch oddziałujących na siebie obiektów atomowych odpowiadają właśnie wyżej wspomnianym prostym argumentom, jakie stosowały się w przypadku dyskusji na temat urządzeń nadających się do studiowania zjawisk komplementarnych. Chociaż każda para q, p sprzężonych współrzędnych położenia i pędu podlega regule niekomutatywnej algebry i wobec tego może być określona tylko z dokładnością znaną z zasady nieokreśloności, to jednak — jak wynika wprost z przemienności q_1 z p_2 oraz q_2 z p_1 — różnica $q_1 - q_2$ dwóch współrzędnych przestrzennych odnoszących się do dwóch części składowych układu jest przemienna z sumą $p_1 + p_2$ odpowiadających im pędów. Dlatego można dokładnie wyznaczyć zarówno $q_1 - q_2$, jak też i $p_1 + p_2$ w stanie złożonego układu. W następstwie tego możemy przewidzieć wartość q_1 lub p_1 , gdy q_2 lub p_2 zostało określone bezpośrednim pomiarem. Jeśli (jak na rys. 5) jako dwie części układu przyjmiemy cząstkę i ekran, to widzimy, że sytuacja dokładnie odpowiada tej, jaką omawialiśmy wówczas w odniesieniu do sprawy wyspecyfikowania stanu cząstki przez pomiar dokonany na ekranie. Wskazaliśmy tam, że po przejściu cząstki przez ekran mamy w zasadzie swobodę wyboru czy chcemy zmierzyć położenie, czy też pęd ekranu i stosownie do tego poczynić takie lub inne przepowied-

nie co do następnych obserwacji cząstki. Istotnym punktem jest tu — jak podkreślano wielokrotnie — to, że takie pomiary wymagają wykluczających się nawzajem urządzeń doświadczenia.

Moją argumentację streściłem w następującym ustępie:

„Z naszego punktu widzenia rozpoznajemy więc, że sformułowanie wyżej wspomnianego kryterium fizycznej rzeczywistości, jakie zaproponowali *Einstein, Podolsky i Rosen*, zawiera w sobie wieloznaczność sensu wyrażenia „nie zakłócając w żaden sposób układu”. Naturalnie w takim przypadku jak powyżej rozważany nie ma mowy o mechanicznym zakłóceniu badanego układu podczas ostatniej, krytycznej fazy postępowania pomiarowego. Ale nawet w tej fazie chodzi w istocie o wpływ na faktyczne warunki, jakie definiują możliwe rodzaje przepowiedni co do przyszłego zachowania się układu. Ponieważ takie warunki stanowią nieodłączny element opisu jakiegokolwiek zjawiska, któremu mamy prawo przypisać pojęcie „fizycznej rzeczywistości”, więc widzimy, że argumentacja autorów nie usprawiedliwia ich wniosku, że opis kwantowo-mechaniczny jest w sposób istotny niezupełny. Wręcz przeciwnie, ten opis może być scharakteryzowany jako racjonalne wykorzystanie wszelkich możliwości jednoznacznej interpretacji pomiarów, jakie w dziedzinie mechaniki kwantowej są do pogodzenia ze skończonym i niekontrolowanym oddziaływaniem między obiektem a przyrządami pomiarowymi. W istocie jest tak, że tylko wzajemne wykluczanie się dwóch urządzeń, które by pozwalały na jednoznaczną definicję komplementarnych wielkości fizycznych, otwiera drogę nowym (kwantowym) prawom fizycznym, których współistnienie wydaje się na pierwszy rzut oka nie do pogodzenia z podstawowymi zasadami nauk przyrodniczych. Na tym właśnie polega ta całkowicie nowa sytuacja odnośnie opisu zjawisk fizycznych, którą zamierzam charakteryzować przy pomocy pojęcia komplementarności.”

Przy ponownym odczytywaniu tych zdań uświadamiam sobie nieporadność sposobu wyrażania się, co musiało sprawić, że trudno było śledzić bieg mojej argumentacji. Jej celem było to, aby wyrazić istotną wieloznaczność związaną z fizycznymi atrybutami obiektów wtedy, gdy ma się do czynienia ze zjawiskami nie dopuszczającymi ostrego rozróżnienia pomiędzy zachowaniem się obiektów a ich oddziaływaniem z aparaturą. Mam nadzieję jednak, że powyższe przedstawienie dyskusji z *Einsteinem* odbytych w minionych latach, które tak bardzo przyczyniły się do tego, aby oswoić się z sytuacją w fizyce kwantowej, będzie w stanie dać jasne wyobrażenie o tym, jak bardzo potrzebne było zrewidowanie podstawowych zasad wyjaśniania fizykalnego, aby przywrócić logiczny porządek w tej dziedzinie doświadczenia.

Ówczesne poglądy *Einsteina* zostały wyłożone w artykule pt. „*Fizyka i rzeczywistość*” w *Journal of the Franklin Institute* (1936 r.). Za-

czynając od nadzwyczaj jasnego wyłożenia stopniowego rozwoju podstawowych zasad klasycznej fizyki i ich związku z problemem rzeczywistości fizycznej, E i n s t e i n reprezentował stanowisko, że formalizm kwantowej mechaniki należy uważać tylko za środek opisu przeciętnego zachowania się dużej liczby układów atomowych. Jego postawa wobec poglądu, że mechanika kwantowa pozwala opisywać wyczerpująco pojedyncze zjawiska, znajduje wyraz w następujących słowach: „*Taka wiara jest możliwa bez popadania w logiczne sprzeczności, lecz tak bardzo sprzeciwia się ona mojemu instyktowi naukowemu, że nie mogę poniechać prób poszukiwania bardziej zupełnego układu pojęć*”.

Chociaż taka postawa może wydawać się dosyć zgodna z naszą, to jednak zawiera ona odmowę przyjęcia całej argumentacji nakreślonej tutaj i zmierzającej do tego, aby wykazać, że w mechanice kwantowej nie mamy do czynienia z dowolną rezygnacją ze szczegółowej analizy zjawisk fizycznych, lecz z rozpoznaniem, że taka analiza jest zasadniczo wykluczona. Ze względu na zbiór dobrze określonych wyników pomiarów, szczególny rodzaj indywidualności efektów kwantowych stawia nas w takiej sytuacji, jakiej nie można było przewidzieć na gruncie fizyki klasycznej i która nie jest do pogodzenia z tradycyjnymi wyobrażeniami, jakie dopasowane były tylko do dawniejszych doświadczeń. Właśnie w tym przedmiocie mechanika kwantowa wymaga rewizji podstaw niedwuznacznego używania pojęć elementarnych i to stanowi dalszy krok na drodze rozwoju, tak charakterystycznej dla nowoczesnej wiedzy przyrodniczej od czasu teorii względności.

Różne aspekty sytuacji były szczegółowo dyskutowane na konferencji, jaka odbyła się w 1938 r. w Warszawie pod egidą Międzynarodowego Instytutu Współpracy Intelktualnej przy Lidze Narodów. Komentując poglądy E i n s t e i n a na temat niezupełności kwantowo-mechanicznego opisu zacząłem mówić o sprawach terminologii. Ostrzegałem przy tym przed często spotykanymi w literaturze fizycznej zwrotami, takimi jak np. *Zakłócenie zjawisk przez obserwacje lub przypisywanie obiektom atomowym atrybutów fizycznych przy pomocy pomiaru*. Takie wyrażenia mogące służyć jako przypomnienie istnienia pozornych paradoksów w mechanice kwantowej mogą jednak wywoływać zamieszanie, gdyż wyrazy takie jak *zjawiska*, *obserwacje*, jak też *atomy* i *pomiary* używane są tu w taki sposób, który nie jest do pogodzenia ani z mową potoczną, ani z praktycznymi definicjami.

Jako bardziej celowy sposób wyrażania się polecałem używać wyrazu *zjawisko* wyłącznie w połączeniu z obserwacjami uzyskanymi w dokładnie podanych warunkach z opisem całego urządzenia doświadczalnego włącznie. Przy takiej terminologii problem obserwacji wolny jest od wszelkiej wieloznaczności, gdyż w eksperymentach chodzi zawsze o obserwacje wyrażone

przy pomocy niedwuznacznych stwierdzeń, takich jak np. zarejestrowanie punktu, w jakim elektron trafił na kliszę. Taki sposób wyrażania się nadaje się poza tym do tego, aby podkreślić fakt, że fizyczna interpretacja formalizmu mechaniki kwantowej obejmuje tylko przepowiednie o charakterze deterministycznym bądź statystycznym odnoszące się do zjawisk indywidualnych występujących w takich warunkach, jakie można zdefiniować przy pomocy pojęć fizyki klasycznej.

Pomimo wszelkich różnic problemów fizycznych, jakie dały początek rozwojowi teorii względności i teorii kwantowej, porównanie czysto logicznych aspektów relatywistycznego i komplementarnego sposobu przedstawienia „zjawisk” okazuje daleko idące analogie co do rezygnacji z absolutnego znaczenia tradycyjnych atrybutów fizycznych przypisywanych obiektom.

W moim odczycie warszawskim w taki sposób skomentowałem formalizm relatywistyczny i formalizm mechaniki kwantowej, które cierpią na brak bezpośredniej pogładowości: *„Abstrakcyjny charakter omówionych tu formalizmów jest — przy bliższym zbadaniu — równie typowy dla teorii względności jak i dla mechaniki kwantowej i jest kwestią tradycji, czy pierwszą z nich uważać się będzie za udoskonalenie fizyki klasycznej, czy też jako pierwszy krok decydujący w procesie głębokiej rewizji naszych pojęciowych środków, przy pomocy których porównujemy obserwacje, do jakich zmusił nas nowoczesny rozwój fizyki”*.

Zarówno w teorii względności, jak i w teorii kwantowej mamy do czynienia z nowymi aspektami analizy i syntezy naukowej, a w związku z tym jest godne uwagi to, że nawet w wielkiej epoce krytycznej filozofii zeszłego stulecia chodziło tylko o to, czy można znaleźć aprioryczne uzasadnienie czasowo-przestrzennego umiejscowienia i uporządkowania oraz kauzalnego powiązania doświadczeń, podczas gdy o racjonalnym uogólnieniu lub o naturalnych ograniczeniach tych kategorii nigdy nie było mowy.

Chociaż w ostatnich latach miałem wielokrotnie okazję spotkać się z Einsteinem, dalsze rozmowy, które dawały mi zawsze nowe podmioty, nie doprowadziły dotychczas do wspólnego stanowiska wobec teorio-poznawczych problemów fizyki atomowej. Nasze przeciwstawne poglądy znalazły chyba najdobitniejszy wyraz w jednym z ostatnich zeszytów *Dialectica* (1, 312 (1948)).

W takiej sytuacji, w której było tak trudno osiągnąć porozumienie nie tylko między filozofami i fizykami, ale nawet między fizykami różnych szkół mierządko trudności mają zapewne swoje korzenie w upodobaniu do pewnych sposobów wyrażania się, co wynika z różnicy punktów wyjścia. W Instytucie Kopenhaskim, dokąd w owych latach przybywało wielu młodych fizyków z różnych krajów celem dyskusji, zwykliśmy się często pocie-

szać w naszych strapieniach żartami, wśród których ulubione było stare powiedzonko o dwóch rodzajach prawdy. Do jednego rodzaju prawdy należą tak proste i jasne stwierdzenia, że ich przeciwieństwa nie mogłyby być w ogóle bronione. Drugi rodzaj prawd, tzw. „głębokie prawdy”, są to natomiast takie twierdzenia, których przeciwieństwo zawiera w sobie także głęboką prawdę. Rozwój w nowej dziedzinie dokonuje się zazwyczaj stopniowo, przy czym chaos przeobraża się z wolna w porządek. Lecz w pewnej mierze, także w stadiach pośrednich, w których panuje *głęboka prawda*, praca jest pełna napięcia i pobudza do poszukiwań solidnego punktu oparcia. W dążeniu do równowagi między powagą a humorem mieliśmy w Einsteinie świetlany przykład i gdy daję wyraz przekonaniu, że dzięki szczególnie owocnej współpracy całej generacji fizyków zbliżamy się do celu, gdzie logiczny porządek pozwala już omijać *głębokie prawdy*, to ufam, że to (co napisałem) będzie przyjęte w duchu einsteinowskim i że to może posłużyć jako usprawiedliwienie rozmaitych wypowiedzi na stronach poprzednich.

Dyskusje z Einsteinem rozciągały się na okres wielu lat, w których poczynione zostały wielkie postępy w fizyce atomowej. Czy nasze osobiste spotkania trwały krócej, czy dłużej — zawsze pozostawiały na mnie głębokie i trwałe wrażenie. Pisząc to sprawozdanie, stale, że tak powiem, dyskutowałem z Einsteinem, nawet wówczas, gdy zajmowałem się kwestiami pozornie odbiegającymi daleko od problemów specjalnych, jakie omawialiśmy w czasie naszych dyskusyj. Odnośnie sprawy odtworzenia rozmów jestem naturalnie skazany całkowicie na własną pamięć, a także muszę liczyć się z możliwością, że wiele rysów teorii kwantów, przy rozwoju której Einstein odegrał tak wielką rolę, jemu samemu przedstawiały się może w innym świetle. Mam jednak głęboką nadzieję, że udało mi się dać jasne wyobrażenie o tym, jakim wzbogaceniem było dla mnie i jaką stanowiło pobudkę każde spotkanie z Einsteinem.

Tłumaczył Jerzy Rayski

Leszek Kasiński

Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Łódzkiego

Pewne zagadnienia fizyczne związane ze sztucznymi satelitami Ziemi

Artykuł poniższy oparty jest całkowicie na mechanice klasycznej i rozważa jedynie zagadnienia na poziomie elementarnym. Wobec aktualności sprawy Redakcja uważa za pożyteczne przedstawienie podstawowych zasad mechaniki satelitów.

1. Wstęp

W ramach Międzynarodowego Roku Geofizycznego ZSRR oraz USA zobowiązały się do zbudowania i wyrzucenia sztucznych satelitów Ziemi. Celem tej akcji jest otrzymanie danych o szeregu zjawisk fizycznych, których badanie w laboratoriach na powierzchni ziemi lub za pomocą rakiet jest niemożliwe lub trudne. Szerokich perspektyw, jakie daje użycie sztucznych satelitów Ziemi do badań fizycznych, nie trzeba podkreślać. W ostatnim czasie ukazało się w czasopiśmie wiele prac na ten temat. Niniejszy artykuł zawiera przegląd niektórych z poruszonych w nich problemów. Omówimy mianowicie pewne zagadnienia związane z wprowadzeniem sztucznego satelity na orbitę oraz rozpatrzemy wpływ czynników geofizycznych na ruch satelity. Wspomnimy także o nowych możliwościach sprawdzenia ogólnej teorii względności oraz badania promieni kosmicznych.

2. Wprowadzenie na orbitę

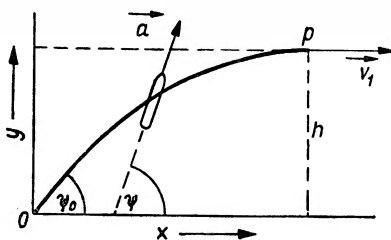
Jako pierwszy rozpatrzmy problem wprowadzenia sztucznego satelity Ziemi na orbitę. Przyjmijmy, że wprowadzenie odbywa się za pomocą wielostopniowej rakiety. Rakietą osiągnąwszy dany z góry punkt wyrzuca satelitę z prędkością o określonej wartości i kierunku. Zbadamy, jaki powinien być tor i przyspieszenie rakiety, by satelita został wprowadzony na daną z góry orbitę przy minimalnym zużyciu paliwa. Określenie orbity równoważne jest określeniu położenia i prędkości początkowej satelity. Stały sa-

telita Ziemi porusza się, w pierwszym przybliżeniu, po torze eliptycznym. Dla orbity eliptycznej prędkość liniowa jest w perigeum pozioma, a kształt elipsy, tzn. jej półoś wielka a i mimośród e , zależą od wartości prędkości v_{π} w tym punkcie według wzoru

$$v_{\pi}^2 = k M' \frac{1 + e}{a(1 - e)}, \quad (1)$$

gdzie k jest stałą grawitacyjną, zaś M' sumą mas Ziemi i satelity.

Przyjmujemy upraszczające założenie, że wprowadzenie satelity na orbitę odbywa się w jednorodnym polu ciężkości i zaniedbamy opór atmosfery. Założenie to można przyjąć, gdy długość toru rakiety wprowadzającej jest mała w porównaniu z promieniem Ziemi. Zaniedbanie oporu atmosfery usprawiedliwione jest natomiast faktem, iż znaczna część toru przebiega w wyż-



Rys. 1

$$t_1 > \frac{\sqrt{2h}}{g} \quad t_1 < \frac{\sqrt{2h}}{g}$$

szych warstwach atmosfery, gdzie opór proporcjonalny do gęstości atmosfery jest mały (wysokość perigeum orbity satelity przyjmujemy większą od 200 km). Równania ruchu rakiety możemy wówczas napisać w prostej postaci (rys. 1):

$$\ddot{x} = \dot{V} \cos \psi, \quad (2)$$

$$\ddot{y} = \dot{V} \sin \psi - g, \quad (2')$$

gdzie ψ — kąt między kierunkiem siły ciągu¹ i poziomem (osią x , zaś $\dot{V} = a$ jest wartością przyspieszenia \vec{a} wywołanego siłą ciągu. Zauważmy, że:

$$V(t) = \int_0^t a dt$$

jest prędkością, jaką uzyskałaby rakietka, gdyby działała na nią tylko siła ciągu. Stawiamy zagadnienie doboru funkcji $V(t)$ i $\psi(t)$ w ten sposób, by na

¹ Siła odrzutu, powstająca w wyniku działania silnika.

końcu toru wprowadzającego OP w punkcie P na danej wysokości $y = h$ otrzymać prędkość $v_1 = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}$ o wartości największej i kierunku poziomym. Położmy w chwili początkowej $t = 0$, $x = y = 0$, $\dot{x} = v_0 \cos \psi_0$, $\dot{y} = v_0 \sin \psi_0$ oraz $V = 0$. W chwili końcowej $t = t_1$ winno być $y = h$, $\dot{y} = 0$ oraz $V = V_1$.

Zauważmy, że przy danej prędkości wylotu gazów V jest proporcjonalne do masy zużytego paliwa. Określenie z góry V_1 równoważne jest więc określeniu początkowej masy rakiety. Rozwiązując postawione zagadnienie wariacyjne [1] przy dowolnych ψ_0 i t_1 otrzymujemy na funkcję $\psi(t)$ wyrażenie:

$$\operatorname{tg} \psi(t) = \operatorname{tg} \psi_0 \left(1 - \frac{t}{t_1} \right), \quad (3)$$

tzn. $\operatorname{tg} \psi$ winien być liniową funkcją czasu spełniającą warunki brzegowe. Na funkcję $V(t)$ przy optymalnym $\psi(t)$ otrzymujemy funkcję postaci:

$$V(0) = 0, \quad V(t) = V_1 \quad \text{dla} \quad 0 < t < t_1. \quad (4)$$

Oznacza to, iż największą poziomą prędkość końcową v_1 otrzymalibyśmy w przypadku momentalnego spalania paliwa w chwili początkowej. Całkując równanie (2') przy $V(t)$ określonym przez (4) i przyjmując $v_0 = 0$ otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \dot{y} &= V_1 \sin \psi_0 - g t, \\ y &= V_1 (\sin \psi_0) t - \frac{g}{2} t^2. \end{aligned}$$

Z równań tych i warunków $\dot{y}(t_1) = 0$ oraz $y(t) = h$ znajdujemy optymalny czas i optymalny kąt początkowy:

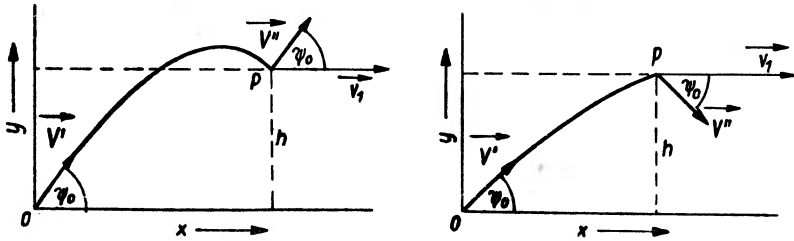
$$t_1 = \sqrt{\frac{2h}{g}}, \quad \sin \psi_0 = \frac{\sqrt{2hg}}{V_1}.$$

Mamy stąd oczywisty warunek na V_1 i h postaci $V_1 > \sqrt{2hg}$. W optymalnych warunkach otrzymujemy na prędkość końcową wartość:

$$v_1 = V_1 \cos \psi_0 = \sqrt{V_1^2 - 2hg}.$$

Gdy czas t_1 wprowadzenia satelity na orbitę jest dany z góry, to największą wartość prędkości końcowej v_1 otrzymujemy przy odmiennym od określonego wzorem (4) sposobie zużycia paliwa. Optymalne v_1 otrzymujemy mianowicie [1] przy dwu impulsach na początku i końcu toru wprowadzającego, dających prędkości V' i V'' , przy czym oczywiście $V' + V'' = V_1$ danemu z góry. Wartość V'' rośnie z różnicą między czasem danym i optymalnym, przy czym jednak zawsze $V'' < V'$. Przypadek ten ilustruje rys. 2.

Ponieważ w rzeczywistości niemożliwe jest momentalne spalanie paliwa określone przez wzór (4), rozwiązanie optymalne otrzymujemy przy spa-

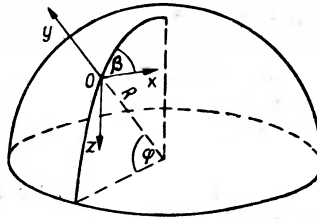


Rys. 2

leniu paliwa w jak najkrótszym czasie. Należy zwrócić uwagę, iż rozwiązanie (4) nie stosuje się w przypadku centralnego pola ciężkości.

Gdy sposób zużycia paliwa jest z góry dany, tzn. $V(t)$ jest określone, możemy przyjmując na $\psi(t)$ postać (3) otrzymać przez całkowanie równań (2) i (2') wyrażenia na prędkość $v(t)$ i współrzędne $x(t)$, $y(t)$. Przez odpowiedni dobór dwu występujących w nich stałych można otrzymać dla określonego t_1 na danej wysokości h prędkość v_1 poziomą.

Gdy wysokość h nie jest mała w porównaniu z promieniem Ziemi, musimy uwzględnić zmienność przyspieszenia grawitacyjnego \vec{g} i ruch obrotowy Ziemi. Otrzymujemy wówczas dla danego $V(t)$ optymalną postać $\psi(t)$



Rys. 3

odmienną od liniowej funkcji czasu (3). W układzie związanym z Ziemią, przyjmując płaszczyznę ruchu rakiety za płaszczyznę xy (rys. 3) możemy równanie ruchu napisać:

$$\ddot{\vec{r}} = -\vec{g} + \vec{a} - \vec{a}_u - \vec{a}_C,$$

gdzie \vec{a}_u i \vec{a}_C — przyspieszenia unoszenia i Coriolisa. Przyjmując $a_u = 0$ oraz wyrażenie

$$\frac{\dot{x} \omega_y - \dot{y} \omega_x}{a \cos \psi} = 0,$$

gdzie $\vec{\omega}$ — prędkość kątowna obrotu Ziemi, oraz rozwijając \vec{g} na szereg w otoczeniu punktu startu $(0, 0)$, otrzymujemy następujący układ równań:

$$\ddot{x} - 2\omega_z \dot{y} + \nu x - a \cos \varphi = 0,$$

$$\ddot{y} + 2\omega_z \dot{x} - 2\nu y - a \cos \varphi + g = 0,$$

gdzie $\nu = g/R$, $\omega_z = \omega \cos \varphi \sin \beta$.

Przyjmując podobne jak poprzednio warunki początkowe i końcowe możemy rozwiązać zagadnienie wariacyjne doboru dla danego $V(t)$ optymalnej postaci $\psi(t)$. Rozwiązanie to w ogólnym przypadku ma postać skomplikowaną [1]. W przypadku $\omega_z = 0$ (np. gdy $\beta = 0, \pi$) mamy:

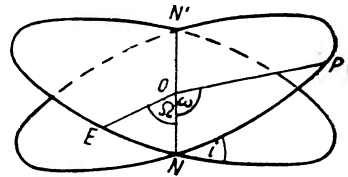
$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\lambda_1 \cosh \sqrt{2} \nu (t_1 - t) + \lambda'_1 (\nu \sqrt{2})^{-1} \sinh \sqrt{2} \nu (t_1 - t)}{\lambda_2 \cos \nu (t_1 - t) + \lambda'_1 \nu^{-1} \sin \nu (t_1 - t)},$$

gdzie: $\lambda_1, \lambda_2, \lambda'_1(\lambda_1, \lambda_2), \lambda'_2(\lambda_1, \lambda_2)$ są parametrami. Wzór ten jest dobrym przybliżeniem i w przypadku $\omega_z \neq 0$, wpływ bowiem ruchu obrotowego Ziemi na wybór warunków optymalnych jest niewielki.

3. Zmiany wiekowe orbity

Ważnym zagadnieniem fizycznym związanym ze sztucznymi satelitami Ziemi jest badanie wiekowych zmian ich orbity wywołanych przez różne czynniki zaburzające. Do czynników tych należą przede wszystkim opór atmosfery i wpływ niecentralności pola grawitacyjnego Ziemi. Obliczenie wiekowych zmian orbity satelity przy pewnych założeniach odnośnie czynników zaburzających, a następnie porównanie tych obliczeń z wynikami obserwacji pozwoli uzyskać dokładniejsze wartości parametrów opisujących te czynniki.

Rzeczywisty tor satelity Ziemi jest, jak zobaczymy, bardzo skomplikowany. Torem ruchu niezaburzonego winna być, w myśl mechaniki klasycznej, elipsa. Orbitę eliptyczną możemy scharakteryzować, podobnie jak w astronomii orbity planet, przez pięć elementów. Wielkość i kształt elipsy określa jej wielka półoś a i mimośród e . Płaszczyzna, w której leży elipsa, określona jest przez podanie długości węzła wstępującego Ω (oznaczonego na rys. 4 literą N) oraz kąta nachylenia i , jaki tworzy płaszczyzna orbity NOP z płaszczyzną równikową NOE . Orientację elipsy wyznacza kąt ω pomiędzy linią węzłów ON a linią perigeum OP (tzw. odległość węzła). Dla znajomości położe-



Rys. 4. Przecięcia płaszczyzny równikowej NOE i płaszczyzny orbity NOP z kulą ziemską

nia dla znajomości położe-

nia satelity jako funkcji czasu potrzebna jest jeszcze znajomość momentu przejścia t_0 przez perigeum P . Okres biegu T satelity wokół Ziemi jest funkcją elementów jego orbity:

$$T = \frac{2\pi\sqrt{a^3}}{\sqrt{kM'}},$$

gdzie k jest stałą grawitacyjną, zaś M' sumą mas Ziemi i satelity. Zamiast elementu orbity a używany jest też parametr $p = a(1 - e^2)$. Zamiast elementów a i e wygodniej jest dla bliskich satelitów Ziemi podać wartości wysokości apogeum h_a oraz perigeum h_p względem Ziemi kulistej o promieniu średnim R

$$\begin{aligned} h_a &= a(1 + e) - R, \\ h_p &= a(1 - e) - R. \end{aligned} \quad (5)$$

Wobec złożonego charakteru ruchu sztucznego satelity Ziemi jego badanie analityczne z jednoczesnym uwzględnieniem oporu obracającej się wraz z Ziemią atmosfery oraz wpływu niecentralności pola grawitacyjnego Ziemi przedstawia duże trudności. Metoda obliczania elementów orbity satelity za pomocą elektronowych maszyn liczących podana jest w [2]. W pracy tej przyjęto na przyspieszenie siły oporu atmosfery wyrażenie:

$$\gamma = \frac{\sigma S}{m} \frac{\rho u^2}{2},$$

gdzie σ i ρ oznaczają współczynnik oporu i gęstość atmosfery, S i m efektywny przekrój i masę satelity, zaś u prędkość satelity względem atmosfery. Na zależność gęstości atmosfery od wysokości y przyjęto wzór

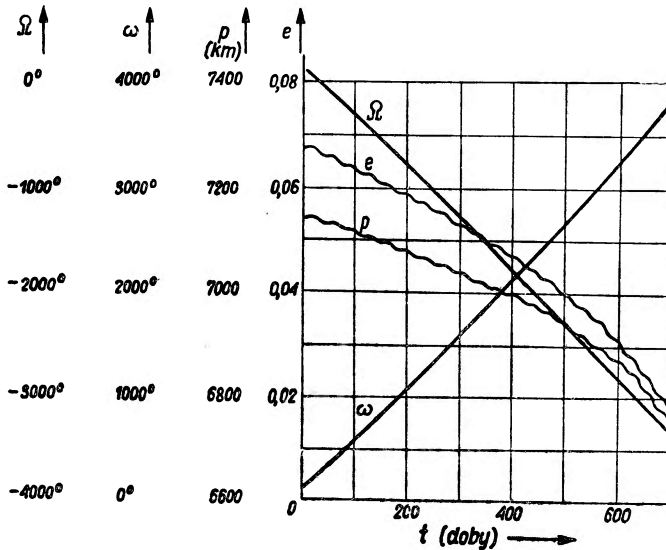
$$\rho(y) = \rho_0 \delta \left(1 + \frac{y - \chi}{\xi}\right)^{-\kappa},$$

gdzie ρ_0 — gęstość na poziomie morza, zaś δ , χ , ξ i κ — stałe przyjmujące różne wartości dla różnych przedziałów wysokości. Na niecentralny potencjał grawitacyjny przyjęto wyrażenie:

$$\frac{kM}{r} \left[1 - \frac{\varepsilon}{3r^2} (3 \sin^2 \varphi - 1) \right],$$

gdzie $\varepsilon = r_e^2 \left(a - \frac{\omega r_e}{2g_e} \right)$, przy czym k — stała grawitacyjna, M — masa Ziemi, r_e — promień równikowy Ziemi, $a = (r_e - r_p)/r_e$ — spłaszczenie Ziemi (r_p — promień biegunowy), ω — prędkość kątowna obrotu Ziemi, g_e — przyspieszenie grawitacyjne na równiku i φ — szerokość geograficzna.

Metodą tą obliczono przykładowo elementy orbity w funkcji czasu dla satelity w kształcie kuli o promieniu 25 cm (tj. $S = 2000 \text{ cm}^2$) i masie 10 kg. Przyjęto wartość $\sigma = 2$ oraz założono następujące wartości początkowe ele-



Rys. 5

mentów orbity: $h_\alpha = 1285 \text{ km}$, $h_\pi = 320 \text{ km}$, $i_0 = 45^\circ$, $\Omega_0 = 129^\circ$, $\omega_0 = 90^\circ$. Wyniki obliczeń przedstawione są na rys. 5. Widzimy, że na zmiany wiekowe elementów p i e nakładają się zaburzenia periodyczne. Zauważmy też, iż niecentralność pola ciężkości powoduje obrót perigeum o okresie około 65 dni².

Dokładna analiza wpływu poszczególnych czynników zaburzających na elementy orbity sztucznego satelity Ziemi wykazała, iż w pierwszym przybliżeniu:

Opór atmosfery wywołuje duże zmiany wiekowe a i e oraz nieznaczne zmiany ω , nie wpływa natomiast wcale na Ω oraz i .

Dobowy ruch atmosfery wraz z Ziemią wywołuje małe zmiany a i e oraz nieznaczne zmiany Ω , i oraz ω .

Splaszczanie Ziemi powoduje znaczne zaburzenia wiekowe Ω i ω , nie wpływa natomiast na a , e oraz i . Anomalie siły ciężkości³ wywołują zaburzenia, które można obecnie ocenić jedynie co do rzędu wielkości. Zaburzenia wiekowe prawdopodobnie nie są duże.

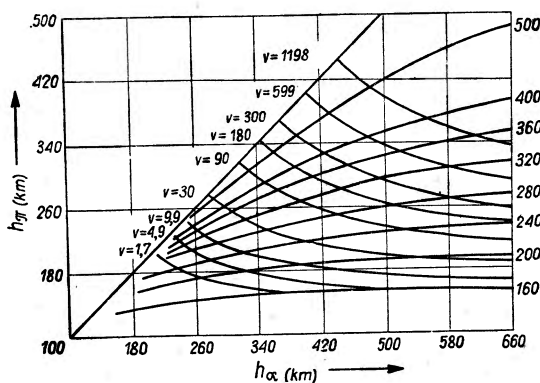
Pola grawitacyjne Słońca oraz Księżyca dla bliskich satelitów Ziemi dają zaburzenie do zaniedbania w rozważanym przybliżeniu.

² Relatywistyczny obrót perigeum omówiony będzie dalej.

³ Potencjał anomalii jest różnicą między potencjałem pola rzeczywistego a potencjałem elipsoidy obrotowej.

Należy zauważyć, iż przy obliczaniu zaburzeń wywołanych przez spłaszczenie Ziemi największy błąd powoduje niedokładna znajomość wartości spłaszczenia Ziemi α . Obserwacje okresów obiegu sztucznych satelitów pozwolą przypuszczalnie uzyskać dokładniejszą wartość α [3]. Wyznaczanie potencjału anomalii siły ciężkości na podstawie obserwacji ruchu satelitów jest trudne i wymaga obserwacji okresowych zaburzeń ich ruchu.

Możliwość dokładniejszego określenia parametrów górnych warstw atmosfery da obserwacja czasu życia sztucznych satelitów. Opór atmosfery jest siłą niezachowawczą i powoduje rozpraszanie się energii satelity, wskutek czego maleje średnia wysokość toru tak długo, aż satelita spali się w gęstszych warstwach atmosfery lub spadnie na powierzchnię Ziemi. Brak bliższych danych o górnych warstwach atmosfery pozwala obecnie na orientacyjną jedynie ocenę rzędu wielkości czasu życia satelity. Prosta metoda takiej oceny podana jest w [4]. Straty energii satelity występują głównie w obszarze perigeum, którego wysokość h_p zależy od wartości elementów a i e . Jak wiemy, spłaszczenie Ziemi nie powoduje zmian tych elementów, zaś anomalie siły ciężkości powodują zmiany głównie okresowe. Tak więc przy rozważaniu czasu życia sztucznych satelitów możemy przyjąć pole grawitacyjne Ziemi za centralne. Podobnie możemy zaniedbać obrót dobowy atmosfery, gdyż wywołane przez niego zaburzenia nie przewyższają 10% zaburzeń pochodzących od oporu nieruchomej atmosfery ⁴.



Rys. 6

Wyniki obliczeń [4] podane są w postaci wykresu na rys. 6. Wykres przedstawia dwie rodziny krzywych w płaszczyźnie h_α, h_p . Pierwsza z nich odpowiada zależności $h_p = f(h_\alpha)$ i podaje obniżanie się perigeum w zależności od h_α . Druga rodzina krzywych odpowiada zależności

$$\nu = \frac{\sigma S}{m} N = \text{const},$$

⁴ Obrót atmosfery daje największe zaburzenie dla orbity w płaszczyźnie równikowej (tj. dla $i = 0$), a jego znak zależy od zwrotu prędkości satelity.

gdzie N — liczba obiegów satelity w czasie jego życia. Z wykresu możemy dla przyjętej wartości współczynnika σ , przekroju S i masy m wyznaczyć liczbę obiegów N satelity dla danej wysokości początkowej h_a i h_n . Znając N oraz okres, który dla orbit objętych na wykresie wynosi 90—100 minut, możemy ocenić czas życia. Na przykład dla satelity w kształcie kuli o promieniu 25 cm i masie 10 kg przyjmując $\sigma = 2$ otrzymujemy na czas życia w dobach wartość:

$$\tau \approx \frac{N}{16} = \frac{m}{16 \sigma S} \nu \approx 0,16 \nu.$$

Zakładając $h_n = 340$ km, $h_a = 660$ km znajdujemy z wykresu $\nu = 1200$, skąd $\tau \approx 190$ dni.

Z rys. 6 wynika, że wysokość apogeum maleje szybciej niż wysokość perigeum. W przypadku orbity o dużym mimośrodku wartość e maleje szybko do zera i orbita zbliża się do kołowej. Na przykład dla orbity o $h_a = 700$ km i $h_n = 300$ km zmniejszenie się h_a o 100 km zachodzi równocześnie ze zmniejszeniem się h_n o 6 km.

Z rys. 6 wynika również, iż czas życia satelity rośnie szybciej ze wzrostem h_n niż ze wzrostem h_a . Ponieważ jednak powiększenie h_n przedstawia trudności, łatwiej jest osiągnąć wzrost czasu życia przez powiększenie h_a . Powiększenie h_a wymaga bowiem stosunkowo niedużego zwiększenia prędkości v_n w perigeum, co łatwo zauważyć z wynikającego z (1) i (5) wzoru:

$$v_n^2 = \frac{2kM'(R + h_a)}{(R + h_n)(R + h_n + h_a)}.$$

Ponieważ prędkość zmiany elementów orbity jest proporcjonalna do gęstości atmosfery, ta zaś maleje szybko z wysokością, satelita większą część swego życia będzie przebywał w górnych warstwach atmosfery. Z powolnego zmniejszania się h_n w porównaniu z h_a wynika, iż decydujący wpływ na czas życia τ będzie miała gęstość atmosfery ρ_n na początkowej wysokości perigeum, a mianowicie będzie $\tau \sim \frac{1}{\rho_n}$. Obserwacja czasu życia sztucznych satelitów Ziemi pozwoli więc ustalić zależność gęstości atmosfery od wysokości.

4. Sprawdzenie ogólnej teorii względności

Prace mające na celu doświadczalne sprawdzenie efektów przewidzianych przez ogólną teorię względności były podejmowane od chwili jej powstania. Efekty te są małe i problem ich ilościowego sprawdzenia nie stracił

do dziś swej aktualności. Do nie tłumaczonych przez newtonowską teorię grawitacji efektów, które mogły być badane doświadczalnie, należą trzy zjawiska astronomiczne: (1) ruch perihelium Merkurego, (2) odchylenie promieni świetlnych w polu grawitacyjnym Słońca oraz (3) przesunięcie linii widmowych ku czerwieni. Efekty (1) i (3) mogą być również badane za pomocą sztucznych satelitów Ziemi. Według ogólnej teorii względności na ruch satelitów powinien także wpływać dobowy ruch obrotowy Ziemi. Efekt ten nie mógł być sprawdzony przez obserwację naturalnych ciał niebieskich.

Przyjmując masy planet m za małe w porównaniu z masą Słońca M , tj. rozważając ruch punktu o masie m w statycznym polu kulisto-symetrycznym o potencjale:

$$\varphi(r) = -\frac{kM}{r},$$

gdzie k jest stałą grawitacyjną, zaś r — odległością mas m i M , otrzymujemy w mechanice klasycznej tor eliptyczny. Rozwiązując analogiczne zagadnienie w ogólnej teorii względności otrzymujemy elipsę obracającą się wokół swego ogniska, tj. punktu M . Kąt obrotu perihelium planety podczas jednego jej obiegu wokół Słońca wynosi:

$$\Delta\omega = \frac{6\pi kM}{c^2 a(1-e^2)}, \quad (6)$$

gdzie c jest prędkością światła, zaś a i e oznaczają, jak poprzednio, dużą półoś i mimośród elipsy⁵. Wartości obliczonego i obserwowanego relatywistycznego obrotu perihelium planet na 100 lat zestawione są w tabeli I [5].

Tabela I

Planeta	$\Delta\omega_{\text{teor.}}$	$\Delta\omega_{\text{eks.}}$
Merkury	43'',03 ± 0'',03	42'',56 ± 0'',94
Wenus	8'',63	—
Ziemia	3'',8 ± 0'',0	4'',6 ± 2'',7
Mars	1'',35	—
Jowisz	0'',06	—

Jak widzimy, efekt ten jest mały i jedynie w przypadku Merkurego można mówić o ilościowej zgodności teorii z doświadczeniem. Całkowity

⁵ Każde odchylenie od potencjału $\varphi = -const/r$ powoduje obrót perihelium elipsy keplerowskiej. W teorii Sommerfelda struktury subtelnej widma wodoru obrót ten spowodowany jest zmiennością masy elektronu orbitalnego. Ten wynikający ze szczególnej teorii względności efekt jest jednak 6-krotnie mniejszy od wartości (6), jeśli przyjmiemy masę grawitacyjną równą masie spoczynkowej m_0 , zaś 3-krotnie mniejszy,

jeśli przyjmiemy ją równą $\frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$.

obserwowany obrót perihelium Merkurego łącznie z zaburzeniami pochodzącymi od innych planet wynosi $532''$ na 100 lat. Wartość $\Delta\omega$ *eksp* otrzymano po wykonaniu długich rachunków perturbacyjnych. Dalsze doświadczalne potwierdzenie teorii byłoby zatem pożądane.

Do relatywistycznych zaburzeń ruchu sztucznych satelitów Ziemi należy obrót perigeum $\Delta\omega$ wywołany przez masę Ziemi oraz obrót węzła $\Delta\Omega'$ i obrót perigeum $\Delta\omega'$ wywołany przez Słońce⁶. Wartość $\Delta\omega$ podaje wzór (6), gdzie M jest masą Ziemi, zaś a i e elementami orbity satelity. Wyrażając $\Delta\omega$ w sekundach kątowych na 100 lat otrzymujemy:

$$\Delta\omega \approx \frac{8,35 \cdot 10^{-19} a^2}{T^3 (1 - e^2)} \approx 1,74 \cdot 10^{25} / a^{3/2} (1 - e^2), \quad (7)$$

gdzie okres biegu satelity T wyrażony jest w dniach, zaś a w cm. Dla satelitów Ziemi zaburzenie wywołane przez Słońce $\Delta\omega'$ wynosi $1'',9$ na 100 lat [6]. Wartości $\Delta\omega$ obliczone z (7) dla satelitów o różnych parametrach podane są w tabeli II. r_0 oznacza średnią odległość satelity od środka Ziemi, parametr γ jest miarą teoretycznie osiągalnej względnej dokładności pomiaru wartości $\Delta\omega$ [7].

Tabela II

	r 10^8 cm	e	$\Delta\omega$	γ
Merkury		0,2	43'',03	1
Satelita 0	6,367	0	1700''	—
1	6,8	0,01	1450''	—
2	17	0,06	146'',0	0,8
3	17	0,40	194'',6	9,7
4	7,2	0,02	1250'',5	24
5	10	0,25	586'',6	156

Dalszym efektem przewidzianym przez ogólną teorię względności jest wspomniany na wstępie mierzalny ruch perigeum sztucznych satelitów wywołany przez dobowy obrót Ziemi. Rotacja kuli nie wpływa w mechanice klasycznej na jej pole grawitacyjne. W ogólnej teorii względności natomiast zmienia ona pole, podobnie jak w elektrodynamice rotacja naładowanej kuli powoduje powstanie dodatkowego pola magnetycznego. Efekt rotacyjny $\Delta\omega_r$ wynosi w sekundach kątowych na 100 lat:

$$\Delta\omega_r = -\frac{365,25 \pi^2 R^2}{9c^2 \tau T^2 (1 - e^2)^{3/2}} \left(1 - 3 \sin \frac{i}{2}\right),$$

gdzie R i τ oznaczają promień i okres obrotu Ziemi, zaś i — kąt nachylenia [8]. Wartość $\Delta\omega_r$ dla planet jest znikoma (dla Merkurego $\Delta\omega_r = -0'',01$),

⁶ Wielkość $\Delta\omega'$ dana jest przez (6) z czynnikiem 2, zaś $\Delta\Omega'$ przez (6) z czynnikiem $\frac{1}{2}$.

natomiast dla sztucznych satelitów Ziemi może przyjąć mierzalne wartości, np. dla satelity 1 z tabeli II $\Delta\omega_r = -43''$ (przy $t = 0$).

Całkowity relatywistyczny obrót perigeum satelity wynosi wobec powyższego $\Delta\omega + \Delta\omega' + \Delta\omega_r$. Efekt ten należy oddzielić z dostateczną dokładnością od zmian wiekowych odległości węzła ω wywołanych przez inne czynniki. Do czynników tych należą przede wszystkim wpływ niekulistości Ziemi oraz oporu atmosfery. Oddzielenie efektu relatywistycznego wymagać będzie dokładniejszej niż obecna znajomości wymienionych czynników geofizycznych.

Drugim z wymienionych efektów relatywistycznych jest odchylenie promieni świetlnych w polu grawitacyjnym. Kąt odchylenia promieni przechodzących stycznie do powierzchni Słońca według ogólnej teorii względności wynosi $1'',745$. Wartość doświadczalna (średnia z 8 pomiarów 1919—1952 r.) wynosi $1'',98 \pm 0'',12$ [5]. Efekt ten jest mierzalny tylko dla mas astronomicznych.

Następnym efektem relatywistycznym, który można sprawdzić za pomocą sztucznych satelitów Ziemi, jest grawitacyjna zmiana częstości. Pomiar częstości sygnału wysyłanego z punktu o potencjale grawitacyjnym φ_1 , gdzie jego częstość jest ν_1 , wykonany w punkcie o potencjale φ_2 daje w wyniku częstość ν_2 . Względny przyrost częstości δ według ogólnej teorii względności wynosi:

$$\delta = \frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_1} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{c^2}. \quad (8)$$

Dla linii widmowych wysyłanych z powierzchni gwiazdy i obserwowanych na powierzchni Ziemi, gdzie przyjmujemy $\varphi_2 = 0$, mamy

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\delta = \frac{k M_0}{c^2 R_0}, \quad (9)$$

przy czym M_0 i R_0 oznaczają masę i promień gwiazdy. To przesunięcie ku czerwieni widma gwiazd jest jednak trudno wykrywalne z powodu dopplerowskiego rozmycia linii widmowych. Zdołano je stwierdzić jedynie dla białych karłów⁷.

W przypadku sygnału wysyłanego przez satelitę Ziemi na wysokości h nad jej powierzchnią otrzymujemy z (8) na grawitacyjną zmianę częstości dla obserwatora na powierzchni Ziemi wyrażenie:

$$\delta = \frac{k M}{c^2} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R+h} \right) = \frac{gh}{c^2} \left(1 + \frac{h}{R} \right)^{-1}, \quad (10)$$

gdzie M i R — masa i promień Ziemi, zaś $g = 981 \text{ cm sek}^{-2}$. W tym przypadku otrzymujemy $\delta > 0$, a więc przesunięcie w stronę „fioletu”.

⁷ Ilościowe sprawdzenie (9) utrudnione jest niedokładną znajomością R_0 i M_0 .

Gdy $h \ll R$ wówczas:

$$\delta \approx \frac{gh}{c^2} \left(1 - \frac{h}{R}\right),$$

gdy zaś $h \rightarrow \infty$, to $\delta \rightarrow 7 \cdot 10^{-10}$.

Pomiar częstości radiowych z dokładnością 10^{-10} jest dziś możliwy [9]. Pomiar taki komplikuje jednak fakt, że obok efektu (10) występuje wskutek ruchu satelity efekt Dopplera, w którym należy również uwzględnić wyraz kwadratowy. Dopplerowska zmiana częstości wyraża się wzorem:

$$\delta_D = 1 + \frac{v}{c} \cos \Theta - \frac{v^2}{2c^2} (1 - 2 \cos^2 \Theta), \quad (11)$$

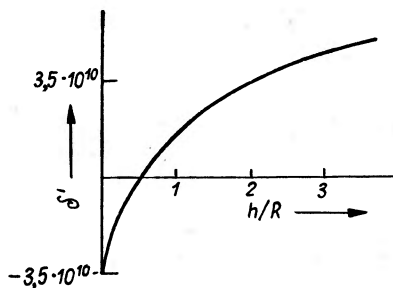
gdzie v jest prędkością satelity względem Ziemi (rys. 3), zaś Θ kątem między \vec{v} a kierunkiem obserwacji. Całkowita zmiana częstości wynosi $\delta + \delta_D$. Jak widzimy z (10) i (11) do pomiaru grawitacyjnej zmiany częstości należy używać satelitów o dużym h , z h bowiem rośnie δ , a maleje δ_D . Dla redukcji liniowego efektu Dopplera winno być $\Theta = \pi/2$. Do pomiaru δ celowy byłby zatem satelita spoczywający w stosunku do powierzchni Ziemi, tzn. obiegający Ziemię w płaszczyźnie równikowej w czasie 24 godzin (dla takiego satelity $h = 5,6 R$ i $\delta = 6 \cdot 10^{-10}$, $\delta_D = 5 \cdot 10^{-11}$).

Istnieje jeszcze inny sposób sprawdzenia efektu zmiany częstości wynikającej z ogólnej teorii względności. Polega on na pomiarze różnicy czasu, jaką wykazywałby zegar spoczywający na powierzchni Ziemi oraz zegar poruszający się wraz z satelitą [10]. Oznaczając czas, jaki pokazują zegary przez t_1 i t_2 odpowiednio, otrzymamy w przypadku orbity kołowej:

$$\delta' = \frac{dt_2 - dt_1}{dt_1} = \delta - \frac{v^2}{2c^2} = \frac{kM}{c^2 R} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{R}{R+h}\right). \quad (12)$$

Zauważmy, iż w (12) brak liniowego efektu Dopplera⁸.

Wykres zależności δ' od $\frac{h}{R}$ podany jest na rys. 7. Widzimy, że dla $h < \frac{R}{2}$



Rys. 7

⁸ Uwzględnienie obrotu dobowego i niecentralności pola grawitacyjnego Ziemi zmienia wzór (12) w sposób nieistotny [11].

zegary satelitów idą wolniej, dla $h > \frac{R}{2}$ szybciej od ziemskich. Dla $h = 640$ km mamy w ciągu roku $t_1 - t_2 = 8 \cdot 10^{-3}$ sek. Dokładność pomiaru, jeśli dopuścimy tylko błędy przypadkowe, rośnie z czasem t_1 . Stabilność zegarów atomowych winna być lepsza niż 10^{-12} [10].

5. Badanie promieni kosmicznych

Użycie sztucznych satelitów Ziemi stwarza nowe perspektywy w dziedzinie badań zmian natężenia i składu pierwotnego promieniowania kosmicznego. Badania tego rodzaju przeprowadzone nawet na większych wysokościach wymagają przeliczeń dla eliminacji wpływu górnych warstw atmosfery. Przeliczenia takie zaś oparte są z konieczności na pewnych założeniach odnośnie oddziaływania cząstek pierwotnego promieniowania z jądrami atmosfery. Poza tym badania przeprowadzone poza powierzchnią Ziemi, np. za pomocą balonów-sond lub rakiety, nie pozwalają na ciągłą rejestrację przez dłuższy okres czasu. Umieszczenie aparatury na sztucznych satelitach usunie wspomniane trudności — można będzie dokonywać pomiarów poza granicami atmosfery oraz dzięki długiemu czasowi życia satelitów łatwo będzie zebrać niezbędny materiał statystyczny.

Jednoczesna rejestracja zmian natężenia promieni kosmicznych na sztucznych satelitach oraz na powierzchni Ziemi da bogaty materiał doświadczalny dla teorii związku między zmianami promieniowania pierwotnego i wtórnego.

Dla analizy przyczyn zmian natężenia pierwotnego promieniowania kosmicznego konieczna jest znajomość zmian strumieni cząstek o określonej energii. Wymaga to danych o natężeniu promieniowania na różnych szerokościach geomagnetycznych. Otrzymanie ich za pomocą tej samej aparatury możliwe jest jedynie przez umieszczenie jej na sztucznym satelicie poruszającym się po odpowiedniej orbicie. Najodpowiedniejszą dla badań zmian promieniowania kosmicznego jest orbita przechodząca przez bieguny geomagnetyczne. Aparatura umieszczona na sztucznym satelicie może dostarczyć w ciągu jednej doby bogatszego materiału statystycznego odnośnie natężenia i zdolności jonizacyjnej promieniowania kosmicznego poza granicami atmosfery niż materiał znany obecnie [12]. Dokładna znajomość geomagnetycznego efektu szerokościowego pozwoli także na wnioski odnośnie pola magnetycznego Ziemi, a w szczególności jego odchyień od pola dipolowego. Należy zauważyć, że wnioski te dotyczą pola aż do dużych, rzędu kilku promieni ziemskich, odległości i nie zależą od miejscowych anomalii. Analiza efektu geomagnetycznego da możliwość wykrycia międzyplanetarnego pola magnetycznego (głównie słonecznego).

Użycie satelitów umożliwi zbadanie związku gwałtownych maksimów natężenia promieniowania kosmicznego z protuberancjami słonecznymi. W szczególności można będzie sprawdzić doświadczalnie teoretycznie obliczony rozkład wzrostu natężenia na powierzchni Ziemi, wywołanego przez strumień cząstek wyrzucony ze Słońca [13]. Analiza zmniejszania się natężenia promieniowania kosmicznego podczas burz magnetycznych pozwoli rzucić światło na strukturę strumieni cząstek wysyłanych przez Słońce. Zmniejszanie to spowodowane jest prawdopodobnie rozpraszaniem cząstek promieni kosmicznych o małej energii w polu magnetycznym strumienia wywołującego burzę magnetyczną.

Użycie sztucznych satelitów Ziemi pozwoli również zmierzyć amplitudę dobowych zmian natężenia promieniowania kosmicznego (dla satelity okres zmian wynosi około 1/16 doby) poza granicami atmosfery oraz zbadać bliżej wzrost efektu dobowego podczas burzy magnetycznej. Wzrost ten tłumaczony jest różnym dodatkowym przyspieszeniem, jakiego doznają cząstki promieniowania pierwotnego przy przechodzeniu przez ogarniający Ziemię strumień naładowanych cząstek wyrzucony ze Słońca. Analiza tego efektu pozwoli w szczególności określić prędkość wyrzucanych przez Słońce cząstek [14].

Dalszym zagadnieniem, które może wyjaśnić regularne wyrzucanie sztucznych satelitów przez dłuższy czas, jest zależność długookresowych zmian (około 11-letnich) niskoenergetycznej części widma pierwotnego promieniowania kosmicznego od aktywności Słońca. Zmniejszanie się natężenia strumienia niskoenergetycznych cząstek podczas zwiększonej aktywności Słońca wskazywałoby, iż Słońce nie wysyła, a jedynie powoduje przez zmiany swego pola magnetycznego zaburzenia strumienia tych cząstek przechodzącego z wszechświata [15].

Przez analizę zależności natężenia promieniowania od wysokości nad powierzchnią Ziemi (odliczenie wpływu ekranowania geometrycznego i magnetycznego) można znaleźć albedo Ziemi dla promieniowania kosmicznego [12].

Poszukiwanie rozkładu źródeł promieniowania kosmicznego we wszechświecie przez badanie anizotropii pierwotnego strumienia wysokoenergetycznych cząstek naładowanych jest problematyczne z powodu wpływu na te cząstki międzygwiazdnych pól magnetycznych. Cenniejsze wyniki może dać badanie zależności od kierunku składowej fotonowej promieniowania pierwotnego. Badania takie należy przeprowadzić poza granicami atmosfery, co jest możliwe tylko przez umieszczenie odpowiedniej aparatury na zorientowanym przestrzennie sztucznym satelicie. Jednocześnie z zagadnieniem wykrycia fotonów może być rozwiązane zagadnienie obecności elektronów w pierwotnym strumieniu promieniowania kosmicznego.

Niedostatecznie znanym a ważnym zagadnieniem jest zbadanie składowej jądrowej pierwotnego promieniowania kosmicznego. Znajomość natężenia strumienia jąder o różnej liczbie porządkowej Z i ich widma energetycznego, a w szczególności znajomość względnego natężenia strumieni jąder lekkich Li, Be, B oraz C, N, O, F, jest istotna dla teorii pochodzenia promieniowania kosmicznego [16]. Użycie satelitów pozwoli również rozstrzygnąć czy w promieniowaniu pierwotnym zawarte są jądra o $Z > 30$, których z powodu dużego przekroju czynnego na oddziaływanie nie można obserwować w stratosferze. Możliwe będzie również zbadanie, w jakim stopniu zmiany składowej jądrowej o dużym Z pokrywają się ze zmianami składowej protonowej promieniowania pierwotnego. Ważne jest zagadnienie widma energetycznego jąder o dużym Z w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym. O widmie tym dla energii niższych ($< 10^{10}$ eV) można wnioskować z efektu geomagnetycznego, dla energii wyższych z rozkładu wielkich pęków. Wnioski takie jednak opierają się na szeregu założeń i dają wyniki niejednoznaczne. Umieszczając przyrządy na sztucznych satelitach Ziemi można będzie dokonać pomiarów bezpośrednich.

Literatura

1. Д. Е. Охоцимский, Т. М. Энеев, У.Ф.Н. 63, 5 (1957).
2. Г. П. Таратынова, У.Ф.Н. 63, 51 (1957).
3. И. М. Яцунский, У.Ф.Н. 63, 59 (1957).
4. Д. Е. Охоцимский, Т. М. Энеев, Г. П. Таратынова, У.Ф.Н. 63, 33
5. В. Л. Гинзбург, У.Ф.Н. 59, 11 (1956).
6. В. Л. Гинзбург, У.Ф.Н. 63, 119 (1957).
7. L. La Paz, Publ. Astron. Soc. Pacific 66, 13 (1954).
8. J. Lense i H. Thirring, Phys. Z. S. 19, 156 (1918).
9. J. P. Gordon, H. J. Zeiger i C. H. Townes, Phys. Rev. 99, 1264 (1955).
10. S. F. Singer, Phys. Rev. 104, 11 (1956).
11. В. Hoffmann, Phys. Rev. 106, 358 (1957).
12. С. Н. Вернов, Ю. И. Логачев, А. Е. Чудаков, Ю. Г. Шафер, У.Ф.Н. 63, 149, (1957).
13. J. Titor, Phys. Rev. 94, 1017 (1954).
14. Л. И. Дорман, Е. Л. Фейнберг, У.Ф.Н. 59, 189 (1956).
15. H. V. Neher, Phys. Rev. 103, 228 (1956).
16. С. Н. Вернов, В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, У.Ф.Н. 63, 131 (1957).

Ewa CURIE — Maria Curie. Przekład z jęz. francuskiego Hanny Szyllerowej. PWN 1958, str. 357+XXVIII; wydanie dziewiąte; nakład 10.000 egzemplarzy; cena 60 zł.

Fakty, które przytaczam, miały miejsce, słowa zostały wypowiedziane. Tak we wstępie pisze autorka w biografii swojej Matki. I rzeczywiście, od pierwszej do ostatniej strony książki czytelnik ma nieodparte wrażenie czystego autentyzmu zdarzeń i pewnie dlatego zaangażowanie czytelnika w jedyne w swoim rodzaju drogi życia naszej znakomitej rodaczki jest całkowite. Marię Skłodowską poznajemy nie tylko jako znakomitą uczoną, podwójną laureatkę nagrody Nobla, składającą całe swoje życie w ofierze nauce (także w dosłownym tego słowa znaczeniu), o czym na ogół wiemy. Widzimy ją także jako żonę i matkę, córkę do ostatka ogromnie kochającą ojca i Polkę zawsze ze zwykłą sobie odpowiedzialnością i sumiennością wypełniającą swoje obowiązki.

Częstokroć Wielcy Ludzie, o których się czyta, przytłaczają czytelnika swoim ogromem, swoją wyrozumowaną postawę wypierającą wszystkie inne uczucia i dążenia poza tymi, które służą do osiągnięcia jedyne, z góry wytyczonego celu. Jakkolwiek cel i u Marii był jeden, to jednak fakt, że pozostała ona na codzień człowiekiem poddającym się nastrojom i kłopotom dnia codziennego, czyni ją bliską czytelnikowi, który przez to nie czuje się przytłoczony rzeczywistą wielkością uczonej. *Kto tak żywo wszystko odczuwa, jak ja, a zmienić tego nieszczęsnego usposobienia nie jest w stanie, powinien się z nim kryć przynajmniej* — napisze o sobie Maria Skłodowska.

Zwykle w latach młodości miewamy bujne i bogate wizje naszej przyszłości. Rzecz ciekawa, Maria Skłodowska widziała ukoronowanie swoich ambicji życiowych w ukończeniu Sorbony i poświęceniu się zawodowi nauczycielskiemu. Trudności materialne i jej pasja wyrzeczeń osobistych dla dobra rodziny zdają się przekreślać i tę możliwość. Wyrwie się wówczas jedna z niewielu skarg Marii: *...serce mi się kraje nad zdolnościami zmarnowanymi, które przecież były czegoś warte* (z listu do siostry Bronisławy 1890 r.). I jeśli by Marii nie było dane wyjechać na studia do Paryża, któżby wówczas był przypuszczał, ile treści kryło się za tą skargą! Na szczęście tak się nie stało. Maria Skłodowska wyjeżdża do Paryża i z miejsca rzuca się w wir pracy poświęconej studiom fizyki i matematyki. *W kolonii polskiej opowiadają sobie po cichu, że Mania Skłodowska nie wie, z czego się robi rosół* pisze Ewa Curie i zaraz dodaje: *Nie tylko nie wie, nawet nie chce wiedzieć. Po cóż miałyby pilnować rondla przez całe ranki, skoro w tym czasie można przestudiować kilkanaście stronik książki, zrobić jakieś ciekawe doświadczenie w laboratorium.*

Niewielu jest ludzi na świecie, którym dane było doznawać takiej sławy, jak Maria Curie. Ale zapewne wśród nich jedna Maria przez swą nieprawdopodobną skromność nie umiała i nie chciała być sławną. *Pani Curie jest z wszystkich ludzi w świecie jedynym niezepsutym przez sławę człowiekiem* mówił o niej Einstein (cytuje za Ewą Curie). Aczkolwiek wysoko sobie ceniła uznanie fizyków, to jednak uważała za coś szkodliwego i niepożądanego to zainteresowanie, jakie wzbudziła jej osoba wśród reporterów, snobów czy też zwykłej gawiedzi.

Inną cechą Marii Curie była jej wyjątkowa odpowiedzialność za wykonywaną pracę i płynąca stąd obowiązkowość. Na dzisiejsze stosunki wprost niewiarygodne wydaje się takie argumentowanie niemożności wyjazdu do Sztokholmu na uroczystości związane z przyznaniem nagrody Nobla: *Ja nie czułam się na siłach przedsięwziąć tak daleką podróż, ... nie mogąc pozostać dłużej nad 3 lub 4 dni, bo wykłady nasze bez większego kłopotu na dłuższy czas przerwane być nie mogą.*

Ewa Curie w swej książce przytacza wiele pięknych i wzruszających opisów, częstokroć lekko, jak gdyby mimochodem zaznaczonych. Posłuchajmy, na przykład, jak mówi o wyjeździe Marii do Sztokholmu, gdy po raz drugi została nagrodzona: *W podróży do Sztokholmu towarzyszy Marii siostra i starsza córka. Dziewczynka bierze udział we wspaniałej uroczystości, którą zobaczy jeszcze raz, w dwadzieścia cztery lata potem, gdy w tejże sali jej będą wręczać tę samą nagrodę...*

Jednym przykre wrażenie odnosi się przy opisie ostatnich chwil życia Marii Skłodowskiej-Curie. Otóż jej najbliżsi uznali za konieczne utrzymywanie w ścisłej tajemnicy przed chorą jej stan zdrowia i do samej śmierci świadomie okłamywali Marię. Jeśli się zważy, że czyniono to względem kobiety, która całe swoje życie poświęciła poszukiwaniu prawdy, nie sposób oprzeć się wrażeniu pewnego dysonansu...

Książka Ewy Curie o swojej Wielkiej Matce wychodzi już w dziewiątym wydaniu w przekładzie siostrzenicy Marii, Hanny Szyllerowej i rozejdzie się zapewne i tym razem szybko. Jest to książka przeznaczona dla wszystkich i dlatego fizyk nie znajdzie w niej szerokiego omówienia odkryć Marii Skłodowskiej i ich znaczenia dla rozwoju fizyki.

To, co można by obecnemu wydaniu zarzucić, to stosunkowo dużą cenę. Tak droga książka powinna być przynajmniej bardzo starannie wydana, czego tutaj — niestety — nie da się powiedzieć. Gruby papier i średniej jakości oprawa nie pozwalają się domyślać, że jest to książka nie tylko o wielkim uczonym, ale i pięknej kobiecie.

Pośród licznych zdjęć umieszczonych na 28 kartkach i znakomicie uzupełniających biografię czytelnik nie odnajdzie zdjęcia autorki biografii Ewy Curie, chyba że liczyć zdjęcia w wieku trochę więcej niż niemowlęcym (fotografia taka znajdowała się np. w wydaniu polskim z 1946 r.).

Zwykle recenzja chwali (dużo rzadziej gani) autora recenzowanej książki. Tutaj natomiast prawie cały czas mówię o Marii Curie, ale to jest właśnie wielką zasługą Ewy Curie i tłumaczki Hanny Szyllerowej, że postać naszej znakomitej rodaczki w sposób tak wyraźny i prawdziwy przebija z pięknych kart tej książki.

Stanisław Szpikowski

Niels BOHR — Atomphysik und menschliches Erkenntnis; F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1958.

Na książkę tą składa się zbiór sześciu odczytów ogólnych, wygłoszonych z okazji rozmaitych kongresów i jeden artykuł bardziej specjalny pt. *Dyskusja z Einsteinem na temat teoriopoznawczych problemów fizyki atomowej*. Pozostałe odczyty noszą tytuły: *Światło i życie, Bibliografia a fizyka atomowa, Problemy teoriopoznawcze fizyki a ludzkie kultury, Jedność wiedzy, Atomy a ludzkie poznanie, oraz Fizyka a problem życia.*

Odczyty te były wygłoszone dla niefizyków, np. ostatni z nich stanowi rozszerzenie i opracowanie na nowo (w 1957 roku) odczytu wygłoszonego dla Duńskiego Towarzystwa Medycznego w 1949 r.

Nie będziemy streszczać tutaj rozdziału na temat dyskusji z Einsteinem, gdyż skrócone jego tłumaczenie jest zamieszczone w tym zeszycie *Postępów Fizyki* na str. 445,

a zajmujemy się odczytami pozostałymi. Te sześć odczytów można krótko scharakteryzować jako próbę rozszerzenia i przeniesienia zasady komplementarności Bohra z dziedziny fizyki na inne dziedziny ludzkiego poznania, w szczególności na zastosowanie jej w biologii, a nawet w psychologii.

B o h r podkreśla analogię, jaka istnieje między możliwościami badania wnętrza atomu a możliwościami badania żywego organizmu. Podobnie jak nie można zmierzyć położenia elektronu bez wprowadzenia niekontrolowanego zaburzenia jego pędu, tak też nie można poznać szczegółowo procesów fizycznych zachodzących w żywym organizmie bez równoczesnego wprowadzenia takich zaburzeń, które sprawiają śmierć badanego organizmu. Wobec tego proces życia jest — zdaniem B o h r a — komplementarny do fizyko-chemicznych procesów zachodzących w żywym organizmie.

P o d o b n i e j a k procesy atomowe charakteryzuje pewna „integralność” nie do pogodzenia ze znajomością szczegółów takich, jak pęd i położenie równocześnie, tak też i życie charakteryzuje się przez pewną integralność nie do pogodzenia ze znajomością szczegółów procesów fizycznych zachodzących w organizmie. Zdaniem B o h r a istnieją pewne specyficznie biologiczne prawidłowości, komplementarne do praw, jakie cechują przyrodę nieożywioną, a w konsekwencji tego życie nie da się bez reszty wyjaśnić przy pomocy fizyki (ciał nieożywionych), podobnie jak zjawiska atomowe nie dały się wyjaśnić przy pomocy fizyki klasycznej.

Podobnie jak w biologii zasada komplementarności znajduje też zastosowanie w psychologii. Argumenty B o h r a na ten temat można streścić w sposób następujący: W analizie psychologicznej nie da się przeprowadzić ostrego rozgraniczenia między samymi zjawiskami (psychicznymi) a świadomym zdaniem sobie z nich sprawy. Znowu sytuacja jest podobna do tej, jaką spotykamy w fizyce kwantowej, gdzie nie da się przeprowadzić ścisłego rozgraniczenia między badanym obiektem a urządzeniami pomiarowymi. Choć niemożliwe jest ścisłe rozgraniczenie, w przypadku introspekcji, między podmiotem (*ja*) a przedmiotem, to jednak w psychologii, tak jak w fizyce, możemy podzielić na przedmiot i podmiot (*aparaturę*) badania ustalać i przesuwac umownie.

Inny przykład komplementarności w dziedzinie psychologii stanowić ma według B o h r a podział na „myśli” i „uczucia” jako dwie właściwości w pewnym sensie wykluczające się, ale także dopełniające się nawzajem.

Jerzy Rayski

D. J. HUGHES — Neutrony reaktorowe. Z języka angielskiego tłumaczył M. Günther, PWN, Warszawa 1958, str. 471, nakład 2200 egz., cena 76 zł.

Książka ta, napisana przez jednego z najwybitniejszych specjalistów z dziedziny fizyki neutronowej, jest obszernym podręcznikiem dotyczącym zagadnień pracy z neutronami reaktora. Ze względu na to, że została ona napisana sześć lat temu, obecnie niektóre jej części straciły na aktualności. Dotyczy to szczególnie rozdziału VI „Wiązki neutronów rezonansowych”, gdyż od roku 1953 nastąpił szybki rozwój badań nad neutronami rezonansowymi, udoskonalono metody pracy i poznano wiele nowych faktów. Nieaktualne są także niektóre dane liczbowe, np. wartości przekrojów czynnych. Niestety w polskim wydaniu zwrócono na to zbyt mało uwagi i w wielu miejscach brak jest odpowiednich przypisów tłumacza.

Mimo to książka jako całość posiada dużą wartość i nie można wyobrazić sobie fizyka lub inżyniera zajmującego się pracą z reaktorem, który nie znałby i nie przestudiowałby jej dokładnie. Książka ta została napisana bardzo przystępnie, przy użyciu możliwie najprostszego aparatu matematycznego.

W pierwszych rozdziałach (I, II, III) autor wprowadza podstawowe pojęcia, którymi operuje fizyka neutronowa, i na tej bazie oparte są następne rozdziały, których treść wiąże się z naturalnym podziałem neutronów według energii na prędkie, rezonansowe i powolne. Dla każdej z tych grup neutronów zostały omówione metody otrzymywania i detekcji oraz badania fizyczne prowadzone przy ich pomocy. Rozdział IV poświęcony jest neutronom prędkim (1—14 MeV). Obok prac z neutronami reaktorowymi autor omawia także prace prowadzone z neutronami z innych źródeł. W rozdziale V i VI autor zajmuje się neutronami rezonansowymi wewnątrz reaktora i w wiązках wyprowadzonych na zewnątrz, zaś rozdziały VII, VIII, IX poświęcone są neutronom powolnym. Treścią rozdziału X i XI są zagadnienia związane z optyką neutronową, jak dyfrakcja, załamanie, odbicie i polaryzacja neutronów. W rozdziale XII autor omawia pokrótce zagadnienia związane z bezpieczeństwem pracy przy reaktorze.

Wartość polskiego wydania tej książki obniża znaczna ilość błędów. Na przykład w samym tylko pierwszym rozdziale (40 stron) jest prawie 30 błędów plus 2 błędy w erracie. (Wzór I—28 poprawiony według erraty jest pozbawiony sensu). Wydaje się, że samo tłumaczenie zostało wykonane niezbyt starannie, o czym może świadczyć np. używanie wyrażenia „domieszka kadmowa” na oznaczenie angielskiego terminu *cadmium ratio*, oznaczającego stosunek kadmowy (np. na rysunkach 2—13 i 2—14). Trochę razi wyrażenia takie, jak zasięg dyfuzji (zamiast długość dyfuzji), okres półzaniku itp. Poza tym jest kilka niejasności w rodzaju „...strumień neutronów zawiera n neutronów poruszających się z prędkością v na $\text{cm}^2\text{...}$ ”, co trochę utrudnia czytanie książki.

Jan Turkiewicz

L. HERFORTH i H. M. WINTER — Ultraschall; B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1958.

Przedmiotem książki jest usystematyzowany wykład podstaw techniki ultradźwiękowej.

Część pierwsza — A poświęcona jest metodom generacji ultradźwięków (rozd. I), fizyce pola ultradźwiękowego (rozd. II) oraz metodom jego badania (rozd. III).

W części drugiej — B autor daje obszerny przegląd praktycznych zastosowań ultradźwięków w nauce i technice.

Rozdział IV poświęcony jest ultradźwiękowym metodom pomiarowym stosowanym w fizyce i różnych gałęziach techniki oraz czynnym zastosowaniom ultradźwięków w przemyśle chemicznym, hutniczym i metalurgii. W rozdziale V przedstawione są wyniki badań nad biologicznym działaniem ultradźwięków oraz rozpatrzone zasadnicze formy tego oddziaływania. Rozdział VI dotyczy zastosowań ultradźwięków w medycynie. Autor formułuje w nim zasady terapii ultradźwiękowej, dając jednocześnie przegląd konkretnych jej zastosowań we współczesnej medycynie.

Dwa ostatnie rozdziały opracowane zostały szczególnie obszernie w oparciu o dużą liczbę nowych pozycji naukowych — i z tego względu książka stanowi cenne uzupełnienie nawet tak poważnej monografii jak *Ultraschall* L. B e r g m a n n a.

Książka zakończona jest cyklem starannie wykonanych tablic zawierających ilustracje nowoczesnej aparatury ultradźwiękowej.

Ciekawy materiał, prosty styl i przejrzysty układ czynią z książki Herforth a i W i n t e r a wartościową lekturę, umożliwiającą czytelnikowi stosunkowo łatwe zapoznanie się z zasadniczą problematyką ultradźwiękową, stanowiącą dziś odrębną dziedzinę wiedzy. Dzięki tym walorom spełnić może ona również rolę podstawowego podręcznika z dziedziny ultradźwięków.

Bolesław Leśniak

Współpraca naukowa polsko-węgierska

W połowie maja br. przybyła do Warszawy delegacja węgierska w celu przeprowadzenia rozmów na temat polsko-węgierskiej współpracy w dziedzinie fizyki jądrowej i jej zastosowań. Szefem delegacji był prof. L. Janossy.

Goście węgierscy zwiedzili ośrodki Instytutu Badań Jądrowych w Swierku i w Warszawie na Żeraniu. W wyniku pertraktacji z delegacją polską, na czele której stał Pełnomocnik Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej min. W. Billig, podpisano protokół w sprawie wymiany osobowej w najbliższym okresie. Protokół przewiduje wyjazd kilku fizyków i techników polskich celem zapoznania się z interesującymi ich pracami prowadzonymi na Węgrzech, a również przyjazd do Polski kilku Węgrów w podobnym celu. Oczekuje się, że jesienią br. zostanie podpisana w Budapeszcie umowa w przedmiocie stałej współpracy polsko-węgierskiej w dziedzinie fizyki i techniki jądrowej.

W przeddzień wyjazdu delegacja węgierska podejmowana była przez min. Billiga obiadem w hotelu Bristol. Obecny był ambasador Węgierskiej Republiki Ludowej.

Osiemdziesiąta rocznica urodzin Edgara Meyera

5 marca br. Edgar Meyer, emerytowany profesor fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Zuryjskiego obchodził osiemdziesiątą rocznicę urodzin.

Urodzony w Bonn, studiował w Monachium i Berlinie, habilitował się w r. 1908 w Zurychu. W latach 1909—

1911 pracował jako zastępca profesora w Akwizgranie u Starka, w r. 1911 został powołany na katedrę fizyki teoretycznej w Tübingen, a od r. 1916 był profesorem fizyki doświadczalnej, Uniwersytetu Zuryjskiego. W r. 1949 przeszedł na emeryturę.

Jego pierwsze prace dotyczyły absorpcji ozonu w nadfiolecie, pochłaniania cząstek α , później (wspólnie z E. Regenerem) bada strukturę promieniowania γ . W latach 1913—1916 zajmuje się zjawiskiem fotoelektrycznym cząstek ultramikroskopowych, a następnie nadzwyczaj starannymi pomiarami potencjałów iskry. Wspólnie z R. Bärem prowadzi badania ultradźwięków.

Edgar Meyer, kierując przez wiele lat Zakładem Fizyki Doświadczalnej, stworzył tam nadzwyczaj poważną atmosferę pracy naukowej i tradycję wnikliwych dyskusji.

Siedemdziesięciopięciolate urodzin Piotra Debye

24 marca br. Peter Joseph Wilhelm Debye ukończył siedemdziesiąt pięć lat.

Urodzony w Maastricht w Holandii, studiował na Politechnice w Akwizgranie, gdzie uzyskał dyplom inżyniera elektryka. Sommerfeld, który wówczas wykładał w Akwizgranie, uderzony wielkimi zdolnościami Debye'a, zaprosił go na swego asystenta. Tak rozpoczęła się współpraca i przyjaźń tych dwóch znakomych fizyków. W r. 1906 Debye przynosi się wspólnie z Sommerfeldem do Monachium, gdzie w r. 1908 ogłasza dysertację *Cisnienie światła na kule*. W r. 1911 zostaje powołany na profesora do ETH w Zurychu, opar-

cowuje nowe ujęcie prawa promieniowania Plancka i tworzy teorię ciepła właściwego ciał stałych. W r. 1912 pracuje w Utrechcie nad teorią kinetyczną izolatorów. W latach 1913 — 1920 przebywa w Getyndze, gdzie pracuje nad równaniami stanu i teorią kwantów. Wspólnie z Sommerfeldem wyprowadza teorię normalnego efektu Zeemanna z modelu atomu Bohra-Sommerfelda. Pracuje nad takimi zagadnieniami, jak właściwości dielektryczne cząsteczek, trwałe dipole, dielektryczne zjawiska relaksacyjne, natura sił Van der Waalsa, wpływ drgań termicznych sieci krystalicznej na interferencje promieni X, kwantowe rozproszenie promieni X i promieni γ (zjawisko Comptona). Wspólnie z P. Scherrerem opracowuje teorię interferencji rentgenowskich w proszkach (pierścienie Debye-Scherrera), dyfrakcji rentgenowskiej w cieczach i ciałach amorficznych stałych.

W r. 1920 powraca do Zurychu. Wspólnie z E. Hückelem ogłasza teorię silnych elektrolitów. W latach 1927 — 1936 przenosi się do Lipska. Wspólnie z Searsem bada ugięcie światła na fali ultradźwiękowej.

W r. 1936 Debye otrzymuje Nagrodę Nobla z chemii.

W latach 1936 — 1940 przebywa w Berlinie, gdzie zajmuje się problemem osiągania najniższych temperatur przez adiabatyczne rozmagmiesowywanie.

Od 1940 r. przebywa na emigracji w Stanach Zjednoczonych. Pracuje w Cornell University (Ithaca) nad zagadnieniami fizyko-chemicznymi makrocząsteczek. W r. 1950 przechodzi na emeryturę.

Nowi członkowie Royal Society

Na zebraniu ogólnym w dniu 19 marca brytyjskie Towarzystwo Królewskie wybrało na swoich nowych członków następujących fizyków:

J. M. Cassels (Uniwersytet Liverpoolski), w uznaniu jego badań nad

fizyką jądrową wysokich energii przy pomocy akceleratorów cząstek,

W. C. Price (Uniwersytet Londyński, King's College), w uznaniu jego badań w dziedzinie spektroskopii,

A. S. A. L. A. M. (Uniwersytet Londyński, Imperial College of Science and Technology), w uznaniu jego wkładu w teorię cząstek elementarnych.

Odznaczenia fizyków niemieckich

Max Born (Göttingen), W. Heisenberg i C. F. von Weizsäcker (Hamburg) zostali odznaczeni Wielkimi Krzyżami Zasługi z Gwiazdą Federalnego Orderu Zasługi.

Max von Laue (Berlin) otrzymał obywatelstwo honorowe Berlina Zachodniego.

Doktorat honorowy dla Segré

Uniwersytet w Palermo nadał doktorat *honoris causa* prof. Emilio Segré, znakomitemu fizykowi włoskiemu, odkrywcy antynukleonów, który od szeregu lat przebywa w Stanach Zjednoczonych.

Nagroda dla Abrahama

Francuską Nagrodę za Badania Naukowe otrzymał w tym roku prof. Abraham, dyrektor Laboratorium Ciała Stałego i Rezonansu Magnetycznego francuskiej Komisji Energii Atomowej, „za opracowanie nowej zasady rezonansu jądrowego i opartego na niej magnetometru do pomiaru pola ziemskiego”.

Magnetometr Abraham oparty jest na rezonansie protonowym, przy czym wzrost magnetyzmu jądrowego jest osiągany w sposób ciągły. Pozwala on na pomiar wartości bezwzględnej wektora pola magnetycznego (dotychczasowe aparaty pozwalały jedynie na pomiar składowej w kierunku związanym z aparaturą). Przy pomocy tego magnetometru można mierzyć bardzo

słabe pola, na przykład pole magnetyczne ziemskie.

Uroczystego wręczenia nagrody dokonał Generał de Gaulle w obecności Ministra Badań Naukowych — Jacquino, Ministra Oświaty — Berthoin i Wysokiego Komisarza Energii Atomowej — Francis Perrin.

Research Corporation Award

Nagrodę *Research Corporation* za rok 1958, wynoszą 2500 dolarów, otrzymała pani Chien-Shiung Wu za „zasadniczy wkład w badania, które w ciągu ostatnich dziesięciu lat prowadziły do zrozumienia rozpadu β i słabych oddziaływań, a w szczególności za pierwsze wyraźne wykazanie doświadczalnie, poprzez rozpad β zorientowanych jąder, pogwałcenia zasady zachowania parzystości, przez długi czas uważanej za podstawowe prawo natury”.

Jak wiadomo, eksperyment, który pani Wu przeprowadziła w r. 1956 w Laboratorium Niskich Temperatur Narodowego Biura Wzorców w Waszyngtonie, w pełni potwierdził wyniki pracy teoretycznej Yanga i Lee, za którą otrzymali w r. 1957 Nagrodę Nobla.

Dwa pomniki Plancka

W Kilonii wzniesiono pomnik ku czci Maxa Plancka, na pomniku tym wryto

$$h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec}.$$

Napis na nagrobku Plancka w Getyndze brzmi

$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ W} \cdot \text{sec}^2.$$

Fizycy niemieccy odróżniają te dwa pomniki nie według lokalizacji geograficznej, ale jako „pomnik cgs” i „pomnik mks”.

Centrum Badań Jądrowych w Grenoble

Przed dwoma laty rozpoczęto prace przy budowie nowego francuskiego ośrodka badań jądrowych w Grenoble — *Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble*. 26 stycznia br. odbyło się uroczyste otwarcie tego ośrodka, którego dyrektorem został prof. L. Néel.

Francuska Komisja Energii Atomowej, wybierając Grenoble na miejsce nowego Centrum kierowała się przede wszystkim tym, że w Uniwersytecie w Grenoble znajduje się duża grupa naukowców jak najbardziej kompetentnych w dziedzinach zainteresowanych rozwojem zastosowań energii jądrowej. Zakłady uniwersyteckie, a w szczególności Laboratorium Elektrostatyki i Fizyki Metali, kierowane przez prof. L. Néela, zapewniły Centrum Badań Jądrowych swoją współpracę. Powstała Rada Naukowa, w skład której weszło 6 przedstawicieli Centrum Badań Jądrowych i 6 profesorów Uniwersytetu.

Rada wydaje opinie o planach badań, które chce przeprowadzać w Grenoble Wysoki Komisarz Energii Atomowej, oraz proponuje uwzględnienie w planie tematów przez siebie wskazanych.

Innym czynnikiem, który wpłynął na wybór Grenoble, jest sąsiedztwo, w okręgu alpejskim, wielkiego przemysłu zainteresowanego w rozwoju przemysłowych zastosowań energii jądrowej. Wzięto również pod uwagę możliwość wycieczek niedzielnych w góry i łatwości w korzystaniu ze sportów zimowych.

Centrum Badań Jądrowych w Grenoble ma za zadanie prowadzenie badań naukowych w dziedzinach wyznaczonych przez Wysokiego Komisarza oraz uzupełnianie niektórych badań technicznych prowadzonych w Saclay. W ten sposób więc Centrum bierze udział w kształceniu naukowców i techników.

Centrum Badań Jądrowych w Grenoble podzielone jest na poszczególne laboratoria, na czele których stoją inżynierowie, ale których kierownictwo naukowe powierzono pracownikom Uniwersytetu.

Zadaniem Laboratorium Fizyki Ciała Stałego będą badania zmian właściwości fizycznych ciał stałych pod działaniem promieniowań jądrowych. Stosowane będą tu najbardziej wysubtelnione techniki, wypracowane w Laboratorium Elektrostatyki i Fizyki Metali Uniwersytetu. Korzystać się będzie z reaktora i akceleratorów. Przewidywane są badania w zakresie temperatur od 20 °K do 900 °K. Zasadniczym celem są badania mechanizmu powstawania defektów w kryształach. Badania te prowadzone będą przy współpracy Laboratorium Niskich Temperatur, Laboratorium Dyfrakcji Neutronów i Laboratorium Rezonansu Magnetycznego.

W dziale chemicznym przewidziane są laboratoria chemii radiacyjnej i chemii ciała stałego.

Laboratorium Przejść Ciepłych kierowane będzie przez prof. Krawczenko, dyrektora Instytutu Mechaniki Cieczy uniwersytetu. Głównym zadaniem będzie tu opracowywanie problemu chłodzenia reaktora cieciami, a w szczególności wodą.

Laboratorium Fizyki Jądrowej współpracuje ściśle ze swoim odpowiednikiem w Uniwersytecie, w szczególności w zakresie spektroskopii jądrowej niskich energii oraz w zagadnieniach kształcenia kadr.

Kwestiami elektroniki zajmuje się wspólne dla całego Centrum — Laboratorium Elektroniki.

Centrum Badań Jądrowych w Grenoble wyposażone jest w reaktor *Mé-lusine*, nazwę swą zawdzięczający wodnemu duszkowi, który według miejscowej legendy nawiedza jaskinie Sassenage w pobliżu Grenoble. Jest to

reaktor typu basenowego z paliwem wzbogaconym do 20%, o mocy 1200 kW, dający strumień neutronów 10^{13} n/cm²/sec. Basen podzielony jest na trzy przedziały, z których dwa zewnętrzne odpowiadają dwóm pozycjom pracy reaktora. Pierwsza z nich daje dostęp do 5 kanałów radialnych i jednego poprzecznego, druga jest przeznaczona do doświadczeń z cieczami chłodzącymi.

Program akceleratorowy obejmuje jeden generator szybkich neutronów oraz cztery akceleratory elektrostatyczne charakteryzujące się dużymi natężeniami prądu — dwa jonowe (1,4 MeV, 4 mA i 600 kV, 2 mA) i dwa elektronowe (1,2 MeV, 1 mA i 600 kV, 2 mA).

Centrum rozporządza terenem 102 ha w rozwidleniu rzek Isère i Drac. Dotychczas zabudowano 25 ha. 1 stycznia br. było zatrudnionych w Centrum 300 osób, program rozbudowy przewiduje na koniec 1961 r. 800 pracowników.

Fizycy w służbie dyplomatycznej

Ostatnio amerykański Departament Stanu mianował doradców naukowych przy ambasadach Stanów Zjednoczonych w Londynie, Paryżu, Rzymie, Sztokholmie, Bonn i Tokio. Wśród nich znajduje się trzech fizyków: Londyn — T. H. Osgood, dziekan Szkoły Studiów Podyplomowych w Michigan State University i redaktor *American Journal of Physics*, Rzym — W. Ramberg, kierownik Wydziału Mechaniki Narodowego Biura Wzorców, Sztokholm — J. E. Mack, profesor fizyki na Uniwersytecie Wisconsin.

Lise Meitner w USA

Prof. Lise Meitner, członek szwedzkiej Komisji Energii Atomowej, od-

wiedziła w kwietniu i maju br. Stany Zjednoczone. Na zaproszenie *Bryn Mawr College* w Pensylwanii wygłosiła cykl referatów naukowych oraz dwa odczyty popularne: o historii promieniotwórczości i fizyki jądrowej oraz swoich osobistych obserwacjach na temat zaszyłych w ciągu jej życia zmian w sytuacji kobiety pracującej zawodowo.

Lise Meitner ukończyła niedawno osiemdziesiąt lat.

Rektorzy niemieccy przeciw uniwersytetowi europejskiemu

Organizacja Euratom ma w swoich planach stworzenie międzynarodowego uniwersytetu europejskiego. Projektowi temu sprzeciwiło się zebranie rektorów uniwersytetów zachodniorniemieckich, które odbyło się w Kolonii. Ich zdaniem plany Euratomu dotyczyć powinny jedynie instytutu naukowo-badawczego ze statusem uniwersyteckim, wyposażonego w aparaturę zbyt kosztowną dla poszczególnych państw.

Niezadowoleni Duńczycy

Roczny raport duńskiej Komisji Energii Atomowej stwierdza, że budowa ośrodka badawczego w Ris postępuje zgodnie z planem. Pierwszy reaktor DR.1 jest już czynny. DR.3 — reaktor typu Pluto, zakupiony w Wielkiej Brytanii, jest w stadium konstrukcji. Natomiast z reaktorem DR.2, dostarczanym przez Stany Zjednoczone, Duńczycy mają poważne kłopoty. Najpierw okazało się, że pojemnik reaktora nie nadaje się do użytku i firmy duńskie musiały zbudować nowy. Ostatnio zaś stwierdzono, że 16 spośród 20 grafitowych elementów reflektorowych przysyłanych z USA jest wadliwych.

Reaktor badawczy w NRD

Pierwszy reaktor badawczy w Centralnym Instytucie Badań Jądrowych w Rosendorf (NRD) osiągnął planowaną moc 2 MW.

Reaktor węgierski

Pierwszy na Węgrzech doświadczalny reaktor jądrowy osiągnął stan krytyczny 25 marca br. Ten mały reaktor o mocy 2 MW i instalacji całkowicie automatycznej ulokowany jest w górach Buda, pod Budapesztem. Autorem projektu ogólnego oraz dostawcą większej części instalacji jest ZSRR, natomiast 5 węgierskich instytutów naukowych i naukowo-technicznych opracowało wspólnie ostateczny projekt wykonawczy. W konstrukcji reaktora wzięło udział 30 firm i zakładów węgierskich. Reaktor ten ma służyć przede wszystkim jako narzędzie prac badawczych oraz do szkolenia specjalistów. Wytwarzane izotopy stosowane będą w instytutach naukowych oraz w medycynie i w przemyśle. Dotychczas Węgry sprowadzać musiały izotopy promieniotwórcze — głównie z ZSRR.

Uzyskane w pracy z tym reaktorem doświadczenia będą mogły być wykorzystane przy budowie siłowni na Węgrzech.

Reaktor pulsujący

W Centrum Badań Reaktorowych Amerykańskiej Komisji Energii Atomowej w Idaho Falls 23 lutego br. osiągnął stan krytyczny reaktor do badań wpływu najwyższych temperatur na elementy paliwowe szybkiego reaktora. Reaktor, opracowany przez *Argonne National Laboratory*, może wytwarzać krótkotrwałe, o wielkim natężeniu, impulsy energii jądrowej, nie ulegając przy tym uszkodzeniu. Paliwem jest tu tlenek uranu jednorodnie rozprzestrzeniony w graficie. Grafit

spowalnia neutrony wytworzone przy rozszczepieniu atomów uranu, zapewniając tym kontynuację reakcji łańcuchowej. Wielka ilość ciepła powstająca w paliwie przy rozszczepieniu przechodzi natychmiast do grafitu, który absorbuje wytworzoną energię. Grafit ogrzewając się zmniejsza swą zdolność spowalniania neutronów, zmniejsza się więc ilość neutronów mogących wywołać rozszczepienie. Tak więc reaktor samoczynnie reguluje wytwarzaną energię.

Naukowcy amerykańscy lingwistami?

Niedawno amerykańska Narodowa Fundacja Naukowa przeprowadziła ankietę wśród naukowców amerykańskich co do znajomości języków obcych. Spośród 127 000 zapytywanych osób (co stanowi przypuszczalnie więcej niż połowę wszystkich amerykańskich pracowników naukowych) 97 000 osób zna co najmniej jeden język obcy. Najbardziej powszechnie znanym językiem jest niemiecki, na drugim miejscu stoi francuski. Rosyjski zna jeden naukowiec na 50, a chiński — jeden na 100.

System dziesiętny w Grecji

Zgodnie z ustawą z r. 1957 w Grecji ma być wprowadzony system dziesiętny, który zastąpi dotychczas używany turecki system miar i wag. Od 1 czerwca br. obowiązującą jednostką długości będzie metr, a jednostką masy — kilogram.

Produkcja uranu w NRD

Roczna produkcja uranu w Niemieckiej Republice Demokratycznej wynosi 200 ton tlenku uranu.

Rada Energii Atomowej w Indonezji

W Indonezji została powołana Rada Energii Atomowej, która ma być organem doradczym rządu w sprawach związanych z rozwojem energii jądrowej. Wkrótce ma powstać tam również instytut energii jądrowej, nastawiony przede wszystkim na badania rodzimych minerałów promieniotwórczych, opracowywanie zastosowań izotopów w medycynie, rolnictwie i przemyśle oraz na kształcenie specjalistów.

Wnioski Komisji SUN Międzynarodowej Unii Fizycznej

W związku ze zbliżającym się terminem Walnego Zgromadzenia Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (Ottawa, wrzesień 1960) Komisja Symboli, Jednostek i Słownictwa (SUN — *Symbols Unites & Nomenclature*) przygotowała szereg nowych zaleceń, które mają być przedłożone Walnemu Zgromadzeniu do zatwierdzenia. Wnioski Komisji SUN zostały rozesłane Komitetom Narodowym Unii celem zasięgnięcia ich opinii (Doc. SUN 59 — 4). Komisja SUN postawiła sobie za zadanie kodyfikację zaleceń przyjętych przez poprzednie Walne Zgromadzenia Unii, uzgodnienie w miarę możliwości oznaczeń symboli i słownictwa z przyjętymi przez inne organizacje międzynarodowe oraz wprowadzenie nowych zaleceń, które podajemy poniżej:

Sekcja 1 — Wielkości fizyczne

Symbolami wielkości fizycznych winny być pojedyncze litery alfabetu łacińskiego lub greckiego z (względnie bez) wskaźnikami górnymi, dolnymi, kreskami i innymi.

U w a g a: wyjątkiem od tej reguły są symbole dwuliterowe, których czasem używa się dla przedstawienia bezwymiarowych kombinacji wielkości fi-

zycznych. Jeśli taki symbol dwuliterowy występuje jako czynnik w mnożeniu, zaleca się oddzielić ten symbol od innych symboli kropką, nawiasem lub odstępem.

Iloczyn dwóch wielkości fizycznych można zapisać w jeden ze wskazanych sposobów:

$$ab \quad a b \quad a \cdot b \quad a \cdot b \quad a \times b$$

Dzielenie jednej wielkości przez drugą można zapisać w jeden ze wskazanych sposobów:

$$\frac{a}{b} \quad a/b \quad a b^{-1}$$

lub w inny sposób przez napisanie iloczynu a i b^{-1} .

Te sposoby postępowania można rozciągnąć na przypadki, gdy jedna z wielkości lub obie są iloczynami, ilorazami, sumami lub różnicami innych wielkości. W razie potrzeby należy używać nawiasów zgodnie z zasadami matematyki.

Sekcja 2 — Symbole wielkości fizycznych

Fizyka Atomowa i Fizyka Jądrowa

promień Bohra $a_0 = \hbar^2/m_e^2$	a_0
stała subtelnej struktury $\alpha = e^2/\hbar c$	α
nadwyżka neutronów w jądrze	
$I = N - P$	I
nadwyżka masy	Δ
względny niedobór masy (<i>packing fraction</i>)	f
promień jądra $R = r_0 A^{1/3}$	R
magneton jądrowy $\mu_N = e\hbar/2m_p$	μ_N
współczynnik Landé $g = \mu/I \mu_N$	g
współczynnik giromagnetyczny $\gamma = \mu/I\hbar$	γ
$= g(\mu_N/\hbar)$	
częstość Larmorowska $\omega_L = g \mu_N B/\hbar$	ω_L
szerokość poziomu	Γ
średni czas życia	τ
energia reakcji jądrowej	Q
przekrój czynny	σ
makroskopowy przekrój czynny $\Sigma = n\sigma$	Σ
parametr zderzenia	b
kąt rozproszenia	$\vartheta, \Theta, \varphi$

współczynnik konwersji wewnętrznej	α
energia rozpadu	Q
okres połowicznego zaniku	$T_{1/2}$
stała rozpadu	λ
aktywność	A
comptonowska długość fali $\lambda = \hbar/mc$	λ_C
promień elektronu $r_e = e^2/mc^2$	r_e
przekrój czynny na rozproszenie thomsonowskie	σ_T
liniowy współczynnik pochłaniania	μ_l
atomowy współczynnik pochłaniania	μ_a
masowy współczynnik pochłaniania	μ_m
liniowa zdolność hamowania	S_l
atomowa zdolność hamowania	S_a
zasięg liniowy	R_l
współczynnik rekombinacji	A

Chemia Fizyczna i Fizyka Cząsteczkowa Ilość substancji

ilość substancji	ν, n^*
masa molowa	M
stężenie molowe składnika B	c_B
molowa zawartość względna składnika B	x_B, X_B
masowa zawartość względna składnika B	w_B
objętościowa zawartość względna składnika B	φ_B
stosunek molowy w roztworze	r
molarność roztworu	m
potencjał chemiczny	μ
aktywność bezwzględna składnika B (liczba niemianowana)	λ_B
aktywność względna	a_B
współczynnik aktywności	γ_B
ciśnienie osmotyczne	Π
współczynnik osmotyczny	ϑ, φ
liczba stechiometryczna cząstek B	ν_B
powinowactwo	A
stała równowagi	K

*) ν zaleca się w fizyce, n — w chemii

masa cząsteczkowa	m	logarytm naturalny x	$\ln x$
parametr zasięgu cząsteczkowego	σ	logarytm dziesiętny x	$\lg x$
energia oddziaływania międzycząsteczkowego	φ_{ij}, V_{ij}	logarytm x o podstawie 2	$\log_2 x, \text{lb } x,$
moment dipolowy cząsteczki	p, μ	granica $f(x)$	$\lim f(x)$
polaryzowalność cząsteczki	α, γ	suma	Σ
współczynnik dyfuzji	D	iloczyn	Π
współczynnik termodyfuzji	D_T	różniczka zupełna $f(x,y)$	df
stosunek termodyfuzji	K_T	funkcja x	$f(x), f(x)$
czynnik termodyfuzji	α_T	jednostka urojona ($i^2 = -1$)	i, j
liczba ładunków jonu	z	argument z ($z = z \exp(i \arg z)$)	$\arg z$
stała Faradaya	F	transpozycja macierzy $A: (\tilde{A}_{ij} = A_{ji})$	\tilde{A}

Sekcja 5 — Liczby i cyfry

Wprowadza się dodatkowe zalecenie: dzielenie jednej cyfry lub liczby przez drugą cyfrę lub liczbę można oznaczać następująco:

$$\frac{136}{273,15} \quad 136/273,15$$

lub zapisywać to jako iloczyn licznika przez mianownik w potęgze minus jeden, w tym jednak przypadku mianownik należy ująć w nawias.

Sekcja 6 — Symbole matematyczne

w przybliżeniu równy	\approx
asymptotycznie równy	$\sim \simeq$
proporcjonalny	$\propto \sim$
plus	$+$
minus	$-$
a mnożone przez b	$a \cdot b \quad a \times b$
a dzielone przez b	$a/b \quad \frac{a}{b}$
nie równy	$\neq \neq$
identycznie równy	\equiv
większy od	$>$
mniejszy od	$<$
dużo większy od	\gg
dużo mniejszy od	\ll
większy lub równy	$\geq \geq \supseteq$
mniejszy lub równy	$\leq \leq \supseteq$
a podniesione do potęgi n	$a^n \quad a^{\frac{1}{n}}$
pierwiastek kwadratowy z a	$\sqrt{a} \quad \sqrt[2]{a}$
średnia wartość a	$\bar{a} \quad \langle a \rangle$
logarytm x o podstawie a	$\log_a x$

Sekcja 8 — Stany kwantowe

Symbole literowe przypisane liczbom kwantowym związanym z momentem pędu winny być następujące:

0	S, s	4	G, g	8	L, l
1	P, p	5	H, h	9	M, m
2	D, d	6	I, i	10	N, n
3	F, f	7	K, k	11	O, o

Sekcja 9 — Słownictwo i inne

Użycie słowa „właściwy”

Słowo „właściwy” w angielskich nazwach wielkości fizycznych powinno być ograniczone do znaczenia „na jednostkę masy”. Przykłady:

objętość właściwa
energia właściwa
pojemność cieplna właściwa
objętość na jednostkę masy
energia na jednostkę masy
pojemność cieplna na jednostkę masy

Oznaczenia w słabych sprzężeniach

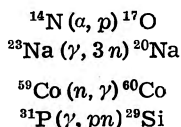
S sprzężenie skalarne
V sprzężenie wektorowe
T sprzężenie tensorowe
A sprzężenie wektora osiowego
P sprzężenie pseudoskalarne

Oznaczenia w reakcjach jądrowych

Znaczenie symbolicznego zapisu reakcji jądrowej powinno być następujące:

jądro początkowe (cząstka wchodząca lub kwanty, cząstka wychodząca lub kwanty), produkt.

Przykłady:



Charakter przejść

Wielobiegunowość przejść:
 elektryczny względnie magnetyczny
 biegun E0 wzgl. M0,
 elektryczny względnie magnetyczny
 dipol E1 wzgl. M1,
 elektryczny względnie magnetyczny
 kwadrupol E2 wzgl. M2,
 elektryczny względnie magnetyczny
 octupol E3 wzgl. M3,
 elektryczny względnie magnetyczny
 2ⁿ-pol E_n wzgl. M_n.

Prasa donosi

W jednym z numerów *Kuriera Polskiego* z kwietnia br. czytamy:

„200-tonowy elektromagnes do badania promieni kosmicznych” (Inf. wł.). W znanym na całym świecie laboratorium naukowym w górach Armenii montuje się obecnie nowy gigantyczny elektromagnes o wadze 200 ton, jeden z największych na świecie, jakich używa się do pomiarów promieni kosmicznych.

Między biegunami magnesu zainstalowanych będzie 800 liczników do rejestracji cząstek kosmicznych i do badania sposobu, w jaki one wzajemnie na siebie oddziałują.

Laboratorium w górach Armenii położone jest na wys. 3 tys. metrów. Odkryto tu po raz pierwszy tzw. mezony, czyli cząsteczki żyjące milionowe części sekundy. Wykrycie mezonów zajęło uczonym 5 lat żmudnej pracy.”

W innym numerze tego samego dziennika ukazała się następująca wiadomość:

„Jaka jest konstrukcja atomu?”

„(Inf. wł.). W Nowojorskiej Akademii Nauk odbyło się sympozjum uczo-

nych, poświęcone dyskusji nad budową atomu. Podczas tej konferencji zabierali głos najwybitniejsi chemicy amerykańscy.

Dr John J. Grebe przedstawił teorię konstrukcji atomu, która — zdaniem współczesnych fizyków — ma najwięcej cech prawdopodobieństwa. Otóż — zdaniem dr Grebe, zarówno jądro atomu jak i 29 dotychczas znanych innych jego części — składają się z „kuleczek” energii, które „pozostają w stosunku do siebie w pewnych układach geometrycznych”.

W jaki sposób powstają owe „kuleczki energii”, z których zbudowane są poszczególne części atomu? Na to pytanie odpowiedział inny uczony amerykański, prof. Harold Heigh-ton — twierdząc, iż powstają one z „pewnych wartości fizycznych, pozbawionych masy, które — podobnie jak fotony — poruszają się z szybkością światła”. Prof. Heigh-ton nazwał swój pogląd teorią elektromagnetycznego obrazu materii”.

27 kwietnia br. *Kurier Polski* pisze: „Schwymano „gościa z zaświatów” o energii rzędu miliardów elektrowoltów”

„(Inf. wł.) W tych dniach — uczonym amerykańskim z Instytutu Technologii w Massachusetts udało się zarejestrować „przybycie” niezwykłego „gościa z zaświatów”. Astrofizycy podają obecnie skrupulatnej analizie wymienione zjawisko. Są oni skłonni przypuszczać, że była to jakaś część jądra atomu, pochodząca z Drogi Mlecznej. Był to równocześnie wypadek najsilniejszego „nawiedzenia Ziemi” kiedykolwiek przez cząstkę kosmiczną o tak wielkiej energii, wynoszącej 10×1 miliard do drugiej potęgi elektrowoltów.

Atmosfera naszego globu jest stale „bombardowana” — z częstotliwością wielu miliardów razy na sekundę tego rodzaju ładunkami elektrycznymi. Są to tzw. popularnie „promienie kosmiczne”. Powstają one na skutek wyrzucenia atomów w przestrzeń kosmi-

czną podczas eksplozji na gwiazdach. Atomy te ulegają następnie przyspieszeniu wskutek znalezienia się w polu magnetycznym tak potężnego, naturalnego ekceleratora, jakim jest nasza Galaktyka.

Dr Bruno Rossi, profesor fizyki w Instytucie Technologii w Massachusetts, dowodzi obecnie, iż tak wielką energię mógł posiadać jedynie atom wodoru pozbawiony elektronów, nie zaś jądro atomu jakiegoś cięższego pierwiastka. Dowód ten prowadzi więc do stwierdzenia że ów „ładunek energii” nie oderwał się od Drogi Mlecznej, lecz wybiegł z jakichś dalszych nieznanych nam „światów”.

Jego pochodzenie pozostało na razie zagadką”.

Jeszcze większą zagadką jest, jakie są źródła informacji własnych *Kuriera Polskiego*.

Journal of Nuclear Materials

North-Holland Publishing Company przystąpiła do wydawania trzeciego już czasopisma z dziedziny zagadnień jądrowych — kwartalnika *Journal of Nuclear Materials — Journal des Matériaux Nucleaires*. Pismo zawierać będzie prace oryginalne, listy do redakcji, artykuły przeglądowe, krótkie notatki o ostatnich postępach w dziedzinie fizyki jądrowej oraz recenzje książek.

Artykuły publikowane będą w jednym z trzech języków: angielskim, francuskim lub niemieckim ze streszczeniami w pozostałych dwóch językach.

Redaktorami *Journal of Nuclear Materials* są: R. W. Cahn (Department of Metallurgy, University of Birmingham), J. P. Howe (Atomic International, Cagona Park, California) i P. Lacombe (Centre de Recherches Métallurgiques de l'École des Mines, Paryż).

O. Richardson (1879—1959)

Znakomity fizyk angielski Sir Owen Richardson zmarł 15 lutego br.

Owen Williams Richardson urodził się w Dewsbury (Yorkshire) w r. 1879, kształcił się w Trinity College w Cambridge. Należał do grona uczniów sir J. J. Thomsona. Jego pierwsze prace w Cavendish Laboratory dotyczyły zależności temperaturowych elektronowego prądu nasycenia z gorącej spirali platynowej. Wychoząc z teorii kinetycznej wyjaśnił obserwowane zjawiska przyjmując, że elektrony przewodnictwa parują przez barierę potencjału na powierzchni metalu. W ten sposób otrzymał wyrażenie $i = AT^{1/2} e^{-b/T}$, które niezależnie od niego, J. J. Thomson i H. A. Wilson wyprowadzili na podstawie rozważań termodynamicznych.

W ciągu pierwszych piętnastu lat swojej kariery naukowej Richardson zajmował się przede wszystkim emisją termojonową, walcząc z ogromnymi wówczas trudnościami technicznymi otrzymania dostatecznie wysokiej próżni i oczyszczania materiałów. Wspólnie z H. A. Wilsonem doprowadził ujęcie prawa emisji termojonowej do obecnej postaci: $i = AT^2 e^{-b/T}$. Pojęcie gazu elektronowego elektronów przewodnictwa zostało później zmodyfikowane przez statystykę Fermi-Diraca i mechanikę falową, jednak Prawo Richardsona pozostaje nadal w swojej mocy. Za prace nad emisją termojonową otrzymał Richardson w r. 1928 Nagrodę Nobla.

W r. 1906 Richardson został powołany na katedrę fizyki w Princeton University. Zajmuje się tam dosyć różnorodnymi zagadnieniami. Ogłasza prace o przesunięciu ciśnieniowym linii widmowych, o zjawisku giromagnetycznym, o stosunku ładunku do masy jonów dodatnich, o rozkładzie energii elektronów emitowanych przez ciała gorące (wspólnie z F. C. Brownem), o odbiciu powolnych elektronów od po-

wierzchni metalu, o grawitacji, o teorii dyspersji, o teorii kontaktowej siły elektromotorycznej, o termoelektryczności i zjawisku fotoelektrycznym, o zjawiskach ogrzewania i ochłodzenia towarzyszących absorpcji i emisji termojonowej (wspólnie z W. L. Cooke'iem). Razem z K. T. Comptonem uczynił wielki wkład w doświadczalne potwierdzenie prawa Einsteina zjawiska fotoelektrycznego. Poczynił pierwsze obserwacje wtórnych elektronów emitowanych przy zderzeniach jonów dodatnich, badał asymetryczny rozkład elektronów wytwarzanych przez promienie X przechodzące prostopadle przez płytki metalowe.

W r. 1914 Richardson powrócił do Anglii i objął katedrę fizyki w King's College w Londynie. W tym czasie pisał doskonały podręcznik — *Elektronowa teoria materii*. Prowadzi badania absolutnej wydajności zjawiska fotoelektry-

cznego, przewodnictwa metali, reakcji fotochemicznych. W r. 1916 rozpoczyna serię prac z dziedziny spektroskopii, najpierw wspólnie z C. B. Bazzonim, później z T. Tanaka, T. B. Rymere, P. M. Davidsonem i innymi. Wielkie znaczenie mają jego badania widma cząsteczkowego wodoru, które prowadził aż do r. 1953. Należy również wspomnieć badania widm długofalowych promieni X (prowadzone wspólnie z państwem Chalklin) oraz odbicia bardzo powolnych elektronów od miedzi (wspólnie z Ireną Gimpel).

Richardson był Doktorem *honoris causa* Uniwersytetów w Leeds, w St. Andrews i w Londynie. W r. 1939 otrzymał tytuł rycerski. W latach 1926 — 1928 był prezesem brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego. Był członkiem Towarzystwa Królewskiego.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁŃSKI
 czł. koresp. PAN
Wiceprzewodniczący
Prof. dr LUDWIK NATANSON
 Sekretarz
Doc. WANDA HANUSOWA
 Skarbnik
Z-ca prof. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
 Członek Zarządu
Prof. dr JERZY RAYSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI
Głitwice — Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI
Kraków — Doc. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr EDMUND KARASKIEWICZ
Szczecin — Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI
Toruń — Prof. dr JERZY RAYSKI
Warszawa — Prof. dr JÓZEF ROLIŃSKI
Wrocław — Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

T R E Ś C

N. B o h r — Fizyka kwantowa a filozofia	385
R. S o s n o w s k i — Przegląd doświadczeń stwierdzających niezmienniczość przemiany β względem inwersji czasu	395
Z. B i a ł y n i c k a - B i r u l a — Związki dyspersyjne w kwantowej teorii pola	408
J. Ż y l i c z — Badania elektronów wewnętrznej konwersji	425
N. B o h r — Dyskusja z Einsteinem o teoriopoznawczych problemach fizyki atomowej	445
L. K a s i ń s k i — Pewne zagadnienia fizyczne związane ze sztucznymi satelitami Ziemi	463

R E C E N Z J E

E. C u r i e — „Maria Curie” (S. S z p i k o w s k i)	479
N. B o h r — „Atomphysik und menschliche Erkenntnis” (J. R a y s k i)	480
D. J. H u g h e s — „Neutrony reaktorowe” (J. T u r k i e w i c z)	481
L. H e r f o r t h i H. M. W i n t e r — „Ultraschall” (B. L e ś n i a k)	482

K R O N I K A	483
-------------------------	-----

ERRATA

- J. Żylicz, Tom X, z. 4, str. 435, artykuł pt.: „*Badania elektronów wewnętrznej konwersji*“. Str. 436, trzeci i czwarty wiersz od dołu, punkt 3 powinien brzmieć: „Szybkość liczenia podzielona przez

$$E \left[1 + \frac{1}{1 + \frac{E}{511}} \right]$$

(E — energia kinetyczna elektronów wyrażona w keV) w funkcji E , tzn. rozkład energetyczny“.

- J. Smorodinski, Tom X, z. 5, str. 503, artykuł pt.: „*Współczesny stan teorii rozpadu β* “
cz. I.

We wzorze (5.14) przed drugim członem ma być znak minus, który pojawia się ze względu na komutację γ_5 z γ_4 wchodzącymi w funkcję $\bar{\psi}$

Wzór (5.15) zamiast: $T\gamma_5 T^{-1} = \gamma_5^T$, ma być: $T\gamma_5 T^{-1} = -\gamma_5^T$

Wzór (5.16) zamiast: $C\gamma_5 C^{-1} = -\gamma_5^T$ ma być: $C\gamma_5 C^{-1} = \gamma_5^T$

- J. Smorodinski, Tom X, z. 6, str. 599, artykuł pt.: „*Współczesny stan teorii rozpadu β* “
cz. II.

We wzorach: (8.23), (8.26) i (8.29) przed nawiasem powinien być współczynnik 2.

We wzorze (11.8) zamiast: 1,400, ma być: 1,410.