

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

KATEDRA FIZYKI  
UNIWERSYTETU  
LUBLA  
Lublin, ul. Nowotki Nr 8

PTF

BIBLIOTEKA P.A.C.S.

Filiz - Nowotki 8

TOM XV

ZESZYT 6

---

1964

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)  
*Członkowie Redakcji* — Antoni Bajorek (Kraków), Lubomir Gąbła (Kraków),  
Andrzej Kisiel (Kraków)

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XV, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1964

Geoffrey F. Chew, Murray Gell-Mann  
i Arthur H. Rosenfeld

## Cząstki silnie oddziaływające \*

Zaledwie pięć lat temu można było sporządzić skromną listę 30 cząstek subatomowych, zwanych wówczas bez żadnych złych przeczuć elementarnymi. Od tego czasu odkryto 60 do 70 podobnych obiektów i stało się oczywiste, że nie można do wszystkich stosować przymiotnika „elementarny“. Dlatego starannie opuściliśmy ten przymiotnik w tytule. Obecnie wśród fizyków rozpowszechnione jest mniemanie, że żadna z cząstek, o których tu będzie mowa, nie zasługuje na miano elementarnej.

To, co dzieje się obecnie, nieraz już zdarzało się w fizyce: stary sposób patrzenia na zjawiska, odpowiedni gdy chodziło o dostrzeganie prawidłowości wśród względnie nielicznych faktów doświadczalnych, stawał się uciążliwy i nieodpowiedni, gdy wzrosła liczba i zakres obserwacji. Tak było z ptolemejskimi epicykloidami opisującymi ruchy planet. Podobnie też stało się na początku obecnego stulecia, gdy spektroskopisci, badając światło emitowane przez wzbudzone atomy, ujrzeli mnóstwo dyskretnych długości fal, które były całkowicie sprzeczne z długościami przepowiadanymi przez elektrodynamikę klasyczną. Nagromadzili oni wówczas tak wiele informacji doświadczalnych wraz z „regułami wyboru“ rządzącymi stanami wzbudzonych atomów, że umożliwiło to wreszcie w r. 1926 Wernerowi Heisenbergowi, Erwinowi Schrödingerowi i innym sformułowanie nowej mechaniki — mechaniki kwantowej — która mogła przewidzieć większość zjawisk atomowych i drobinowych.

Podobna sytuacja istnieje być może i dziś w fizyce cząstek. Wielka myśl jednocząca fakty, jak to kiedyś zrobiła mechanika kwantowa, nie pojawiła się jeszcze, lecz dane doświadczalne zaczynają się układać zgodnie z uderzającymi i częściowo przewidywalnymi prawidłowościami. Co można powiedzieć dla podsumowania dużej ilości informacji dostępnych o cząstkach?

Przed wszystkim mamy wyraźną różnicę między cząstkami silnie oddziaływającymi, jak proton i neutron, a pozostałymi. Neutron i proton oddziałują, jak wiadomo, przez silne, krótkozasięgowe siły jądrowe, które mogą wiązać te cząstki w jądra atomowe. Wszystkie obecnie znane cząstki uczestniczą

\* Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w *Scientific American*, 210, (1964). Reprinted with permission. Copyright (c) 1964 by Scientific American, Inc. All rights reserved.



w silnych oddziaływaniach poza fotonem (cząstką występującą w świetle i innych promieniowaniach elektromagnetycznych) i czterema cząstkami zwanymi leptonami: elektronem, mionem (cząstką  $\mu$ ) i dwoma rodzajami neutrina.

Inną uderzającą cechą cząstek silnie oddziaływających jest to, że żadna z nich nie ma małej masy spoczynkowej. Masa spoczynkowa to masa, którą posiada cząstka w spoczynku: jest to najmniejsza masa, jaką może mieć cząstka. Częściej wyraża się ją obecnie w równoważnych jednostkach energii, a nie, jak czyniono dawniej, w jednostkach masy elektronu. Najlżejszą cząstką silnie oddziaływającą jest pion (mezon  $\pi$ ), który ma masę równoważną energii około 137 milionów elektronowoltów (MeV). Natomiast masa elektronu wynosi około 0,5 MeV, zaś masy fotonu i neutrin są uważane za równe zero.

Trzecia uwaga ogólna: ostatni zalew nowych cząstek dotyczy niemal wyłącznie cząstek silnie oddziaływających. Choć zalew ten był niespodzianką dla fizyków, to jednak sytuacja w zwykłych jądrach atomowych była podobna. Wiemy dobrze, że wszystkie złożone jądra, od deuteru (ciężki wodór) aż do jądra najcięższego pierwiastka, mogą istnieć na różnych poziomach energetycznych, wśród których wyróżniamy stan „podstawowy“ i szereg stanów wzbudzonych. Te poziomy, obserwowane w różny sposób, wskazują na różne energie wiązania między składnikami jąder — nukleonami (neutronami i protonami). Energia wiązania jest oczywiście wyrazem siły oddziaływań jądrowych.

Teraz staje się jasne, że siła jądrowa może w podobny sposób doprowadzić do powstania licznych stanów wśród tych cząstek silnie oddziaływających, które czasem zwane są elementarnymi. Niższe stany są „związane“ czyli trwałe. Stany wyższe są tylko częściowo związane czyli nietrwałe i rozpadają się w drobnym ułamku sekundy. Na skutek tego wszystkie cząstki silnie oddziaływające posiadają widmo poziomów energetycznych bez wyraźnej górnej granicy.

Ponieważ leptony nie biorą udziału w silnych oddziaływaniach, nie wydaje się dziwne, że ich widmo stanów, które zaczyna się od pozbawionego masy fotonu i neutrina a kończy nagle na mionie o masie 106 MeV, nie jest podobne do żadnego widma dynamicznego. W ostatnich latach fizycy dowiedzieli się wiele o prostocie i regularności własności leptonów, lecz nie dowiedzieli się niczego o tym, dlaczego te cząstki istnieją.

Dalszą część rozpocniemy rozważaniem miejsca silnych oddziaływań w hierarchii czterech sił, które opisują, jak się wydaje, wszystkie zjawiska we wszechświecie fizycznym. Następnie przedstawimy nową nomenklaturę, która zalicza każdą z cząstek do jednej z kilku rodzin, z których każda z kolei jest scharakteryzowana odrębnymi własnościami. Jedną grupą tych rodzin obejmuje bariony, do których należą w zasadzie cząstki najcięższe. Druga grupa to mezony. Najwcześniej odkryci członkowie tej grupy to cząstki lżejsze od barionów. Nowy system nazywania będzie wymagał krótkiego przeglądu siedmiu liczb kwantowych, czyli wielkości fizycznych, które są zachowywane w silnych oddziaływaniach.

Następnie opiszemy, w jaki sposób te wielkości są zachowywane przy rozpadzie cząstek w różnych „kanałach“ przedstawiających różne sposoby roz-

w silnych oddziaływaniach poza fotonem (cząstką występującą w świetle i innych promieniowaniach elektromagnetycznych) i czterema cząstkami zwanymi leptonami: elektronem, mionem (cząstką  $\mu$ ) i dwoma rodzajami neutrina.

Inną uderzającą cechą cząstek silnie oddziaływających jest to, że żadna z nich nie ma małej masy spoczynkowej. Masa spoczynkowa to masa, którą posiada cząstka w spoczynku: jest to najmniejsza masa, jaką może mieć cząstka. Częściej wyraża się ją obecnie w równoważnych jednostkach energii, a nie, jak czyniono dawniej, w jednostkach masy elektronu. Najlżejszą cząstką silnie oddziaływającą jest pion (mezon  $\pi$ ), który ma masę równoważną energii około 137 milionów elektronowoltów (MeV). Natomiast masa elektronu wynosi około 0,5 MeV, zaś masy fotonu i neutrin są uważane za równe zeru.

Trzecia uwaga ogólna: ostatni zalew nowych cząstek dotyczy niemal wyłącznie cząstek silnie oddziaływających. Choć zalew ten był niespodzianką dla fizyków, to jednak sytuacja w zwykłych jądrach atomowych była podobna. Wiemy dobrze, że wszystkie złożone jądra, od deuteru (ciężki wodór) aż do jądra najcięższego pierwiastka, mogą istnieć na różnych poziomach energetycznych, wśród których wyróżniamy stan „podstawowy“ i szereg stanów wzbudzonych. Te poziomy, obserwowane w różny sposób, wskazują na różne energie wiązania między składnikami jąder — nukleonami (neutronami i protonami). Energia wiązania jest oczywiście wyrazem siły oddziaływań jądrowych.

Teraz staje się jasne, że siła jądrowa może w podobny sposób doprowadzić do powstania licznych stanów wśród tych cząstek silnie oddziaływających, które czasem zwane są elementarnymi. Niższe stany są „związane“ czyli trwałe. Stany wyższe są tylko częściowo związane czyli nietrwałe i rozpadają się w drobnym ułamku sekundy. Na skutek tego wszystkie cząstki silnie oddziaływające posiadają widmo poziomów energetycznych bez wyraźnej górnej granicy.

Ponieważ leptony nie biorą udziału w silnych oddziaływaniach, nie wydaje się dziwne, że ich widmo stanów, które zaczyna się od pozbawionego masy fotonu i neutrina a kończy nagle na mionie o masie 106 MeV, nie jest podobne do żadnego widma dynamicznego. W ostatnich latach fizycy dowiedzieli się wiele o prostocie i regularności własności leptonów, lecz nie dowiedzieli się niczego o tym, dlaczego te cząstki istnieją.

Dalszą część rozpoczniemy rozważaniem miejsca silnych oddziaływań w hierarchii czterech sił, które opisują, jak się wydaje, wszystkie zjawiska we wszechświecie fizycznym. Następnie przedstawimy nową nomenklaturę, która zalicza każdą z cząstek do jednej z kilku rodzin, z których każda z kolei jest scharakteryzowana odrębnymi własnościami. Jedna grupa tych rodzin obejmuje bariony, do których należą w zasadzie cząstki najcięższe. Druga grupa to mezony. Najwcześniej odkryci członkowie tej grupy to cząstki lżejsze od barionów. Nowy system nazywania będzie wymagał krótkiego przeglądu siedmiu liczb kwantowych, czyli wielkości fizycznych, które są zachowywane w silnych oddziaływaniach.

Następnie opiszemy, w jaki sposób te wielkości są zachowywane przy rozpadzie cząstek w różnych „kanałach“ przedstawiających różne sposoby roz-

padu. Doprowadzi to nas do pojęcia „rezonansów“ lub cząstek nietrwałych, do których zaliczamy znaczną większość cząstek silnie oddziaływających.

W ten sposób będziemy przygotowani do rozważań nad dwoma systemami klasyfikacji, czyli regułami grupowania cząstek, które wydobywają na światło dzienne ukryte związki pokrewieństw między cząstkami. Te reguły umożliwiają przewidywanie cząstek dotychczas jeszcze nie obserwowanych, ich przybliżonych mas i innych własności. Jeden z systemów opiera się na pojęciu „trajektorii Reggego“, zaś drugi to „droga ośmiostopniowa“.

Na koniec wyjaśnimy, dlaczego określenie „elementarna“ popadło w niełaskę przy opisywaniu cząstek silnie oddziaływających. Zwiększa się liczba faktów, które potwierdzają tezę, że wszystkie te cząstki można uważać raczej za struktury złożone. Wreszcie opiszemy hipotezę *bootstrap*, przy pomocy której można matematycznie uzasadnić istnienie i własności cząstek silnie oddziaływających. Zgodnie z nią wszystkie te cząstki są strukturami dynamicznymi w tym sensie, że przedstawiają subtelną równowagę sił. Mają one zawdzięczać swoje istnienie tym samym siłom, przy pomocy których oddziaływają. Wówczas proton i neutron nie byłyby w żadnym stopniu podstawowe, jak to ongiś sądzono, lecz byłyby tylko dwoma nisko położonymi stanami materii silnie oddziaływającej. Ich pozycja nie różniłaby się zasadniczo od sytuacji świeżo odkrytych barionów i mezonów oraz jąder atomów cięższych od wodoru.

### Sily i czasy oddziaływań

W dzisiejszej fizyce pojęcia siły i oddziaływania używane są zamiennie. Oddziaływanie silne, czyli jądrowe, jest najpotężniejsze z czterech sił podstawowych, które wraz z kosmologią tłumaczą wszystkie znane zjawiska przyrody (kosmologia jest sceną, na której siły odgrywają swoje role). Silne oddziaływanie jest ograniczone do niewielkich odległości: około  $10^{-13}$  centymetra, co jest w przybliżeniu równe średnicy cząstki silnie oddziaływającej.

Następna co do mocy jest siła elektromagnetyczna. Jej moc wynosi około 1% mocy silnych oddziaływań. Maleje ona jak kwadrat odległości cząstek oddziałujących i jej zasięg jest praktycznie nieograniczony. Siła ta działa na wszystkie cząstki naładowane elektrycznie, a jej nośnikami są nienaładowane fotony. Siła elektromagnetyczna wiąże elektrony z dodatnio naładowanymi jądrami tworząc w ten sposób atomy, następnie wiąże atomy tworząc cząsteczki, a zatem na skutek tych różnorodnych funkcji jest odpowiedzialna za całą chemię i biologię.

Z kolei występuje oddziaływanie słabe, z mocą równą zaledwie jednej stobilionowej ( $10^{-14}$ ) mocy oddziaływania silnego. Ma ono także krótki zasięg i nie może, o ile wiemy, niczego wiązać; natomiast rządzi rozpadami niektórych radioaktywnych jąder. Najłatwiej je badać obserwując cztery leptony, które nie podlegają silnym oddziaływaniam.

Czwartą i najslabszą siłą jest grawitacja, z mocą około  $10^{-39}$  razy mniejszą od oddziaływań silnych. Wywołuje efekty na dużą skalę gdyż działa zawsze przyciągająco i na duże odległości. Jednak nie obserwuje się jej w skali jąder atomowych.

Wiele cząstek jest „sprzężonych“ ze wszystkimi czterema oddziaływaniami. Weźmy na przykład proton. Jest to cząstka oddziaływająca silnie, a ponieważ jest naładowana elektrycznie, musi także „odczuwać“ siłę elektromagnetyczną. Może powstać z rozpadu beta neutronu, gdy ten ostatni wyśle ujemnie naładowany elektron i antyneutrino w procesie słabego oddziaływania. Zatem podlega też słabym oddziaływaniami. Wreszcie podobnie jak cała materia proton jest przyciągany siłami grawitacji. Najmniej aktywne jest neutrino, bezpośrednio sprzężone tylko z oddziaływaniami słabymi i grawitacyjnymi. Wraz z innymi leptonami neutrino cieszy się całkowitą nietykalnością ze względu na oddziaływanie silne.

Ważną rzeczą, nie wynikającą w sposób oczywisty z poprzednich rozważań, jest to, że siły podstawowe nie tylko mogą wiązać cząstki. Na przykład gdy dwie cząstki zderzają się i rozbiegają potem w różnych kierunkach (zjawisko to zwie się rozpraszaniem), zachodzi akt oddziaływania. Jeśli cząstka porusza się z dostateczną energią przed uderzeniem w cząstkę spoczywającą, w zderzeniu może powstać nowa cząstka. I tak zderzenie protonu i neutronu może dać w efekcie proton, neutron i nienaładowany pion lub też dwa neutrony i dodatni pion. Zderzenie może wytworzyć również cząstki silnie oddziaływające, cięższe od zderzających się. Właśnie w ten sposób można było przy pomocy urządzeń przyspieszających cząstki wytworzyć dużą liczbę nowych cząstek, cięższych od protonu czy neutronu. Tak więc siły podstawowe są oddziaływaniami mogącymi rozpraszać, tworzyć, unicestwiać i przekształcać cząstki.

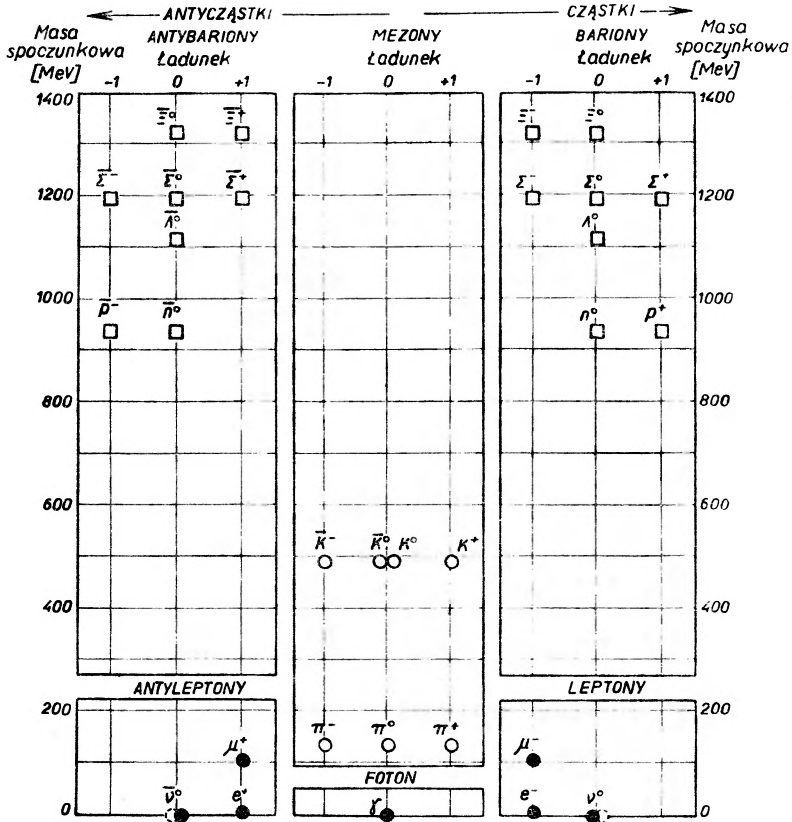
Oddziaływania najbardziej interesujące w fizyce wysokich energii zachodzą, gdy jedna z cząstek oddziałujących porusza się niemal z prędkością światła, to znaczy przebiega ponad  $10^{10}$  centymetrów na sekundę. Ponieważ wymiary cząstek są zwykle rzędu  $10^{-13}$  centymetra, minimalny czas reakcji jest mniejszy niż  $10^{-23}$  sekundy dla cząstki wędrującej z prędkością światła. Silne oddziaływania nazywamy „silnymi“ dlatego, że moc ich jest tak wielka, iż nawet w tak krótkim czasie mogą wywołać reakcję. Oddziaływania elektromagnetyczne będąc stokrotnie słabszymi potrzebują na to czasu mniej więcej 100 razy dłuższego, czyli około  $10^{-21}$  sekundy. Procesy rządzone oddziaływaniami słabymi, a więc  $10^{-14}$  razy słabszymi od silnych, wymagają zwykle około  $10^{-9}$  sekundy.

### Prawa zachowania

Gdy niecałe siedem lat temu jeden z obecnych autorów (Gell-Mann) i E. P. Rosenbaum omawiali na łamach tego czasopisma<sup>1</sup> cząstki (patrz artykuł *Elementary Particles*, *Scientific American*, lipiec 1957), brali pod uwagę

<sup>1</sup> Chodzi tu o czasopismo *Scientific American* (przyp. Red.).

30 cząstek i antycząstek. W tej kolekcji mieliśmy 16 barionów i antybarionów, 7 mezonów, 6 leptonów i antyleptonów oraz foton (por. rys. 1). Uważano wówczas za elementarne nie tylko foton i leptony, lecz także wszystkie bariony i mezony — cząstki silnie oddziaływające.



Rys. 1. TRZYDZIEŚCI CZĄSTEK z r. 1957 to 16 barionów i antybarionów, siedem mezonów, sześć leptonów i antyleptonów oraz foton (barion, mezon i lepton oznacza odpowiednio cząstkę ciężką, średnią i lekką). Cząstki silnie oddziaływające, podlegające oddziaływaniom silnym czyli jądrowym, oznaczone są figurami z białym wnętrzem. Cząstki oznaczone czarnymi kółkami nie podlegają tym siłom. To właśnie cząstki silnie oddziaływające rozmnożyły się w ostatnich kilku latach, jak można zobaczyć na rys. 2. W tym samym czasie liczba leptonów i antyleptonów wzrosła jedynie o dwa. Obecnie wiadomo mianowicie, że istnieją dwa rodzaje neutrina, przy czym każdy z nich ma antycząstkę (zaznaczono je linią przerywaną obok neutrina znanego w r. 1957). Sądzi się, że istnieje jeszcze jedna cząstka neutralna o zerowej masie, której tu nie narysowano: grawiton, nośnik sił grawitacyjnych. Hipotetyczny nośnik słabych oddziaływań, również nie narysowany, powinien mieć znaczną masę i jedną jednostkę ładunku elektrycznego. Obecnie szuka się potwierdzenia istnienia tych dwu cząstek

Odróżniano wtedy, co jak dziś sądzimy jest nieuzasadnione, cząstki silnie oddziaływające i stany zwykłych jąder atomowych zawierających dwa lub więcej nukleonów, które oczywiście także silnie oddziaływają. Takie jądra, jak na przykład deuteron (jądro ciężkiego wodoru) i cząstka alfa (jądro helu) zaliczano niemal od początków fizyki jądrowej do struktur złożonych, w zasadzie zbudowanych z protonów i neutronów, a to z powodu małych energii wiązania tych





stopniowej". Liczby w nawiasach wyjaśniono powyżej. Wielkości mas są średnimi dla członków multipletu ładunkowego, czyli rodziny stanów różniących się jedynie ładunkiem elektrycznym. Multiplety o tych samych spinach ( $J$ ) i parzystościach ( $P$ ) są oznaczone jednakowymi figurami. Te same figury oznaczają także „powtórzenia“ (*recurrences*) tych samych cząstek. Powtórzenia to cząstki o spinie większym o 2, 4, 6 (itd.) jednostek niż spiny stanów „podstawowych“, czyli stanów o najniższej masie, (tam, gdzie nie ustalono ostatecznie parzystości, pozostawiono wolne miejsca w nawiasach, lecz przyjęto parzystości przewidywane, by móc cząstkę sklasyfikować). Cząstki trwałe i metatrwałe zaznaczono ciągłymi obwódkami, zaś cząstki nietrwałe (zwane też rezonansami) mają obwódki przerywane

jąderek. W obecnym artykule nie będziemy zajmować się takimi jądrami. Skupimy uwagę na cząstkach lżejszych; nie dlatego, że uważamy je za bardziej elementarne od cięższych (jąder) lecz dlatego, że ich sytuacja jest jeszcze wątpliwa. Jeśli w istocie są one złożonymi strukturami dynamicznymi, ich energie wiązania są często olbrzymie. Wreszcie, jeśli elementarne cząstki istnieją, to na pewno nie można zaliczyć do nich jąder, które z pewnością są złożone.

Na rysunku 2, na którym nie ma fotonu i leptonów, przedstawiono 82 cząstki i antycząstki, wszystkie silnie oddziaływające. Na tej liście umieszczono tylko te cząstki, których masa spoczynkowa nie przekracza 2000 MeV. Większość z nich należy do grup, którym nadano nazwy podobne do nazw cząstek znanych w roku 1957, lecz nie tak ładne. Byłoby nierealnym oczekiwać, by Czytelnik opanował ten specjalistyczny słownik, odzwierciedlający głównie niejasną sytuację w fizyce wysokich energii sprzed kilku lat. Przedstawimy zatem nowy system nazw, niedawno powstały, dający wiele informacji o nazywanej cząstce. Chociaż na pierwszy rzut oka wydaje się może skomplikowany, operowanie nim nie jest trudniejsze od operowania tarczą telefonu.

W nowym systemie nazw korzystamy z faktu, że w przyrodzie liczne wielkości (poza energią i pędem) są zachowywane i występują liczne symetrie (na przykład między lewym i prawym). Wskutek tego pewne grupy cząstek mają podobne własności, co można uwidocznić przez wspólne oznaczenia. Między symetriami i prawami zachowania istnieje ściśle powiązanie i w poszczególnych przypadkach można, zależnie od wygody, mówić bądź o symetrii, bądź też o związanym z nią prawie zachowania. Zachowywana wielkość objawia się w mechanice kwantowej jako liczba kwantowa, często będąca liczbą całkowitą (0, 1, 2, 3 itd.) lub połówkową ( $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{3}{2}$ ,  $\frac{5}{2}$  itd.).

Pewne prawa zachowania są uniwersalne: posłuszne są im wszystkie cztery oddziaływania. Zaliczamy do nich prawa zachowania energii, pędu, krętu (pędu związanego z obrotem) i ładunku elektrycznego. Inne ściśle prawo zachowania można najlepiej opisać jako rodzaj symetrii lustrzanej — to symetria między cząstkami i antycząstkami, gdyż cokolwiek jest prawoskrętne dla jednych, jest lewoskrętne dla drugich. Dla każdej cząstki istnieje jej antycząstka z tą samą masą i czasem życia, lecz o niektórych własnościach odwróconych, na przykład o przeciwnym ładunku elektrycznym. Niektóre z cząstek nienaładowanych, jak foton i neutralny pion, są same swoimi antycząstkami.

W nowym systemie nazw dla cząstek silnie oddziałujących wykorzystamy pięć wielkości, zachowywanych w silnych oddziaływaniach, lecz niekoniecznie w elektromagnetycznych czy słabych. Każda z tych wielkości będzie ozna-



Tablica I

WIELKOŚĆ ZACHOWYWANA	SYMBOL	OBSERWOWANE WARTOŚCI	OPIS	PRZYKŁADY	
				proton	$\pi^-$
ŁADUNEK ELEKTRYCZNY	$Q$	$0, \pm 1, \pm 2, \dots$	Liczba jednostek ładunku elektrycznego, który posiada cząstka lub jądro, wyrażona w jednostkach dodatniego ładunku protonu. Multipletom ładunkowym, jak dublet neutron-proton, czy tryplet pionów, można przypisać ładunek średni, $\bar{Q}$	$Q = 1$ $\bar{Q} = +\frac{1}{2}$	$Q = -1$ $\bar{Q} = 0$
LICZBA ATOMOWA lub BARIONOWA	$A$	$0, \pm 1, \pm 2, \dots$	Liczba atomowa, od dawna używana przy opisie jąder. Dla uranu 235, $A = 235$ . Dla barionów $A = +1$ , dla antybarionów $A = -1$ , dla mezonów $A = 0$	$A = +1$	$A = 0$
HIPERŁADUNEK (związany ze średnim ładunkiem, $\bar{Q}$ i dziwnością $S$ )	$Y$	$-2, -1, 0, +1$	Zdefiniowany jako podwojony ładunek średni. Dziwność, $S$ , to hiperładunek minus liczba atomowa ( $S = Y - A$ )	$Y = +1$ $S = 0$	$Y = 0$ $S = 0$
SPIN IZOTOPOW (związany z wielokrotnością, $M$ )	$I$	$0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}$	Grupuje stany jądrowe w multiplety różniące się jedynie ładunkiem elektrycznym. Liczba stanów ładunkowych, czyli wielokrotność $M$ , związana jest z $I$ równaniem $M = 2I + 1$	$I = \frac{1}{2}$ $M = 2$	$I = 1$ $M = 3$
SPIN	$J$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ $0, 1, 2, \dots$	Wskazuje, jak szybko cząstka wiruje wokół własnej osi, wyraża się w jednostkach stałej Plancka, $\hbar$	$J = \frac{1}{2}$	$J = 0$
PARZYSTOŚĆ	$P$	$-1, +1$	Własność wewnętrzna, związana z symetrią prawe-lewe	$P = +1$	$P = -1$
$G$	$G$	$-1, +1$	Własność wewnętrzna, określona tylko dla mezonów o hiperładunku równym zero	nie określona	$G = -1$

LISTA LICZB KWANTOWYCH, na której umieszczono siedem wielkości zachowywanych w silnych oddziaływaniach, lecz nie zawsze w elektromagnetycznych czy słabych. Trzy wielkości podane tłustym drukiem  $A$ ,  $Y$ ,  $I$  można łatwo określić doświadczalnie i one to stanowią podstawę przypisywania cząstce nazwy. Znamy zaledwie 10 kombinacji  $A$ ,  $Y$ ,  $I$  i oznaczamy każdą z nich literą grecką

czona symbolem literowym. Są to: liczba atomowa ( $A$ ), hiperładunek ( $Y$ ), spin izotopowy ( $I$ ), spin zwykły czyli kręt własny ( $J$ ) i parzystość ( $P$ ). Tablica I pomoże Czytelnikowi pamiętać o nich przy dalszej dyskusji. W tejże tablicy umieszczono dwie inne wielkości zachowywane przy silnych oddziaływaniach, lecz nieistotne w nazewnictwie: ładunek elektryczny ( $Q$ ) i wielkość zwaną parzystością  $G$ , która przyjmuje tylko dwie wartości,  $+1$  i  $-1$  i którą można określić jedynie dla mezonów o hiperładunku równym zeru.

Pierwsze trzy liczby —  $A$ ,  $Y$  i  $I$  — są podstawą tworzenia nazw. W istocie, opisują one rozmieszczenie cząstek na rys. 2. Można tam zobaczyć, że mezony i bariony występują w „multipletach ładunkowych“, to znaczy rodzinach stanów różniących się jedynie ładunkiem elektrycznym. Cząstki występują w różnych układach: singletach, dubletach, trypletach i kwadrupletach. Znamy i potrafimy przewidzieć na razie tylko 10 różnych układów różnych wartości liczb  $A$ ,  $Y$  i  $I$ . Jak to wyjaśnimy niżej, każdy taki układ będzie oznaczony inną literą grecką.

Omówimy teraz znaczenie fizyczne liczb  $A$ ,  $Y$ ,  $I$ ,  $J$  i  $P$ , lecz dla wygody w nieco innej kolejności, aby podkreślić związki między nimi.  $A$  jest znaną od dawna liczbą atomową, używaną do opisu jąder. Znana jest ona także pod nazwą liczby barionowej. Podobnie jak ładunek elektryczny, może ona przyjmować wartości  $0$ ,  $\pm 1$ ,  $\pm 2$ ,  $\pm 3$  itd. Dla uranu  $^{235}$   $A$  wynosi  $235$  i wskazuje, że jądro tego izotopu zawiera  $235$  neutronów i protonów, dla każdego z nich bowiem  $A$  jest równe  $1$ . Neutrony i protony są barionami i tak też nazywamy wszystkie inne cząstki, dla których  $A = 1$ . Cząstki z  $A = -1$  zwiemy antybarionami. Mezony mają  $A = 0$  (podobnie jak leptony i foton). Prawo zachowania liczby barionowej mówi, że całkowita wartość  $A$  nie może zmienić się w reakcji, podobnie jak i całkowity ładunek elektryczny. Bariony nie mogą być tworzone lub unicestwiane, chyba że tworzy się lub znika jednocześnie para barion-antybarion.

Drugą wielkością zachowywaną jest kręt własny  $J$ , czyli spin. Podaje on, jak szybko cząstka obraca się wokół swojej osi. Podstawową cechą teorii kwantowej jest, że cząstka może mieć spin równy jedynie całkowitej lub połówkowej wielokrotności stałej Plancka (ta stała ( $\hbar$ ) wiąże energię kwantu promieniowania z jego długością fali: energia jest równa  $2\pi$  razy częstość razy  $\hbar$ ). Dla barionów jest zawsze połówkowe (to znaczy równe połowie liczby nieparzystej,  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{3}{2}$ ,  $\frac{5}{2}$ , itd.), zaś dla mezonów  $J$  jest zawsze całkowite ( $0$ ,  $1$ ,  $2$  itd.).

Trzecia wielkość, ściśle związana z  $J$ , to  $P$  — parzystość wewnętrzna. Jest ona zachowywana, jeśli przyroda nie rozróżnia lewego od prawego. Ponieważ obserwuje się taką symetrię w silnych oddziaływaniach, mechanika kwantowa uczy nas, że każdej silnie oddziałującej cząstce można przypisać wewnętrzną parzystość  $+1$  lub  $-1$ . Jednak w przypadku słabych oddziaływań natura odróżnia lewe od prawego i ta symetria jest naruszona.

Prowadzenie bilansu parzystości nie jest jednak tak proste, jak dla ładunku czy liczby barionowej. Parzystości wewnętrzne po obu stronach równania nie

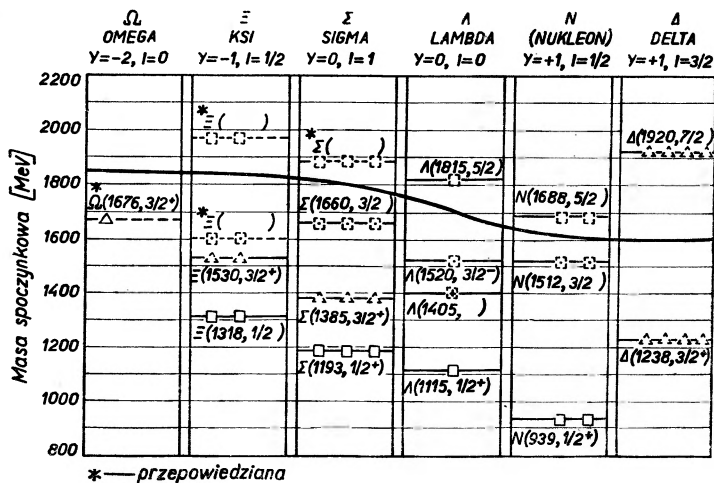
muszą być takie same. Mianowicie na całkowitą parzystość wpływa także spin. Wskutek tego wygodnie jest pisać dla każdej cząstki wewnętrzzną parzystość  $P$  obok spinu  $J$ . Na przykład dla protonu  $J = \frac{1}{2}$ , a  $P = +1$ , co skraccamy zapisem  $J^P = \frac{1}{2}^+$ . Dla pionu  $J = 0$  i  $P = -1$ , a więc piszemy, że  $J^P = 0^-$  (bilans dla  $J$  jest również niezbyt prosty w mechanice kwantowej, lecz nie będziemy tutaj wchodzić w szczegóły).

Czwartą wielkością zachowywaną w silnych oddziaływaniach jest  $I$ , czyli spin izotopowy. Liczba ta nie ma nic wspólnego ze zwykłym spinem, czy krętem poza tym, że prowadzenie bilansu jest tu podobne do bilansu dla  $J$ . Pojęcie spinu izotopowego (izospinu) wprowadzono do mechaniki kwantowej, by wyjaśnić zjawisko występowania nukleonu w dwu stanach ładunkowych: dodatnim (proton) i obojętnym (neutron). Stany te zachowują się podobnie przy silnych oddziaływaniach. Są one wzajemnie powiązane przez symetrię izospinową. Co więcej, gdyby ta symetria była respektowana w oddziaływaniach elektromagnetycznych, proton i neutron miałyby równe masy. Właśnie z powodu naruszenia symetrii izospinowej neutron jest o 1,3 MeV (czyli o 0,14%) cięższy od protonu.

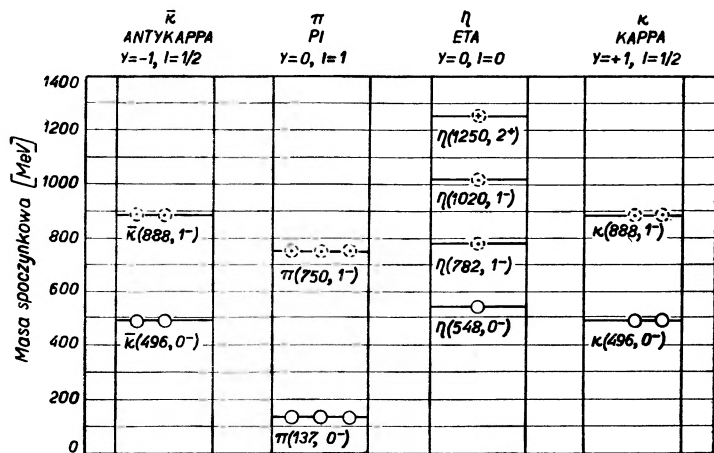
Zespół cząstek lub też stanów cząstek (pojęć tych używamy zamiennie) związanych symetrią izospinową to multiplet ładunkowy. Nosi on jedną nazwę. I tak dublet nukleonowy składa się z dwu stanów ładunkowych, dodatniego i neutralnego. Tryplet pionów zawiera stany naładowane dodatnio, obojętnie i ujemnie. Liczba różnych stanów ładunkowych w multiplicie, czyli jego „wielokrotność“ ( $M$ ), jest bezpośrednio związana z liczbą kwantową izospinu  $I$  równaniem  $M = 2I + 1$ . Dla nukleonu  $M$  jest równe 2 a  $I = \frac{1}{2}$ , dla pionu  $M = 3$  i  $I = 1$ .

Piątą zachowywaną wielkość można przedstawić jako średni ładunek ( $\bar{Q}$ ), hiperładunek ( $Y$ ) lub dziwność ( $S$ ). Te trzy liczby są związane w prosty sposób. Średni ładunek oznacza dokładnie to, co mówi sama nazwa: średnią arytmetyczną ładunków elektrycznych w multiplicie. Dla nukleonu wynosi on  $\frac{1}{2}$  (0 plus 1 dzielone przez 2), zaś dla pionu 0. Hiperładunek określamy jako podwojony ładunek średni ( $Y = 2\bar{Q}$ ) w tym celu, by operować liczbami całkowitymi. Zaś dziwność to hiperładunek minus liczba barionowa ( $S = Y - A$ ). Oczywiście te trzy liczby można zastępować nazwajem przez siebie.

Pojęcie dziwności i prawo jej zachowania znane są zaledwie od 11 lat. Na początku lat pięćdziesiątych po raz pierwszy zaobserwowano takie cząstki jak  $K$ ,  $\Sigma$  czy  $\Xi$  i wskutek ich niezwykłego zachowania nazwano je „dziwnymi“. Wiele z nich posiada względnie długie czasy życia, co wskazuje, iż rozpadają się raczej przez słabe oddziaływania, niż przez elektromagnetyczne czy silne. Z drugiej strony można je względnie łatwo wyprodukować w zderzeniach „zwykłych“ cząstek (pionów i nukleonów) co dowodzi, że cząstki dziwne także oddziałują silnie. Gdy obserwujemy regularności tego typu, fizycy podejrzewają, że działa jakieś prawo zachowania (czyli symetria). Jeden z autorów tego artykułu (Gell-Mann) i japoński fizyk Kazuhiko Nishijima niezależnie zaproponowali prawo zachowania nieznaney przedtem wielkości (dziwności czy



Rys. 3. MULTIPLETY BARIONÓW o tych samych wartościach hiperładunku ( $Y$ ) i spinu izotopowego ( $I$ ) umieszczone w kolumnach. Obecnie mamy jedynie sześć kombinacji  $Y$  i  $I$ , każdą z nich oznaczamy dużą literą grecką. Symbole cząstek i znaczenie figur geometrycznych omówiono pod rys. 2. Cząstki powyżej linii grubej to powtórzenia stanów umieszczonych niżej



Rys. 4. MULTIPLETY MEZONÓW o identycznych  $Y$  i  $I$  umieszczone w kolumnach. Cztery występujące kombinacje  $Y$  i  $I$  oznaczono małymi literami greckimi. Dotychczas nie znamy żadnego powtórzenia mezonowego. Pierwszym przewidzianym powtórzeniem jest tryplet  $\pi$  o masie około 1700 MeV

hiperładunku) w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych, lecz nie w słabych. Hipoteza ta umożliwiła przewidzenie istnienia i pewnych własności niektórych cząstek dziwnych jeszcze przed ich odkryciem.

### Nowe nazwy

Teraz już jesteśmy gotowi do opisanie, w jaki sposób pięć liczb kwantowych stanowi podstawę nowego systemu nazw. Przez odpowiedni wybór trzech z nich możemy od razu wskazać czy cząstka jest barionem, czy też mezonem,

ile członków liczy jej najbliższa rodzina (to znaczy jej wielokrotność) oraz jaki jest jej stopień dziwności. Tymi liczbami są: liczba atomowa (barionowa)  $A$ , hiperładunek  $Y$  i spin izotopowy  $I$  (przypominamy, że  $Y$  jest bezpośrednio związane z dziwnością, zaś  $I$  z wielokrotnością).

W dalszym ciągu, częściowo ze względów mnemotechnicznych, a częściowo przez szacunek do starych nazw, będziemy używać symboli literowych dla wskazania różnych kombinacji  $A$ ,  $Y$  i  $I$ . Do oznaczania znanych mezonów, cząstek z  $A = 0$ , wystarcza używać czterech małych liter greckich:  $\eta$  (eta),  $\pi$  (pi),  $\kappa$  (kappa) i  $\bar{\kappa}$  (anty-kappa lub kappa z kreską). W tablicy II podano wartości  $Y$  i  $I$  dla każdego symbolu. Także wielokrotność  $M$  została podana dla wygody, choć można ją obliczyć podwajając po prostu  $I$  i dodając 1.

Tablica II

MEZONY	$Y$	$I$	$M$	BARIONY	$Y$	$I$	$M$
$\pi$	0	0	1	$\Lambda$	0	0	1
$\eta$	0	1	3	$\Sigma$	0	1	3
$\kappa$	+1	$\frac{1}{2}$	2	$N$	+1	$\frac{1}{2}$	2
$\bar{\kappa}$	-1	$\frac{1}{2}$	2	$\Xi$	-1	$\frac{1}{2}$	2
				$\Omega$	-2	0	1
				$\Delta$	+1	$\frac{3}{2}$	4

SYMBOLE MEZONÓW I BARIONÓW to litery greckie. Dla mezonów liczba atomowa  $A = 0$ , dla barionów  $A = 1$ . 10 liter oznacza 10 znanych kombinacji liczby atomowej ( $A$ ), hiperładunku ( $Y$ ) i izospinu ( $I$ ). Wielokrotność ( $M$ ) związana jest z  $I$

By oznaczyć bariony, dla których  $A = 1$ , będziemy używać następujących dużych liter greckich:  $\Lambda$  (lambda),  $\Sigma$  (sigma),  $N$  (oznaczające nukleon i czytane tradycyjnie „en“ a nie „ni“),  $\Xi$  (ksi),  $\Omega$  (omega) i  $\Delta$  (delta). Wartości  $Y$ ,  $I$  i  $M$  dla każdego symbolu są także umieszczone w tablicy.

Podanych 10 symboli oznacza wszystkie rodzaje mezonów i barionów dotychczas znanych. Słowem, każda z 82 cząstek z rys. 2 może być oznaczona jednym z tych 10 symboli. Różnica między starym a nowym systemem nazw jest teraz widoczna. Na przykład dawniej, jak widać na rys. 1, symbol  $\pi$  przedstawiał jedynie rodzinę trzech cząstek o masie spoczynkowej 137 MeV. W nowym systemie  $\pi$  oznacza zarówno tę grupę, jak i nową grupę trzech stanów z identycznymi  $A$ ,  $Y$  i  $I$ , lecz o masie 750 MeV<sup>2</sup>. Podobnie w starym systemie  $N$  oznaczało jedynie dublet nukleonowy z masą 939 MeV. Teraz  $N$  to zarówno nukleon, jak i dwa stany o wyższej energii, również dublety, jeden

<sup>2</sup> Dawniej oznaczaną przez  $\rho$  (przyp. tłum.).

z masą 1512 MeV a drugi 1688 MeV <sup>3</sup>. Tak więc stare nazwy cząstek używane są teraz dla rodzin cząstek o tych samych  $A$ ,  $Y$  i  $I$ .

Różni członkowie tej samej rodziny mogą być rozróżniani bądź przez wypisanie masy w nawiasie, na przykład  $\pi(137)$  lub  $\pi(750)$ , bądź też przez podanie krętu  $J$  i parzystości  $P$ , na przykład  $\pi(0^-)$  lub  $\pi(1^-)$ . Dla wygody można też podawać masę,  $J$  i  $P$ :  $\pi(137,0^-)$ ,  $\pi(750,1^-)$ . W dalszych rozważaniach sam symbol bez nawiasu będzie oznaczać stan o najmniejszej masie z danej rodziny. Nowego systemu klasyfikacji użyto już na rys. 2.

### Stabilność cząstek

Poprzednio wspomnieliśmy, że cząstki mogą rozpadać się na trzy sposoby: przez oddziaływania silne, elektromagnetyczne lub słabe. Nieliczne cząstki (foton, dwa neutrino, elektron i proton) są całkowicie trwałe, chyba że zetkną się ze swoimi antycząstkami, co prowadzi do anihilacji. Cząstki rozpadające się przez oddziaływania elektromagnetyczne czy słabe są zwane metatrwałymi. Te, które rozpadają się przez silne oddziaływania zwań się nietrwałymi i mają bardzo krótkie czasy życia, zwykle nieco powyżej  $10^{-23}$  sekundy. Jest to jednak znaczny okres czasu w porównaniu z czasem charakterystycznym potrzebnym do zderzenia się cząstek wysokiej energii, a wynoszącym mniej niż  $10^{-23}$  sekundy.

Cząstki nietrwałe to te, które mają dość energii, by rozpaść się na dwie lub więcej cząstek silnie oddziaływających bez naruszenia żadnego z tych praw zachowania, które są respektowane przez silne oddziaływania. Niektóre cząstki nietrwałe mogą rozpaść się tylko na jeden sposób, inne zaś na wiele sposobów. Na przykład  $\Xi(1530)$  rozpada się wyłącznie na  $\Xi$  i  $\pi$ , a  $\Lambda(1520)$  może rozpaść się bądź na  $\Sigma$  i  $\pi$ , bądź na  $N$  i  $\bar{\pi}$ , bądź wreszcie na  $\Lambda$  i dwa  $\pi$ .

Jak można wyjaśnić istnienie kilku sposobów rozpadu? Na to pytanie można odpowiedzieć po wprowadzeniu pojęcia „stanów skomunikowanych“ (*communicated states*). Stan jądrowy może być albo pojedynczą cząstką, albo układem dwu lub większej liczby cząstek. Widzieliśmy, że każda cząstka ma określone wartości liczb  $A$ ,  $Y$ ,  $I$ ,  $J$ ,  $P$ , a także  $G$  (o ile ją można dla danej cząstki zdefiniować). Silne oddziaływania pozwalają na przejścia (czyli komunikację) jedynie między stanami jądrowymi z tymi samymi wartościami wszystkich zachowywanych liczb kwantowych.

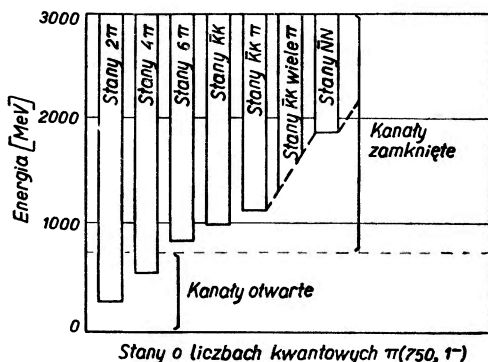
Mozemy teraz utworzyć wiele stanów jądrowych składających się z dwu lub więcej cząstek o tych samych liczbach kwantowych, co poszczególne cząstki nietrwałe. Aby jednak zaszło zjawisko rozpadu, cząstka nietrwała musi mieć masę spoczynkową równą co najmniej energii progowej (to znaczy sumie mas spoczynkowych) cząstek, na które ewentualnie mogłaby się rozpaść. Innymi słowy, musi być zachowana energia. Jeśli cząstka ma dostateczną ilość energii,

<sup>3</sup> Przedtem  $N_{13}^*$  i  $N_{37}^*$  (przyp. tłum.).

by rozpaść się na jakiś stan, to zwie się on wówczas kanałem otwartym. Stany skomunikowane o energii progowej wyższej od energii dostępnej dla cząstki nietrwałej nazywają się kanałami zamkniętymi. Rozpad przez nie jest wzbroniony jedynie przez prawo zachowania energii. Schematyczny obraz niektórych kanałów skomunikowanych z cząstką  $\pi(750,1^-)$  podajemy na rys. 5.

Wprowadzimy obecnie pojęcie „rezonansu“. Termin ten używany był dawniej do określenia cząstek nietrwałych. Pierwszą z nich odkrył Enrico Fermi ze współpracownikami w roku 1952 na Uniwersytecie w Chicago. Wówczas nie podejrzewano jeszcze, że nastąpi potop.

W doświadczeniach z r. 1952 skierowano piony z cyklotronu Uniwersytetu w Chicago na protony (w ciekłym wodorze) i zmierzono przekrój czynny na rozpraszanie dla różnych energii wiązki pionów. Rozpraszanie jest to zmiana



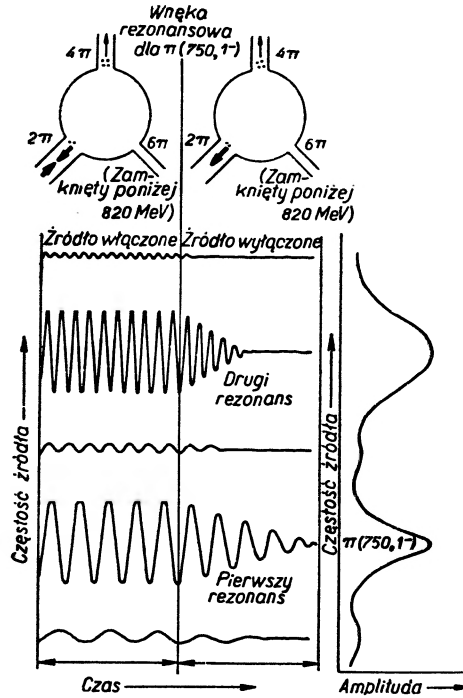
Rys. 5. „KANALEY SKOMUNIKOWANE“ (poziome kreski) to stany jądrowe o tych samych liczbach kwantowych, co pewna cząstka, w naszym przypadku  $\pi(750,1^-)$ . Kanały, przez które cząstka ta może się rozpaść posiadając dostateczną ilość energii zwane są „otwartymi“. Kanały, do których brak jej energii nazywamy „zamkniętymi“. Energia progowa, potrzebna by dostać się do kanału, jest równa sumie mas spoczynkowych (w MeV) cząstek tworzących kanał

kierunku przez cząstki na skutek zderzenia. Przekrój czynny na rozpraszanie to prawdopodobieństwo, że zdarzy się zmiana kierunku. Gdy prawdopodobieństwo jest duże, dwie cząstki zachowują się jak gdyby były wielkie, z dużym przekrojem poprzecznym.

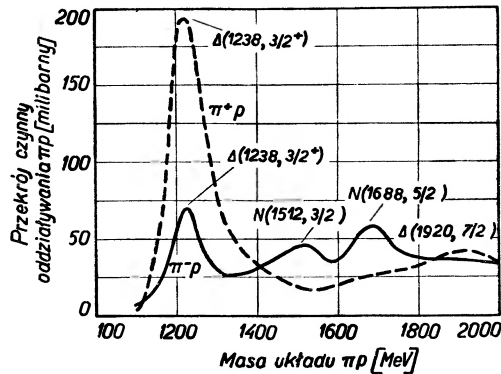
Dla każdej energii wiązki pionów obliczono „efektywną“ masę układu pion-proton. Masa efektywna jest sumą mas spoczynkowych i energii kinetycznych cząstek, mierzonych w układzie środka ich masy. Gdy odłożymy na jednej osi układu współrzędnych masę efektywną, zaś na drugiej przekrój czynny, to możemy stwierdzić, iż przekrój czynny ma ostre maksimum dla masy efektywnej równej około 1238 MeV. Właśnie przez obserwację tego maksimum stwierdzono istnienie rezonansu. Potem przedyskutujemy jeszcze związek maksimum i rezonansu, czyli cząstki nietrwałej, którą w tym wypadku jest  $\Delta(1238)$ .

Cyklotron Uniwersytetu w Chicago nie mógł tworzyć układów pion-proton z masą efektywną o wiele większą niż 1300 MeV. Z kolei przy pomocy potężniejszych akceleratorów stwierdzono, że w rozpraszaniu pion-proton tworzy się



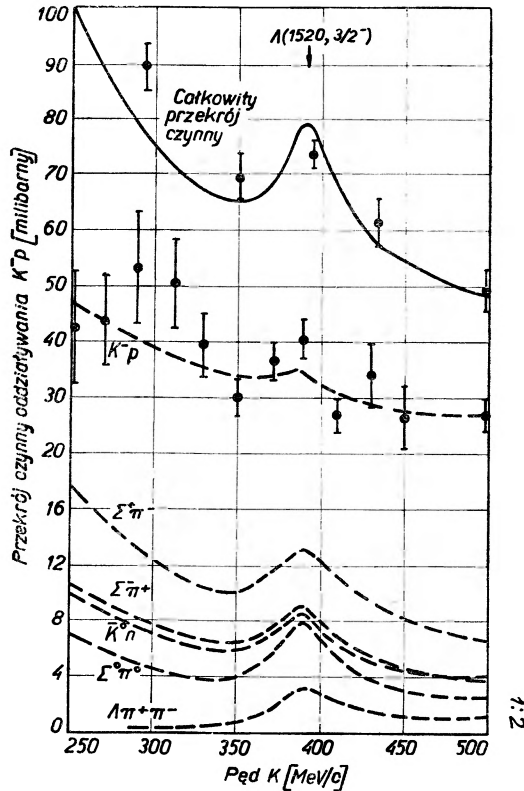


Rys. 6. WNEKA REZONANSOWA zachowuje się podobnie jak cząstki nietrwałe zwane rezonansami. „Wnęka“ dla mezonu  $\pi$  ( $750, 1^-$ ) jest uwidoczniiona u góry rysunku ze źródłem energii włączonym (z lewej) i wyłączonym (z prawej). Energia (grube strzałki) może wpływać do wnęki przez jeden kanał, a opuszczać ją przez jeden lub kilka otwartych kanałów. Jednakże kanał  $6\pi$  jest zamknięty, gdyż dostęp do niego wymaga wyższej częstości (to znaczy wyższej energii) niż posiada  $\pi$  ( $750, 1^-$ ). Krzywe faliste pokazują, że przy pewnych częstościach wnęka rezonuje i gdy wyłączyć dopływ energii, rezonans może trwać przez kilka okresów. Pierwszy rezonans odpowiada samej cząstce  $\pi$  ( $750, 1^-$ ). Drugi rezonans o tych samych liczbach kwantowych także mógłby istnieć. Krzywa z prawej strony przedstawia amplitudę fal rezonujących przy ustalonej amplitudzie źródła i zmienianej częstości



Rys. 7. PIERWSZY REZONANS, nietrwała cząstka zwana  $\Delta$  ( $1238, \frac{3}{2}^+$ ) odkryta przez Enrico Fermiego i towarzyszy w r. 1952. Rezonans pojawia się przy bombardowaniu protonów pionami o wysokiej energii. Gdy wykreślić przekrój czynny na oddziaływanie jako funkcję masy efektywnej układu pion-proton, znajdziemy maksimum w okolicy 1238 MeV. Maksimum jest znacznie większe dla oddziaływania  $\pi^+ p$  niż dla  $\pi^- p$ . Inne rezonanse występują przy energiach 1512, 1688 i 1920 MeV, przy czym każde maksimum odpowiada cząstce nietrwałej

cały szereg rezonansów. Na rysunku 7 mamy dwa rezonanse tworzone w zderzeniach dodatnich pionów z protonami, a na innej krzywej cztery rezonanse tworzone przy rozpraszaniu ujemnych pionów. Pierwsze dwa to  $\Delta(1238, \frac{3}{2}^+)$  i  $\Delta(1920, \frac{1}{2}^+)$ . Te same rezonanse winny występować również w zderzeniach ujemnych pionów, ale rezonans o wyższej masie,  $\Delta(1920, \frac{1}{2}^+)$ , jest z trudem widoczny. Widać natomiast dwa inne rezonanse,  $N(1512, \frac{3}{2}^+)$  i  $N(1688, \frac{5}{2}^+)$ , które nie mogą występować w zderzeniach dodatnich pionów z protonami.



Rys. 8. RÓŻNE SPOSOBY ROZPADU  $\Lambda(1520, \frac{3}{2}^-)$  wskazują, że barion jest związany z sześcioma otwartymi kanałami.  $\Lambda$  tworzy się w zderzeniach mezonów  $K^-$  ( $\alpha(496)$ ) z protonami. Całkowity przekrój czynny na oddziaływanie wykazuje maksimum odpowiadające utworzeniu  $\Lambda(1520, \frac{3}{2}^-)$ , która szybko rozpada się jednym z sześciu wskazanych kanałów. Tak więc krzywa oznaczona  $\bar{K}p$  przedstawia reakcję  $\bar{K}p \rightarrow \Lambda \rightarrow \bar{K}p$ . Tysiące przypadków z komory pęcherzykowej (rys. 15) dostarczyło danych do tych krzywych. Punkty z danymi zaznaczono tylko dla krzywych górnych

Chociaż  $\Delta(1238)$  rozpada się na jeden pion i nukleon, wyższe rezonanse mogą rozpadać się także na nukleon i dwa a nawet więcej pionów. Większość rezonansów może rozpadać się na kilka sposobów, to znaczy może komunikować się z kilkoma otwartymi kanałami (por. rys. 8).

Wydaje nam się, że do wyjaśnienia, w jaki sposób cząstka nietrwała może komunikować się z kilkoma kanałami otwartymi, pomaga analogia z wną-

kami rezonansowymi, jakimi są na przykład piszczałki organowe czy wnęki elektromagnetyczne. Te ostatnie (jak lampa zwana magnetronem, a używana w radarze) stosowane są w elektronice do wytwarzania intensywnych fal elektromagnetycznych o żądanej częstotliwości, zwanej częstotliwością rezonansową wnęki. Każda wnęka ma charakterystyczny „czas życia“, to znaczy czas, po którym promieniowanie elektromagnetyczne wycieka z wnęki.

W mechanice kwantowej cząstki i fale to pojęcia zamienne, a energia charakteryzująca cząstkę czy stan jądrowy może być wyrażona przez równoważną częstotliwość. Innymi słowy, energia jest proporcjonalna do częstotliwości. Fakt, że cząstka  $\Delta$  pojawia się, gdy pion jest rozpraszany przez proton przy pewnej energii — energii rezonansowej — lub w jej pobliżu, można ująć inaczej mówiąc, że cząstka ukazuje się przy pewnej częstotliwości. Tak więc energia rezonansowa w fizyce cząstek może być porównana z częstotliwością rezonansową wnęki akustycznej czy elektromagnetycznej. Co jest „wnęką“ w fizyce cząstek? Jest to struktura zmyślona: każdemu zbiorowi liczb kwantowych przypisujemy jedną wnękę.

Analogię między cząstkami nietrwałymi a własnościami rezonansowymi wnęk elektromagnetycznych można poprowadzić dalej. Do wnęki elektromagnetycznej można dołączyć długie rury, zwane falowodami, które z dużą wydajnością przewodzą fale elektromagnetyczne, ale tylko te, które mają dostatecznie dużą częstotliwość. Gdy fala elektromagnetyczna jest nieco dłuższa od wymiarów falowodu, przestaje on przewodzić. W tym sensie falowód działa jak kanał dla cząstek, otwarty powyżej pewnej charakterystycznej energii progowej. Jeśli przyłączymy do wnęki szereg falowodów o różnych wymiarach, to promieniowanie wysokiej częstotliwości może wchodzić przez któryś z falowodów, zaś wychodzić przez ten sam lub inne falowody.

Analogicznie energia może wchodzić do oddziaływania jądrowego przez jeden kanał, a wychodzić przez jeden lub większą liczbę otwartych kanałów. Gdy częstotliwość (energia) wzrasta począwszy od niewielkich wartości, kanały kolejno otwierają się i nowe reakcje stają się możliwe, a energia może wychodzić przez dowolny aktualnie otwarty kanał. Założmy teraz, że częstotliwość wzrastając przekracza częstotliwość rezonansową wnęki jądrowej. W tym miejscu wnęka może łatwiej absorbować i wydalać energię. Rezonans ukazuje się jako maksimum w przekroju czynnym reakcji jądrowej. Słowem, zachowanie się rezonansowe wnęki odpowiada cząstce nietrwalej, takiej jak  $\Delta$  czy  $\pi$  (750).

Podobnie jak wnęka elektromagnetyczna w pobliżu rezonansu może zatrzymywać energię elektromagnetyczną na dłuższy czas, tak i cząstka nietrwała rozpada się dopiero po czasie większym od czasu charakterystycznego wynoszącego mniej niż  $10^{-23}$  sekundy. Jeśli wprowadzić energię do wnęki przez jedną rurę, pozostaje ona przez chwilę wewnątrz z powodu istnienia rezonansu i wychodzi przez tę samą rurę, która odpowiada zderzeniu dwu cząstek  $\pi$  (137) produkujących nietrwałą cząstkę  $\pi$  (750), która w końcu znów rozpada się na dwie cząstki pierwotne. Podobnie energia może wyjść przez inną rurę, co odpowiada przypadkowi rozpadu  $\pi$  (750) na cztery cząstki  $\pi$  (137). To oczywiście

tylko dwa przykłady z wielu. Analogia z wnęką i falowodami jest zilustrowana na rys. 6.

Mozna użyć tej analogii nie tylko do opisu cząstek nietrwałych, ale także i trwałych. Cząstka trwała to taka, która ma masę na tyle małą, że wszystkie kanały skomunikowane są zamknięte. Są one zatem raczej „stanami związanymi“ niż rezonansami w rozpraszaniu. Dla wnęki elektromagnetycznej warunk ten odpowiadałby sytuacji, gdy częstość fali jest poniżej częstości progowych wszystkich falowodów wyjściowych. Gdyby można było umieścić we wnęce taką falę, to nie mogłaby ona wyjść na zewnątrz. Oczywiście realna wnęka straciłaby wreszcie promieniowanie przez upływ do ścianek i poprzez ścianki. Taki upływ odpowiada rozpadowi cząstki metatrwałej przez reakcje słabe i elektromagnetyczne.

Czytelnik nie zaznajomiony ze zjawiskiem rezonansu we wnękach elektromagnetycznych może się zastanawiać, czy ułatwiłszy mu zadanie wprowadzając tę analogię. Czy nie byłoby prościej wyjaśnić rezonanse bezpośrednio w fizyce cząstek? Być może nawet tak. Jednak zwracając uwagę na podobne zachowanie się w dwu różnych dziedzinach spodziewamy się zilustrować jedność zjawisk fizycznych, która może uczynić zachowanie się cząstek mniej tajemniczym. Powyższa analogia ma jeszcze tę podstawową wartość, że pozwoliła teoretykom zrozumieć kilka głębszych jeszcze problemów występujących przy rezonansach cząstek, o których już nie będziemy tu wspominać.

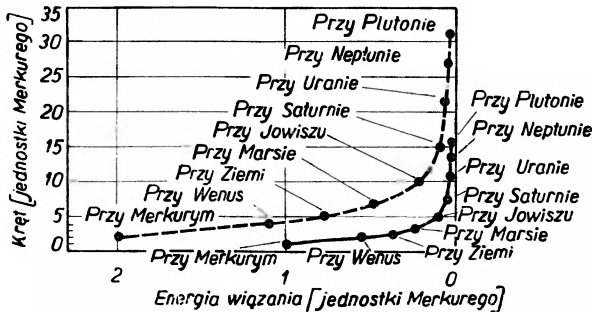
### Trajektorie Reggego

Gdy zaczęły się mnożyć odkrycia nowych cząstek silnie oddziaływających, teoretycy szukali prawidłowości mogących ukazać związki pokrewieństw między cząstkami. W szczególności usiłowali oni znaleźć systemy klasyfikacji, na podstawie których można by przepowiedzieć istnienie nowych cząstek. Pierwsza myśl w tej dziedzinie rozwinęła się na podstawie idei wprowadzonej do fizyki w r. 1959 przez włoskiego fizyka Tullio Reggego. Pewne jej ślady można spotkać już w fizyce kwantów, zwłaszcza przy badaniu poziomów energetycznych atomów i jąder.

Zaobserwowano, że gdy cząstki zwiększają swoją masę, często (lecz nie bez wyjątków) jednocześnie wykazują coraz to wyższe wartości krętu  $J$ . Regge stwierdził, że w wielu ważnych przypadkach istnieje związek matematyczny między wartością  $J$  i masą cząstki. Dowiódł on, że niektóre własności cząstek mogą być przedstawione przez „gładkie“ funkcje matematyczne krętu  $J$ , to znaczy funkcje zmieniające się w sposób ciągły przy zmianach  $J$ . Ponieważ jednak w mechanice kwantowej  $J$  może przyjmować jedynie wartości całkowite lub połówkowe, wspomniane funkcje mają bezpośrednio znaczenie fizyczne jedynie dla owych dozwolonych wartości. Gładka krzywa matematyczna podająca zależność masy fizycznej od  $J$  zwie się „trajektorią Reggego“.

Do wyjaśnienia pojęcia trajektorii Reggego służyć może analogia ze statkiem kosmicznym. Wyobraźmy sobie, że na niemal kołowych orbitach dziewięciu planet mamy umieścić jednotonowe pojazdy kosmiczne. Te statki okrążać będą Słońce jak gdyby były miniaturowymi planetami. Im bliżej Słońca znajduje się pojazd, tym silniej „odczuwa“ przyciąganie grawitacyjne Słońca i tym silniej jest z nim związany. Zatem energia wiązania jest największa na orbicie Merkurego, a najmniejsza na orbicie Plutona (energia wiązania to ilość energii potrzebnej do uwolnienia pojazdu od przyciągania Słońca).

Każdemu pojazdowi można przypisać inną wielkość również zmieniającą się z odległością od Słońca, a mianowicie kręt. Często zdarza się w fizyce, że przy ustalonych innych wielkościach im większa jest energia wiązania, tym mniejszy jest kręt. W naszym przykładzie oznacza to, że kręt wzrasta z odległością od Słońca. Możemy teraz narysować wykres dla dziewięciu statków



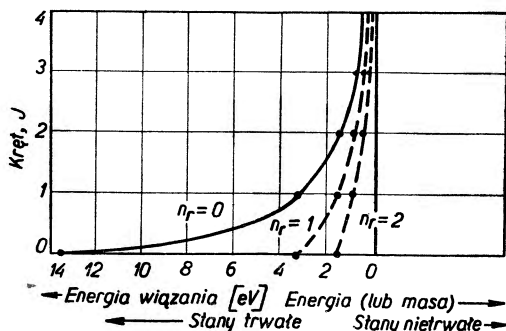
Rys. 9. „TRAJEKTORIE REGGEGO“, pojęcie ważne dla przewidywania rezonansów, można wyjaśnić w analogii ze statkiem kosmicznym. Gdyby umieścić jednotonowe pojazdy kosmiczne na kołowych orbitach wokół Słońca w odległościach takich jak dziesięć planet, to statki te miałyby wskazane na rysunku energie i kręty. Krzywa ciągła poprowadzona przez te wartości to trajektoria Reggego. Krzywa przerywana to trajektoria Reggego dla statku dwutonowego

kosmicznych, gdzie na pionowej osi będzie kręt, zaś na poziomej energia wiązania (rys. 9). Krzywa poprowadzona przez naniesione punkty odpowiada trajektorii Reggego.

Zakładmy teraz, że mechanika kwantowa rządzi także makroskopowym zachowaniem się statku na orbicie. Dalej przypuśćmy, że kręt statku na orbicie Merkurego jest elementarnym kwantem spinu. Wówczas jednotonowy pojazd mógłby zajmować jedynie te orbity, na których kręty (w jednostkach Merkurego) przybierają wartości całkowite. Inaczej można to ująć mówiąc, że jednotonowy statek na orbicie kołowej mógłby znajdować się jedynie na pewnych poziomach energetycznych. Trajektorie Reggego dla statku kosmicznego byłyby fizyczne jedynie w tych punktach. Inną trajektorię Reggego można by przeprowadzić dla statku dwutonowego. Na dowolnej orbicie jego energia wiązania i kręt byłyby dwukrotnie większe niż dla statku jednotonowego.

Choć używane w fizyce dopiero od niedawna, pojęcie trajektorii Reggego stosuje się do problemów znanych od dawna w fizyce atomowej. Na przykład dobrze wiadomo, że układ protonu i elektronu tworzący atom wodoru może

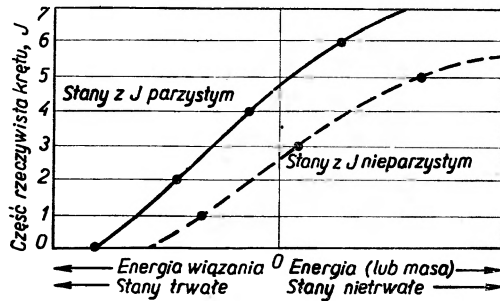
istnieć w różnych stanach wzbudzenia. Elektron może zajmować różne orbity wokół protonu, tak jak statek kosmiczny mógł zajmować liczne orbity wokół Słońca. W przypadku elektronu kwantyzacja orbit jest łatwa do zrozumienia. Gdy wartość pewnej liczby kwantowej,  $n_r$  (charakteryzującej energię ruchu wzdłuż promienia orbity) jest ustalona, energie wiązania różnych stanów wodoru maleją ze wzrostem wartości krętu  $J$ . Gdy przez dozwolone wartości  $J$  poprowadzić gładką krzywą, otrzymamy trajektorię Reggego podobną do tej, która łączy stany statku kosmicznego na różnych orbitach (rys. 10). Dla różnych wartości  $n_r$  atomu wodoru mamy różne trajektorie, podobnie jak dla statków o różnych masach.



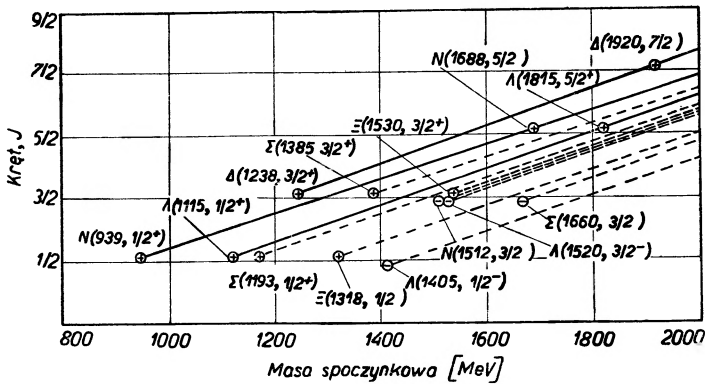
Rys. 10. TRAJEKTORIE DLA WODORU są podobne do trajektorii dla statku kosmicznego. Atom wodoru, zbudowany z elektronu „okrążającego“ proton, może istnieć w różnych stanach wzbudzonych. Dla każdej wartości pewnej liczby kwantowej ( $n_r$ ) energie wiązania stanów wodoru maleją ze wzrostem wartości krętu ( $J$ ). Krzywe poprowadzone przez te stany (każdy traktowany jako inna „cząstka“) są trajektoriami Reggego

Dla atomu wodoru przecięcie trajektorii Reggego z dozwoloną wartością  $J$  (0, 1, 2 itd.) odpowiada występowaniu stanów związanych. Z doświadczonego punktu widzenia każdy z takich przypadków jest różną „cząstką“ o jakiejś masie. Ciąg takich przypadków kończy się, gdy energia wzbudzenia staje się tak duża, że elektron oddziela się od protonu. Energia ta dzieli stany trwałe od nietrwałych.

Podobnie jak dla sił grawitacyjnych (przykład ze statkiem kosmicznym) i elektromagnetycznych (atom wodoru) można wykreślić trajektorie dla oddziaływań silnych rządzących omawianymi przez nas cząstkami. W tym przypadku trajektorie nie kończą się na granicy między stanami trwałymi i nietrwałymi, lecz przekraczają ją, nadal przecinając dozwolone wartości  $J$  (rys. 11). Przecięcie w obszarze trwałości oznacza istnienie stanu związanego, przy czym cząstka może być trwała lub nietrwała. Przecięcia w obszarze nietrwałości wskazują na istnienie rezonansów czyli cząstek nietrwałych. Można wykazać, że dla cząstek silnie oddziaływających trajektorie łączy stany rzeczywiste bądź o krętach parzystych, bądź tylko o nieparzystych, ale nie obydwa rodzaje jednocześnie. Innymi słowy, między dwoma stanami leżącymi na tej samej trajektorii występuje przerwa dwu jednostek krętu  $J$ . Najniższy stan zwie się przypadkiem (*occurrence*), zaś o wyższych będziemy mówić jako o powtórze-



Rys. 11. TRAJEKTORIE CZĄSTEK SILNIE ODDZIAŁYWUJĄCYCH podobne są do trajektorii z rysunku 10, z tym że leżą na nich również stany nietrwałe. Przecięcia z  $J$  w obszarze stabilności wskazują na istnienie cząstki trwałej lub metatrwałej. Przecięcia w obszarze niestabilności wskazują na cząstki nietrwałe. Trajektorie łączą stany cząstek, które różnią się o dwie jednostki  $J$ . Dolny stan to „przypadek“ (occurrence), zaś stany wyższe to „powtórzenia“ Reggego (Regge recurrences)



Rys. 12. TRAJEKTORIE REGGEGO DLA BARIONÓW pokazano dla 14 znanych barionów o masie mniejszej od 2000 MeV. Ukośne linie ciągłe łączą trzy przypadki z powtórzeniami Reggego. Dla barionów spin ( $J$ ) jest połowkowy ( $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{3}{2}$ ,  $\frac{5}{2}$  itd.). Powtórzenia muszą mieć spiny większe o 2, 4, 6 itd. jednostek więcej niż ich stany podstawowe („przypadki“) o najniższej masie. Spiny dla  $\Delta(1815, \frac{5}{2}^+)$  i  $\Delta(1920, \frac{7}{2}^+)$  są niepewne, lecz przypuszczalnie spełniają to żądanie<sup>4</sup>. Pochyłe linie przerywane są przewidywanymi trajektoriami Reggego dla innych barionów. Symbole w kółkach oznaczają parzystość, przy czym jeśli nie została ona jeszcze ustalona doświadczalnie, przewidziano ją w celu przypisania cząstek do odpowiednich trajektorii

niach Reggego (Regge recurrences) lub o serii wzbudzonych stanów rotacyjnych.

Jak można sprawdzić istnienie trajektorii? Podobnie jak w przykładach ze statkiem kosmicznym czy atomem wodoru wykreślamy kręt  $J$  jako funkcję masy (w MeV) dla wszystkich cząstek, które mają te same liczby kwantowe poza  $J$ . Wtedy od razu można stwierdzić, czy leżą one na rosnących krzywych. Jeśli tak, to mamy potwierdzenie istnienia trajektorii Reggego. Takie trajektorie dla barionów są przedstawione na rys. 12.

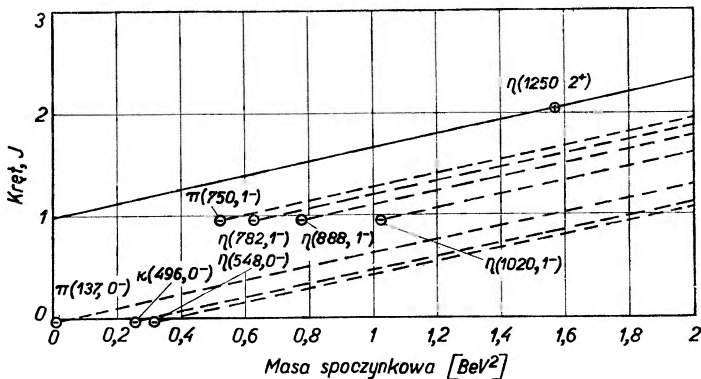
<sup>4</sup> Ostatnio opublikowane dane spinu i parzystości dla  $\Delta(1815, \frac{5}{2}^+)$  i dla  $\Delta(1970, \frac{7}{2}^+)$  są zgodne z przewidywaniami. Dane co do spinów i parzystości są zaktualizowane; nowsze wartości mas nieznacznie tylko różnią się od podanych przez autorów (przyp. tłum.).



Reguła mówi, że jedynie stany różniące się krętem o 2 mogą leżeć na tej samej trajektorii. Dotychczas żądanie to spełniają jak się wydaje tylko trzy pary cząstek: dwa stany  $N$ :  $N(939, \frac{1}{2}^+)$  i  $N(1688, \frac{5}{2}^+)$ ; dwa stany  $\Lambda$ :  $\Lambda(1115, \frac{1}{2}^+)$  i  $\Lambda(1815, \frac{5}{2}^+)$  oraz dwa stany  $\Delta$ :  $\Delta(1238, \frac{3}{2}^+)$  i  $\Delta(1920, \frac{7}{2}^+)$ .

Na rys. 12 te trzy pary stanów połączone są pochyloną linią ciągłą. Linie przerywane przedstawiają przypuszczalnie dalsze trajektorie, na których dotychczas odkryto tylko jeden przypadek. Są one użyteczne, by móc powiedzieć doświadczalnikom, gdzie szukać barionów z wyższymi krętami.

Następny rysunek pokazuje trajektorie Reggego dla mezonów. Dla mezonów trzeba, jak uczy mechanika kwantowa, brać zamiast samych mas kwadraty



Rys. 13. TRAJEKTORIE REGGEGO DLA MEZONÓW podano dla ośmiu znanych cząstek. Wszystkie są one stanami podstawowymi: nie zidentyfikowano dotychczas żadnych powtórzeń. Można wykazać, że górna trajektoria, na której leży cząstka  $\eta(1250)$  ( $Y = I = 0$ ) powinna przechodzić przez punkt  $J = 0$ , przy masie równej zeru. Ciągła linia przeprowadzona przez ten punkt i przez  $\eta(1250, 2^+)$  wskazuje na przypuszczalne nachylenie trajektorii Reggego dla mezonów. Równoległe linie przerywane dla innych trajektorii są hipotetyczne. Ich przecięcia z  $J = 2$  lub 3 informują nas, gdzie szukać powtórzeń Reggego. Najniżej leżącym powtórzeniem powinna być cząstka  $\pi(2^-)$  o masie około 1700 MeV

mas na skali poziomej. Widać, że dotychczas nie odkryto tu żadnych powtórzeń Reggego, być może dlatego, że stany mezonów o wysokich masach nie były jeszcze dokładnie badane.

Najlepsza wskazówka, że trajektorie Reggego dla mezonów istnieją, jest oparta na argumentie uzasadniającym, iż trajektoria dla mezonu o  $Y = 0$  i  $I = 0$  powinna mieć niefizyczne czyli nierzeczywiste przecięcie z  $J = 1$  dla masy równej zeru. Następne najniższe przecięcie, dla  $J = 0$ , mogłoby mieć znaczenie fizyczne, ale taki stan musiałby mieć ujemny kwadrat masy, co nie ma sensu. Tak więc najniższe przecięcie rzeczywiste powinno mieć miejsce o dwie jednostki  $J$  powyżej zera, to znaczy przy  $J = 2$ . W istocie półtora roku temu odkryto mezon z  $J = 2$  oznaczony  $\eta(1250, 2^+)$ . Jednakże jego liczby kwantowe są jeszcze niepewne. Po przeprowadzeniu trajektorii Reggego przez  $\eta(1250, 2^+)$  i niefizyczne przecięcie  $J = 1$  i masie 0, otrzymujemy przybliżoną informację o nachyleniu innych trajektorii mezonowych, które zaznaczono na rysunku liniami przerywanymi. Obecnie wiele wysiłku poświęca się doświadczalnemu wykryciu innych członków rodzin mezonowych o kręcie  $J = 2$  lub 3.

## Droga ośmiostopniowa

Omówimy teraz inny system klasyfikacji, na podstawie którego można było przewidzieć nowe uprzednio nieznanne cząstki. Widzieliśmy już, w jaki sposób pojęcie trajektorii pozwala dostrzec pokrewieństwo między cząstkami o różnych  $J$ , lecz o tych samych wartościach wszystkich innych liczb kwantowych. Obecnie opiszemy relacje, które wydają się istnieć między cząstkami o tych samych wartościach  $J$  i parzystości, lecz o różnych wartościach masy, hiperładunku  $Y$  i izospinu  $I$ .

Poprzednio wspominaliśmy, że różnice mas między członkami multipletów, takich jak dublet nukleonowy (neutron i proton) można uważać jako „rozszerzenie“ spowodowane faktem, że izospin nie jest zachowywany w oddziaływaniach elektromagnetycznych, które wyróżniają ładunek elektryczny. Największa różnica mas spowodowana tym naruszeniem występuje u trypletu  $\Sigma$  i wynosi 12 MeV.

Godne uwagi jest to, że czterej najlepiej znani członkowie rodziny barionowej:  $N$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  i  $\Xi$  są rozdzieleni średnimi różnicami mas jedynie mniej więcej dziesięciokrotnie większymi od różnic w poszczególnych multipletach. Odstępy w średniej masie oddzielające cztery stany barionowe wynoszą tylko odpowiednio 77, 75 i 130 MeV. Co więcej, wszystkie cztery bariony mają przypuszczalnie te same wartości  $J^P = \frac{1}{2}^+$  (w rzeczywistości  $J$  dla  $\Xi$  nie jest ostatecznie ustalone, a jej parzystości także jeszcze nie zmierzono).

Jeśli różnice mas w multiplicie są spowodowane naruszeniem izospinu  $I$ , to czyż nie można sobie wyobrazić, że nieco większe różnice mas między sąsiednimi multipletami są spowodowane naruszeniem prawa zachowania jakichś innych liczb kwantowych? W odpowiednich oddziaływaniach  $Y$  i  $I$  byłyby ściśle zachowane, lecz pewne inne prawa zachowania byłyby naruszone. Gdyby dozwolnić na takie częściowe naruszenie nowych zasad symetrii, można by zgrupować multiplety barionowe w „supermultiplety“ z różnymi  $Y$  i  $I$ , lecz tymi samymi  $J$  i  $P$ . Ten nowy układ symetrii wiązałby różne wartości  $Y$  i  $I$  podobnie jak izospin wiąże różne wartości ładunku elektrycznego. Ta część silnych oddziaływań, która narusza nowe symetrie — reprezentowane nowymi liczbami kwantowymi — rozszerzałaby każdy supermultiplet na multiplety ładunkowe o różnych masach, podobnie jak oddziaływania elektromagnetyczne powodują rozszerzenie mas wśród członków multipletu ładunkowego przez naruszenie symetrii spinu izotopowego. Jednakże rozmiary rozszerzenia mas w supermultiplicie byłyby znacznie większe, niż obserwowane w multiplicie, gdyż działać tu ma część silnych oddziaływań, od których siły elektromagnetyczne są znacznie słabsze.

Już na początku 1961 roku Yuval Ne'eman, pułkownik armii izraelskiej a zarazem inżynier, który stał się potem fizykiem oraz jeden z autorów tego artykułu (Gell-Mann) pracując niezależnie od siebie, zaproponowali pewien jednolity system symetrii oraz schemat ich naruszenia i wtedy istnienie supermultipletów stało się prawdopodobne. Nowy zespół symetrii określa się jako „drogę ośmio-

stopniową“, gdyż tkwi w nim osiem liczb kwantowych. Nazwa nawiązuje do zdania wypowiedzianego przez Buddę: „Ta jest, o mnisi, święta prawda o drodze do usunięcia cierpienia: jest to święta, z ośmiu składająca się stopni ścieżka: prawa wiara, prawe postanowienie, prawe słowo, sprawiedliwy czyn, życie prawe i prawe dążenie, prawe wspomnienie oraz prawe zagłębienie się w siebie“<sup>5</sup>.

Matematyczną podstawę drogi ośmiostopniowej stanowi teoria zwana grupami Liego lub algebraami Liego — system algebraiczny, rozwinięty w XIX wieku przez norweskiego matematyka Sophusa Lie. Najprostsza algebra Liego zawiera relacje trzech składowych, z których każda reprezentuje symetrię, podobną do występujących w mechanice kwantowej. Spin izotopowy składa się z trzech takich składowych ( $I_+$ ,  $I_-$  i  $I_z$ ) powiązanych regułami najprostszej algebry. Jest to algebra grupy zwanej  $SU_2$ , co oznacza specjalną grupę unitarną tworów o wymiarach  $2 \times 2$ . Prócz tego dany jest warunek redukujący liczbę niezależnych składowych z czterech do trzech (stąd określenie „specjalna“).

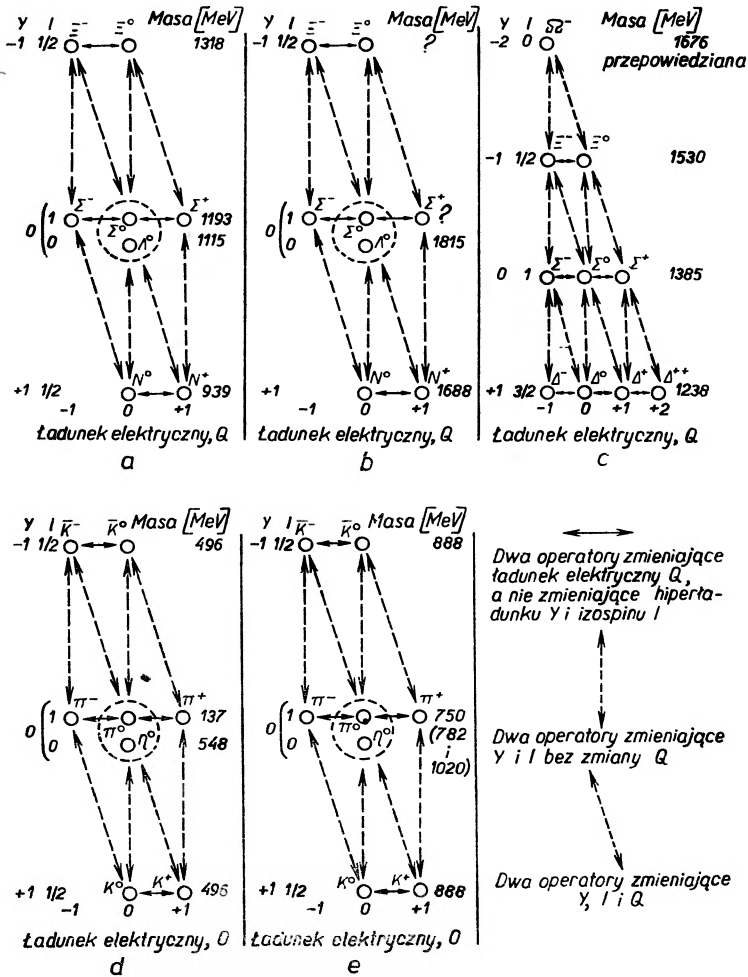
Składowe ośmiostopniowej drogi spełniają relacje algebry Liego wyższego rzędu, która posiada osiem niezależnych składowych. Ta grupa nazywa się  $SU_3$ , to znaczy jest specjalną grupą unitarną tworów  $3 \times 3$ , przy czym znowu dodatkowy warunek redukuje liczbę składowych z dziewięciu do ośmiu. Osiem zachowanych wielkości ośmiostopniowej drogi, to trzy składowe spinu izotopowego, hiperładunek  $Y$  i cztery nowe symetrie jeszcze nie nazwane. Dwie z nich zmieniają  $Y$  o jedność nie zmieniając ładunku elektrycznego. Inne dwie zmieniają zarówno  $Y$  i ładunek elektryczny o jednostkę (rys. 14). Naruszenie czterech nowych symetrii przez część silnych oddziaływań zmienia masy multipletów, które tworzą supermultiplet. Przykładem supermultipletu (oktetu) są  $N$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  i  $\Xi$ , jeśli wszystkie one mają rzeczywiście kręt  $J = \frac{1}{2}$  i dodatnią parzystość, to znaczy  $J^P = \frac{1}{2}^+$ .

Sposób naruszenia symetrii sugerowany przez ośmiostopniową drogę prowadzi do reguły, która wiąże masy w supermultiplicie, przy założeniu, że naruszenie nie jest zbyt głębokie. Dla  $N$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  i  $\Xi$  reguła ta brzmi:  $\frac{1}{2}$  masy  $N$  plus  $\frac{1}{2}$  masy  $\Xi$  równa się  $\frac{3}{4}$  masy  $\Lambda$  plus  $\frac{1}{4}$  masy  $\Sigma$ . Po podstawieniu rzeczywistych mas otrzymujemy po lewej stronie równania 1129 MeV, zaś po prawej 1135 MeV. Zgodność z przybliżoną regułą mas jest więc zdumiewająco dobra.

Sukces ten podsunął myśl o poszukiwaniu innych oktetów. Na początku roku 1961 jedynymi znanymi multipletami mezonowymi były  $\pi$ ,  $\kappa$  i  $\bar{\kappa}$ , wszystkie z  $J^P = 0^-$ . Pasują one dobrze do oktetu, jeśli dodać neutralny singlet mezonowy z przewidywaną masą 563 MeV (masy przewiduje się podobnie jak dla barionów z tym, że dla mezonów trzeba podstawiać do równania kwadraty mas). Pod koniec 1961 roku odkryto mezon  $\eta$  z masą 548 MeV. Potem zmierzono jego  $J^P$  otrzymując  $0^-$ , a więc takie, jakie było potrzebne, aby zaliczyć tę cząstkę do oktetu mezonowego.

Tymczasem pojawiły się nowe mezony z  $J^P$  równym  $1^-$ : tryplet  $\pi$  (750,  $1^-$ )

<sup>5</sup> Przekład fragmentu *Kazania z Benares* wg ks. E. Dąbrowskiego (przyp. tłum.).



Rys. 14. „OŚMIOSTOPNIOWA DROGA“ to nowy system symetrii grupujący multiplety cząstek w „supermultiplety“. Określenie „ośmiostopniowy“ odnosi się do specjalnej algebry podającej związku między ośmioma obiektami, w tym wypadku między ośmioma wielkościami zachowanymi w oddziaływaniach. Nowe symetrie (strzałki przerywane) wiążą stany o różnych hipertładunkach ( $Y$ ) i izospinach ( $I$ ), podobnie jak symetria izospinowa (strzałki ciągłe) wiąże różne wartości ładunku elektrycznego. Cztery diagramy (a, b, d, e) przedstawiają supermultiplety z ośmioma członkami, zaś inna grupa (c) zawiera 10 członków. Przy pomocy drogi ośmiostopniowej przewidziano istnienie kilku nowych cząstek, na przykład  $\Omega$  (1676,  $\frac{1}{2}^+$ ) występującej w (c). Mezon  $\eta$  w (e) ma przypisane dwie wartości mas, co prowadzi do „kryzysu identyczności“ opisanego w tekście

i dublety  $\kappa$  (888,  $1^-$ ) oraz  $\bar{\kappa}$  (888,  $1^-$ ). Można było znów przypuszczać, że tworzą one oktet. Brakowało w nim jedynie neutralnego singletu z masą około 925 MeV. Wkrótce potem doświadczenia ujawniły mezon  $\eta$  ( $1^-$ ), lecz jego masa wynosiła zaledwie 782 MeV. Reguła mas, mimo poprzednich sukcesów, w tajemniczy sposób zawiodła.

W pewnym stopniu tajemnica wyjaśniła się nieco później. Oktet jest tylko jednym z kilku supermultipletów dozwolonych przez ośmiostopniową drogę.

Inna możliwość to pojedynczy neutralny singlet z  $Y = 0$  i  $I = 0$ . Przypuśćmy, że istnieje taki mezon z  $J^P = 1^-$ , który nazwiemy  $\eta'(1^-)$ . Gdyby jego masa była w pobliżu masy  $\eta(1^-)$ , to jedynie symetrie łamiące ośmiostopniową drogę rozróżniałyby te dwie cząstki. W takiej sytuacji mechanika kwantowa przewiduje „kryzys identyczności“ i każdy z mezonów do pewnego stopnia przybierałby cechy pozostałego. Co więcej, ta wspólnota własności charakterystycznych wpływałaby na masy. Wskutek tego jeden z mezonów miałby masę wyższą, a drugi niższą od tej, którą miałyby w prostym przypadku, gdyby spełniona była reguła mas dla oktetu. Przewidywany kwadrat masy dla  $\eta(1^-)$ ,  $(925)^2$ , powinien z grubsza leżeć w połowie między rzeczywistymi wartościami kwadratów mas dla  $\eta(1^-)$  i  $\eta'(1^-)$ . Ponieważ rzeczywista masa  $\eta(1^-)$  jest 782 MeV, można by oczekiwać, że istnieje mezon  $\eta'(1^-)$  o masie około 1045 MeV. W istocie dwie grupy fizyków odkryły niezależnie taki mezon w r. 1962 z odpowiednimi wartościami  $Y$  i  $I$  (obydwie zero) i z masą 1020 MeV. W rzeczywistości nie wiadomo jak stwierdzić, który z dwu mezonów:  $\eta(782)$  i  $\eta(1020)$  należy do oktetu, a który do singletu. Podejrzewamy, że natura jest tu tak samo zakłopotana jak i my.

Z mezonów umieszczonych na rys. 2 ostatnim odkrytym jest  $\eta(1250, 2^+)$ , który przypuszczalnie jest singletem. Tak więc wśród 18 wymienionych mezonów mamy dwa oktety i dwa singlety. Jednak nie wszystkie fakty doświadczalne są pewne i cały obraz, a w szczególności kryzys identyczności  $\eta(1^-)$  i  $\eta'(1^-)$ , musi być uważany za hipotetyczny.

Wróćmy teraz do barionów. Jakie inne supermultiplety znaleziono jeszcze oprócz oryginalnego, zawierającego  $N$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  i  $\Xi$ ? Cząstka  $\Lambda(1405)$  wydaje się singletem a jego  $J^P$  nie zostało jeszcze ostatecznie ustalone. Pierwsze powtórzenie Reggego (*Regge recurrence*) dla nukleonu,  $N(1688, \frac{5}{2}^+)$ , powinno, podobnie jak sam nukleon, należeć do oktetu zawierającego prócz tego inne powtórzenia Reggego dla  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  i  $\Xi$ . Członkiem  $\Lambda$  tego wzbudzonego oktetu mógłby być  $\Lambda(1815)$ , jeśli rzeczywiście ma  $J^P = \frac{5}{2}^+$ . Obecnie szuka się członków  $\Sigma$  i  $\Xi$ . Gdyby znaleziono jednego z nich, masa drugiego mogłaby być w przybliżeniu oszacowana z reguły mas dla oktetu.

Cząstka  $N(1512, \frac{3}{2}^+)$  mogłaby również należeć do oktetu. Nie jest wykluczone, że innym członkiem tego oktetu jest  $\Lambda(1520, \frac{3}{2}^-)$ . Być może  $\Sigma(1660)$  ma  $J^P = \frac{3}{2}^-$ . Gdyby to potwierdziło się, masa brakującego  $\Xi$  wynosiłaby około 1600 MeV. Jednak sytuacja eksperymentalna jest w tym przypadku niepewna.

Dalej mamy  $\Lambda(1238)$ , nietrwały barion odkryty w 1952 r. ponieważ jest to kwartet <sup>6</sup>, nie może więc należeć ani do oktetu ani do singletu. Najprostszym supermultipletem dopuszczanym przez ośmiostopniową drogę, do którego mógłby należeć barion  $\Lambda$ , jest grupa 10 cząstek czyli dekuplet. Składa się z kwartetu  $\Lambda$ , trypletu  $\Sigma$ , dubletu  $\Xi$  i singletu  $\Omega$  (rys. 2). Reguła mas dla dekupletu przewiduje w przybliżeniu równe odstępstwa między jego członkami. Ponieważ cząstka  $\Sigma(1385)$  ma  $J^P = \frac{3}{2}^+$ , uważa się, że mogłaby należeć do dekupletu

<sup>6</sup> Częściej mówi się „kwadruplet“. Jedynie w przypadku „oktetu“ używa się tradycyjnie terminu muzycznego zamiast poprawnego „oktuplet“ (przyp. tłum.).

wraz z cząstką  $\Delta$  (1238). Reguła równych odstępów przepowiada cząstkę  $\Xi$  z masą około 1532 MeV. Odkrycie  $\Xi$  (1530) z  $JP$  równym prawdopodobnie  $\frac{3}{2}^+$  jest uderzającym potwierdzeniem tej reguły. Dalej reguła mas przepowiada cząstkę  $\Omega$  o masie około 1676 MeV, która byłaby jednocząstkowym stanem zawierającym ujemnie naładowany singlet. Taka cząstka byłaby trwała ze względu na oddziaływania silne i elektromagnetyczne, gdyż brakowałoby jej energii, by rozpaść się w jakiś skomunikowany kanał. Tak więc powinna żyć około  $10^{-10}$  sekund i rozpadać się przez słabe oddziaływania. Obecnie prowadzi się intensywne poszukiwania cząstki  $\Omega$ . Gdyby ją znaleziono, potwierdziłoby to poprawność ośmiostopniowej drogi <sup>7</sup>.

Zamknijmy ten rozdział uwagą, że gra z symetriami może jeszcze nie być zakończona dla cząstek silnie oddziaływających. Na przykład może istnieć jakaś dotychczas nieznana liczba kwantowa zachowywana w silnych oddziaływaniach i równa zero dla wszystkich znanych cząstek. Przed odkryciem cząstek dziwnych tego rodzaju liczbą była dziwność (równoważna  $Y$ ). Doświadczenia przy wysokich energiach z następnym pokoleniem akceleratorów mogą więc kiedyś zmusić nas do wprowadzenia jeszcze jakiejś nowej liczby.

### Cząstki złożone

Znaczenie pojęcia „cząstka elementarna“ zmieniało się znacznie w miarę jak nasze spojrzenie na fizyczny wszechświat dostrzegało coraz to drobniejsze szczegóły. W ostatnich kilku latach stało się niewygodne uważać kilkadziesiąt znanych cząstek za elementarne. Widać stąd, że pojęcie elementarności wymaga rewizji.

Zacznijmy od pytania, dlaczego sądzimy, że niektóre cząstki, jak atom wodoru, nie są elementarne. Odpowiedź brzmi, że chociaż nawet ich własności są jakościowo podobne do cech charakterystycznych neutronów, protonów czy elektronów, to można jednak wyjaśnić je teoretycznie przy założeniu, że wspomniane cząstki składają się z innych cząstek.

Atom wodoru jest typowym przykładem układu złożonego, gdyż jego własności zostały wyjaśnione teoretycznie z wielką dokładnością. Ważne jest zdawać sobie sprawę, że atom wodoru nie jest ściśle złożony z jednego protonu i jednego elektronu. Dokładniejsze jest stwierdzenie, że składa się z nich przez większą część czasu. Stan podstawowy atomu wodoru jest trwałą cząstką skomunikowaną (przez oddziaływania silne, elektromagnetyczne i słabe) z całą różnorodnością zamkniętych kanałów, z których najważniejszym jest elektron plus proton. Zgodnie z mechaniką kwantową każdy stan składa się przez jakiś okres czasu z każdego z kanałów skomunikowanych. Dla przykładu, przez mały ułamek czasu stan podstawowy atomu wodoru składa się z protonu i elektronu plus para elektronowa negaton i pozyton. Wpływ tego kanału na energię

<sup>7</sup> W lutym br. grupa fizyków z Brookhaven National Laboratory doniosła o odkryciu cząstki  $\Omega$  o masie  $1686 \pm 12$  MeV i czasie życia  $0,7 \times 10^{-10}$  sekund (przyp. tłum.).



atomu jest nieznaczny, lecz został obliczony i zmierzony; zgodność jest wspólna. Prócz tego jest jeszcze nieskończenie wiele innych zamkniętych kanałów dających przyczynki do struktury atomu wodoru, ale na szczęście ich wpływ jest do zaniechania.

W układach silnie oddziaływających skomplikowane kanały stają się ważniejsze. Na przykład własności deuteronu ( $A = 2$ ) wyjaśniono przy założeniu, że składa się on z protonu i neutronu, lecz zgodność jest tu o wiele gorsza niż dla atomu wodoru, gdyż wpływ dodatkowych kanałów (na przykład zawierających piony) jest istotny. Jednakże na ogół sądzi się, że ponieważ wiele z obserwowanych własności można wytłumaczyć przez uwzględnienie jedynie najprostszego kanału, branie pod uwagę coraz to nowych kanałów pozwoliłoby systematycznie ulepszać wyniki. To samo można stwierdzić o jądrach cięższych od deuteronu i dlatego nie ma podstaw, by uważać je za „elementarne“.

Poważne trudności w rozróżnianiu cząstek elementarnych od złożonych powstały dopiero dla cząstek o  $A = 0$  lub 1 (mezonów i barionów), gdyż rzadko mamy tu do czynienia z jednym dominującym kanałem o bliskim progu. Rozważmy jeden z najtrudniejszych przypadków: pion. Kanał skomunikowany o najniższym progu to konfiguracja  $3\pi$ . Dalsze kanały zawierają układy  $5\pi$ ,  $\pi\bar{\pi}\pi$ ,  $N\bar{N}$ ,  $E\bar{E}$ . Dlatego przez pewien okres czasu pion istnieje jako  $3\pi$ , częściowo jako kappa plus antykappa plus pi, itd.

Wszystkie progi są znacznie wyższe od masy pionu i wiele dość skomplikowanych kanałów daje istotne przyczynki do stanu pionu. W wyniku tego nie udało się wykonać jeszcze nawet przybliżonych obliczeń jego własności. Bardziej sprzyjającym przypadkiem jest  $\pi(750)$ , gdzie, jak sądzimy, dominuje kanał  $2\pi$ . Lecz nawet tutaj rzut okiem na rys. 5 wskazuje, że należy uwzględnić wiele pobliskich kanałów.

Możemy jednak używać definicji roboczej: cząstka jest nieelementarna, jeśli wszystkie jej własności mogą być w zasadzie obliczone, przy założeniu jej złożoności. Takie obliczenie powinno dać różne prawdopodobieństwa dla różnych kanałów zamkniętych. Siły wiązania w tych kanałach powinny składać się na rzeczywistą wartość masy cząstki.

Problem uwzględnienia wszystkich znaczących kanałów jest w większości przypadków zbyt trudny, ale wyobraźmy sobie, że takie obliczenia wykonano. Czy wówczas otrzymalibyśmy poprawny opis cząstki? Czy jej liczby kwantowe i masa byłyby zgodne z rzeczywistością? Do niedawna powszechnie uważano, że własności kilku spośród silnie oddziaływających cząstek, w tym nukleonu, nie można obliczać w taki sposób. W obecnej teorii elektronów i fotonów dającej tak dokładny opis zjawisk elektromagnetycznych, nie można dynamicznie przewidzieć własności fotonu i elektronu. Przyczyna tkwi w tym, że znane siły nie są dostatecznie silne, by utworzyć stany związane o masach tak małych, jak masy elektronu i fotonu.

Przez analogię teoretycy usiłowali przypisać nukleonowi specjalną rolę podobną do roli elektronu. Tak więc nie próbowano nawet traktować nukleonu jako cząstkę złożoną. Jednakże stopniowo wyróżniona rola nukleonu stawała



się coraz bardziej wątpliwa. A gdy wreszcie dokonano próby wytłumaczenia własności nukleonu na podstawie analizy kanałów skomunikowanych, osiągnięto podobny sukces jakościowy jak dla deuteronu i cząstki  $\Delta$  (1238), którą przez lata uważano za złożoną, gdyż obserwowana była w doświadczeniach nad rozpraszaniem pion-proton.

Co więcej, na podstawie ostatnich osiągnięć, w których ważną rolę gra pojęcie trajektorii Reggego, wydaje się, że we wszystkich takich dynamicznych obliczeniach nie należy wyróżniać żadnych cząstek na podstawie krętu, czy innych liczb kwantowych. Jeśli zatem nie ma potrzeby, by wśród silnie oddziaływających cząstek istniała arystokracja, czyż może nie być tam demokracji?

### Dynamika *bootstrap*

Cząstki złożone zawdzięczają swoje istnienie siłom działającym w kanałach skomunikowanych. Jak powstają te siły i jak można je obliczyć?

Podstawowym pojęciem kryjącym się za obliczeniami jest tu „skrzyżowanie” (*crossing*). Rozważmy następującą reakcję, w której biorą udział cztery cząstki:

$$a + b \leftrightarrow c + d .$$

Mówi ona, że kanał  $a, b$  jest skomunikowany z kanałem  $c, d$ . Prawdopodobieństwo, że reakcja zajdzie (w którymś z kierunków) wyraża się matematycznie jako kwadrat bezwzględnej wartości „amplitudy reakcji“, która zależy od energii czterech cząstek. Zasada skrzyżowania stwierdza, że ta sama amplituda reakcji opisuje także dwie reakcje „skrzyżowane” (*crossed reactions*), w których cząstki wchodzące zastępuje się wychodzącymi antycząstkami (oznaczonymi kreską nad literą), a więc

$$a + \bar{c} \leftrightarrow \bar{b} + d$$

$$a + \bar{d} \leftrightarrow \bar{b} + c .$$

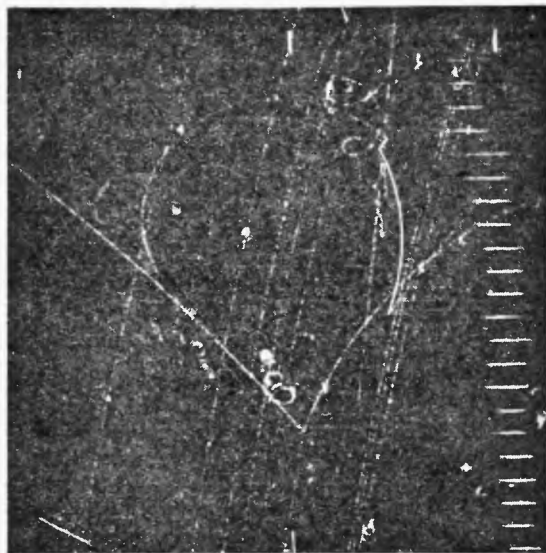
Te reakcje różnią się znakami energii, które są dodatnie lub ujemne, w zależności od tego, czy chodzi o cząstki wchodzące, czy wychodzące. Jeśli znamy amplitudę reakcji dla którejś z trzech reakcji, możemy otrzymać amplitudy dla pozostałych dwu przez wstawienie odpowiednich znaków przy energiach.

Za przykład reakcji skrzyżowanych może służyć następująca para

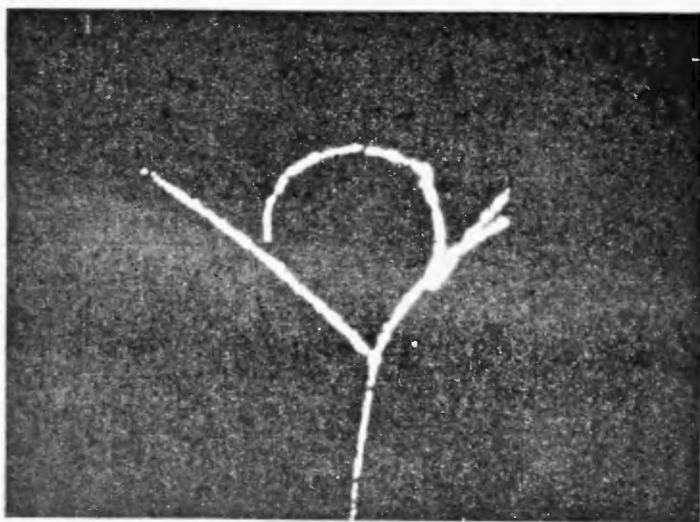
$$n + p \leftrightarrow n + p \quad *$$
 (a)

$$n + \bar{n} \leftrightarrow p + \bar{p} ,$$
 (b)

gdzie występują protony i neutrony. Obydwie reakcje opisuje się tą samą amplitudą, co można ująć graficznie jak na rys. 16. Pierwsza część odpowiada reakcji (a), zaś druga reakcji (b). Obydwa diagramy różnią się tylko kierunkiem, w którym trzeba je odczytywać: od dołu do góry lub z lewa na prawo, co zaznaczono strzałkami.



a

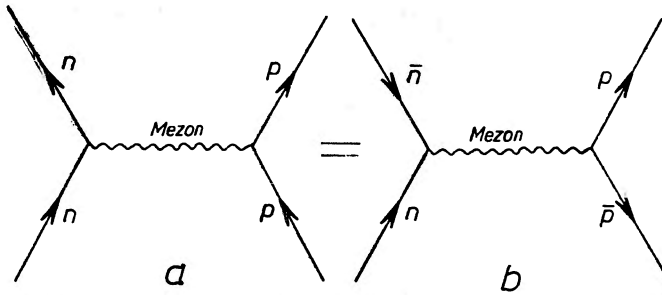


b

Rys. 15. PRZYPADEK Z KOMORY PECHERZYKOWEJ (u góry), jakich rocznie bada się ponad 300 000 w Lawrence Radiation Laboratory na Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley. Wiele przypadków bada się przy pomocy specjalnego rzutnika do śledzenia i mierzenia. Urządzenie to, sprzężone z maszyną liczącą, podaje krok po kroku instrukcje mierzącemu, a wyniki pomiarów podaje na ekranie oscyloskopu (u dołu). Fotografia przedstawia mezon  $K^-$  wchodzący od dołu i uderzający w proton w 72-calowej komorze pecherzykowej. W reakcji tworzy się  $K^0$ , proton i  $\pi^-$ . Proton skreca w lewo, pion w prawo, gdyż komora znajduje się w polu magnetycznym.  $K^0$  nie zostawia śladu, lecz po przebiegnięciu około 10 cm rozpada się na  $\pi^+$  i  $\pi^-$ .  $\pi^+$  skreca zgodnie ze wskazówką zegara i zatrzymuje się. Po czasie około  $10^{-8}$  sekundy rozpada się na  $u^+$ , który biegnie około jednego centymetra i zatrzymuje się. Po  $10^{-6}$  sekundy  $\mu^+$  rozpada się na  $e^+$ , neutrino i antyneutrino. Długa krzywa u góry fotografii i obrazu oscyloskopowego przedstawia drogę  $e^-$ .

Mówimy, że na pierwszym z tych rysunków w zderzeniu neutronu i protonu „wymieniany jest“ mezon i można pokazać, że taka wymiana jest sposobem przedstawiania siły działającej między tymi dwoma barionami. Natomiast w reakcji (b) mezon skomunikowany zarówno z kanałem  $n, \bar{n}$  jak i z  $p, \bar{p}$  jest pośrednikiem łączącym obydwie kanały reakcji. Tak więc ten sam diagram przedstawia zarówno siłę w jednej reakcji, jak i cząstkę pośrednią w drugiej, skrzyżowanej. Wynika stąd, że siły w danym kanale mogą powstawać na skutek wymieniania cząstki pośredniej skomunikowanej z kanałami skrzyżowanymi.

Po tych rozważaniach powrócimy do myśli wspomnianej we wstępie do tego artykułu, że wszystkie cząstki silnie oddziaływujące są strukturami dynamicznymi zawdzięczającymi swoje istnienie tym samym siłom, poprzez które



Rys. 16. „REAKCJE SKRZYŻOWANE“ ilustrują ściśle pokrewieństwo pojęć siły i cząstki. Reakcja a, którą odczytać należy z dołu do góry, przedstawia zderzenie neutronu i protonu. „Wymieniany“ mezon przedstawia siłę działającą między dwoma barionami. Reakcja b, czytana z lewa na prawo, to reakcja skrzyżowana względem a. Przedstawia ona mezon jako cząstkę pośrednią w reakcji zamiany pary neutron-antineutron na parę proton-antypoton. Te dwie reakcje są równoważne

nawzajem oddziaływają. Słowem, cząstki silnie oddziaływujące są tworcami silnych oddziaływań. Hipotezę tę nazywamy *bootstrap*<sup>8</sup>. Sformułował ją jeden z autorów (Chew) i Steven C. Frautschi na Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley.

Zgodnie z hipotezą *bootstrap* każdą z cząstek silnie oddziaływujących uważa się za stan związany w kanałach z nią skomunikowanych, a jej istnienie jest spowodowane jedynie siłami powstałymi wskutek wymiany cząstek silnie oddziaływających skomunikowanych z kanałami skrzyżowanymi. Istnienie każdej z tych ostatnich jest z kolei uwarunkowane siłami, do których przyczynia się również pierwsza cząstka. Innymi słowy, każda cząstka pomaga wytwarzać pozostałe, które z kolei tworzą ją, i tak w koło. W tej silnie nieliniowej sytuacji można sobie wyobrazić, że nie ma swobodnych czyli dowolnych zmiennych (poza czymś, co ustala skalę energii) i że jedynym wzajemnie niesprzecznym układem cząstek jest ten, który obserwuje się w przyrodzie.

Przypominamy Czytelnikowi, że w elektromagnetyce kilka wyróżnionych cząstek (leptony i foton) nie traktuje się jako stany związane (lub złożone)

<sup>8</sup> Dosłownie „sznurowadło“. Nazwa ta ma uzmysławiać wzajemne powiązanie sił i cząstek (przyp. tłum.).

i masy oraz sprzężenia każdej cząstki można dowolnie dopasowywać. O ile wiadomo zwykła elektrodynamika jest poza zakresem działania *bootstrapu*.

Jest jeszcze zbyt wcześnie, aby być pewnym, że w silnych oddziaływaniach nie ma swobodnych parametrów, ale chcemy zakończyć optymistycznym stwierdzeniem, że istnieje fascynująca możliwość, która jest najwyższym stadium rozwoju hipotezy *bootstrap*. Jeśli w istocie cząstki silnie oddziaływające określają się nawzajem przy pomocy mechanizmu typu dynamicznego, być może, że i symetrie silnych oddziaływań nie są dowolnie nałożone z zewnątrz, lecz wynurzą się jako warunek samouzgodnienia. Godnym uwagi i zagadkowym jest, że symetria izospinowa, dziwność, a obecnie nawet obszerniejsza symetria drogi ośmiostopniowej nigdy nie były związane z innymi symetriami fizycznymi. Być może ich pochodzenie zrozumiemy w tej samej chwili, gdy jasny stanie się układ mas i spinów cząstek silnie oddziaływających. Zarówno ten układ, jak i zagadkowe symetrie mogą razem ujawnić się w dynamice *bootstrapu*.

*Tłumaczył Andrzej Kotański*

## Materia jądrowa \*\*

R. E. Peierls \*

Nauka o materii przeszła cztery fazy udoskonalania. Początkowo przedmiotem jej były własności makroskopowe materii, następnie atomy traktowane jako niepodzielna całość, z kolei zewnętrzne warstwy atomów i wreszcie jądro atomowe. Chociaż te różne poziomy badawcze zawierają odmienne właściwe im problemy, to jednak posiadają one również pewne podobieństwa. Niniejszy przegląd ma na celu zwrócić uwagę na to, że pojęcia fizyki klasycznej i rozwinięte później pojęcia dla wytłumaczenia zjawisk fizyki atomowej, znajdują również zastosowanie w interpretacji własności materii jądrowej. Tej ostatniej można przypisać tak dobrze znane nam własności jak gęstość, napięcie powierzchniowe, ciepło właściwe i strukturę powłokową (w analogii do struktury atomu).

Wykaz jąder atomowych istniejących w przyrodzie lub wytworzonych w laboratorium jest bardzo duży i stale ulega powiększeniu. Pełny opis wszystkich własności jąder wypełniłby wiele tomów. Dla zrozumienia tej ogromnej ilości materiału konieczne jest posiadanie prostego opisu ogólnych prawidłowości, umożliwiające spojrzenie na własności szczególnego jądra z pewnej perspektywy.

Najbardziej oczywistą prawidłowością jest, że wielkości właściwe jąder są w przybliżeniu jednakowe dla wszystkich jąder z wyjątkiem jąder najlżejszych. W szczególności jądra posiadają tę samą objętość właściwą (objętość przypadającą na jedną cząstkę) i tę samą energię wiązania na jedną cząstkę. Mówiąc innymi słowami, warunki we wnętrzu dostatecznie dużego jądra nie zależą od jego rozmiarów. Stan nukleonów (wspólny termin fizyków dla neutronów i protonów) we wnętrzu jądra nazywamy materią jądrową. Możemy więc traktować jądra jako małe ilości materii jądrowej, podobnie jak kropla deszczu jest małą ilością wody.

\* R. E. Peierls, C. B. E., F. R. S. Urodzony w roku 1907 i wychowany w Niemczech, studiował między innymi pod kierunkiem Sommerfelda, Heisenberga i Pauliego. Do Wielkiej Brytanii przybył w roku 1933. W roku 1937 został profesorem fizyki teoretycznej na Uniwersytecie w Birmingham. Obecnie został powołany na stanowisko kierownika katedry Wykeham Fizyki Teoretycznej w Oxfordzie. Główne jego prace dotyczą teorii kwantów i obejmują zagadnienia fizyki ciała stałego, fizyki jądra atomowego i teorii pola.

\*\* Tłumaczenia dokonano z czasopisma Endeavour, 22 146 (1963), za uprzejmą zgodą Wydawcy.

Materia jądrowa w idealnej postaci jest jednorodna podobnie jak woda. Tylko wewnątrz jądra składa się z tego rodzaju materii. Materia w pobliżu powierzchni znajduje się w innym stanie. Aby zbadać własności materii jądrowej w jej najczystszej postaci, musimy zwrócić się do bardzo ciężkich jąder, dla których stosunek powierzchni do objętości jest względnie mały.

Rozmiary jąder są ograniczone, ponieważ w miarę ich wzrostu wzrasta również ładunek elektryczny i wzajemne odpychanie jednakowych ładunków staje się przyczyną dążności do rozszczepienia. Powyżej pewnego rozmiaru jądra stają się nietrwałe i największe jądra posiadające dostatecznie długi czas życia, aby można je było poddać badaniom, zawierają około 250 nukleonów. Liczba ta wydaje się być wysoka, musimy jednak pamiętać, że średnica kuli zawierającej 250 kulek ciasno upchanych tylko sześciokrotnie przekracza średnicę jednej kulki. Wynika stąd, że więcej niż połowa kulek znajduje się w warstwie powierzchniowej. Porównanie rzeczywistych jąder z jednorodną materią jądrową wymaga więc pewnej idealizacji i nie należy usiłować wyciągnąć zbyt wiele informacji z tego obrazu. Jednakże w obrębie właściwych granic, pojęcie materii jądrowej może być bardzo pomocne i płodne.

Materia jądrowa posiada wszystkie własności znane nam dla innych form materii. Wszystkie dobrze znane wielkości takie jak gęstość, lepkość, ciepło właściwe w zasadzie mogą być zdefiniowane dla materii jądrowej, chociaż nie wszystkie spośród nich posiadają znaczenie dla fizyka jądrowego. W niniejszym przeglądzie omówimy przede wszystkim te własności, które mają istotne znaczenie w doświadczeniach jądrowych, a następnie przedyskutujemy problemy teoretyczne związane z ich wytłumaczeniem.

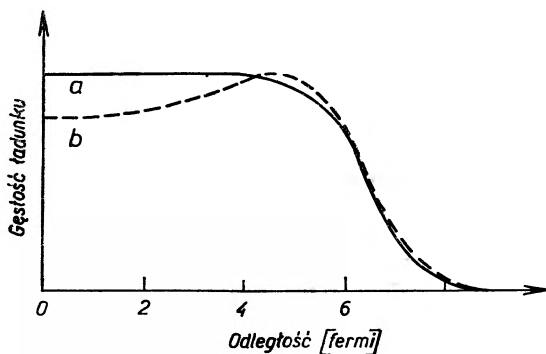
## Własności materii jądrowej

### Gęstość

Wspomniano już, że objętość jąder jest proporcjonalna do liczby masowej, to znaczy do liczby nukleonów zawartych w jądrze. Najdokładniejsze dane dotyczące promienia jąder pochodzą z doświadczeń wykonanych w Stanfordzie [1] nad rozpraszaniem szybkich elektronów przez jądra. W tych doświadczeniach, elektrony były dostatecznie szybkie, aby ulec tylko niewielkiemu odchyleniu od kierunku początkowego przy przejściu w pobliżu lub przez jądro. Długość fali de Broglie'a elektronów była mała w porównaniu z rozmiarami jądra. W takich warunkach rozkład kątowy z dobrym przybliżeniem (dla którego łatwo uwzględnić odpowiednie poprawki) posiada charakter dyfrakcyjny i pozwala określić rozkład ładunku. Można więc wyliczyć na podstawie zmierzonego rozkładu kąowego gęstość protonów jako funkcję odległości od środka jądra (przynajmniej dla przypadku jąder, które możemy traktować jako sferyczne).

Znaleziono, że gęstość protonów jest stała we wnętrzu jądra, szybko spadając na krawędzi (rys. 1, krzywa *a*). Jest rzeczą prawdopodobną, że gęstość protonów lekko zmniejsza się w środku jądra. Jest to wynik elektrycznego odpychania pomiędzy protonami, które usiłuje przesunąć protony w kierunku powierzchni (rysunek 1, krzywa *b*). Spadek ten jest przewidywany teoretycznie: pozostaje on w zgodności z danymi doświadczalnymi, wartość jednak jego znajduje się blisko granic błędów doświadczalnych.

Wiele racji przemawia za tym, że rozkład neutronów jest bardzo zbliżony do rozkładu protonów. Krzywe na rys. 1 przedstawiają więc także rozkład



Rys. 1. Rozkład ładunku w jądrze ciężkim

masy. Środkowa, płaska część krzywej przedstawia warunki panujące w materii jądrowej. Według najnowszych danych gęstość materii jądrowej wynosi  $1,7 \cdot 10^{38}$  nukleonów/cm<sup>3</sup> lub 0.17 nukleonów/f<sup>3</sup> (używając jednostki długości fizyków jądrowych 1 fermi = [f] =  $10^{-13}$  cm). Nie jest to dokładnie gęstość jednorodnej materii jądrowej w stanie równowagi, ponieważ niewielka kropla jakiegokolwiek substancji pozostaje pod ciśnieniem wywołanym przez napięcie powierzchniowe. W przypadku jąder ciśnienie to jest zmniejszone na skutek odpychania elektrostatycznego. Poprawka stąd wynikająca nie jest zbyt duża, może zwiększając gęstość do wartości 0,2/f<sup>3</sup> ( $3,3 \cdot 10^{14}$  g/cm<sup>3</sup>).

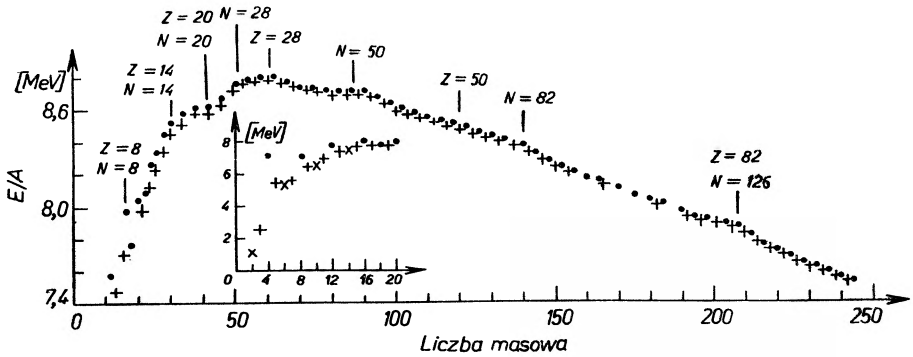
#### Gęstość energii [2]

Energie wiązania jąder znane są raczej dokładnie z wartości mas jąder (ciężarów atomowych), z których przy użyciu równania Einsteina  $E = mc^2$  otrzymujemy wprost miarę zawartości energii. Dokładność można poprawić uwzględniając wyniki doświadczeń nad reakcjami jądrowymi, z których można określić energię związaną z dodaniem jednego lub więcej nukleonów do jądra. Rys. 2 przedstawia energię wiązania najbardziej stabilnych jąder przypadającą na 1 nukleon jako funkcję liczby masowej  $A$  (liczby nukleonów). Energia wiązania maleje po stronie lewej na skutek większego względnego znaczenia energii powierzchniowej dla lekkich jąder. Spada ona również po stronie prawej na skutek odpychania elektrostatycznego w wysoko naładowanych jądrach ciężkich.



W wyniku tego odpychania stan równowagi pomiędzy neutronami i protonami przesuwa się nieco w kierunku zwiększenia liczby neutronów. Liczby masowe jąder ciężkich są nieco większe od dwukrotnej wartości liczby atomowej. Ponieważ przyciąganie pomiędzy nukleonami jest bardziej efektywne w przypadku gdy liczby neutronów i protonów są sobie równe, energia wiązania ulega więc dodatkowemu zmniejszeniu.

Wszystkie wymienione przyczynki do energii wiązania zmieniają się w różny sposób z liczbą masową i można je oddzielić dopasowując odpowiednią formułę ze zmiennymi parametrami do krzywej na rys. 2. W ten sposób znajdujemy



Rys. 2. Energie wiązania jąder trwałych

energię jednorodnej materii jądrowej odrzucając siły elektrostatyczne. Energia ta wynosi 15 MeV/nukleon. Innymi słowami, gęstość energetyczna materii jądrowej w odniesieniu do energii swobodnych nukleonów wynosi  $-31 \text{ MeV/f}^3$  ( $-5 \cdot 10^{33} \text{ erg/cm}^3$ ).

#### Napięcie powierzchniowe

Dopasowując formułę półempiryczną do krzywej na rys. 2, używamy także członu reprezentującego energię powierzchniową. W wyniku otrzymujemy wartość około  $1,3 \text{ MeV/f}^2$  ( $2,1 \cdot 10^{20} \text{ erg/cm}^2$ ).

#### Ścisłość

Ścisłość materii jądrowej żadnym prostym sposobem nie może być określona doświadczalnie. Niemniej jednak jest ona interesującą wielkością, ponieważ pojawia się w wielu obliczeniach związanych z reakcjami jądrowymi. Ze względu na to, że w grę wchodzi tu także inne nie mierzalne bezpośrednio wielkości, nie mogą one być użyte do bezpośredniego określenia ścisłości. Tym niemniej wartość teoretyczna powinna być dość dokładna, ponieważ teoria musi przewidzieć gęstość i energię w stanie równowagi. Teoria, która poprawnie podaje obie te wielkości wydaje się być również dobrą dla wyli-

czenia zmiany energii w pobliżu stanu równowagi, co prowadzi wprost do ściśliwości. Teoria Bruecknera i Gammela (patrz w dalszej części artykułu) podaje dla ściśliwości wartość  $2,7 \text{ f}^3/\text{MeV}$  lub  $1,7 \cdot 10^{-27} \text{ atm}^{-1}$ . Prędkość głosu w materii jądrowej powinna więc wynosić około 15% prędkości światła.

#### Ciepło właściwe

Jeżeli jądro zderza się z szybkim nukleonem lub absorbuje kwant promieniowania gamma, może ono pozostać w stanie, w którym nadwyżka energii jest rozdzielona pomiędzy wieloma stopniami swobody. Ruch nukleonów jest wówczas zupełnie podobny do ruchów termicznych i można stosować wszystkie pojęcia termodynamiki statystycznej. Jeżeli pobudzenie jest dostatecznie wysokie, aby mogły zostać wyemitowane nukleony (wyparowane) będą one posiadać tylko część osiągalnej energii, podobnie jak energia drobin wody parujących z kropli cieczy stanowi tylko mały ułamek energii termicznej całej kropli.

Emitowane nukleony posiadają rozkład prędkości zgodny z rozkładem Maxwella odpowiadającemu temperaturze jądra, a raczej, ściślej, temperaturze jądra końcowego po emisji, ponieważ ochłodzenie wynika na skutek emisji nukleonu nie jest zazwyczaj zaniedbywalne. Rozważając energię nukleonów emitowanych w takich reakcjach, możemy zmierzyć temperatury jąder zawierających określone ilości energii i wnioskować stąd o ich ciepłe właściwym.

Początkowo tego rodzaju analiza natrafiała na trudności, ponieważ liczba wyrzuconych nukleonów, posiadających całą osiągalną energię lub znaczny jej ułamek, była znacznie większa niż wynikałoby to z rozkładu Maxwella. Zjawisko to zostało jednak wytłumaczone jako emisja zachodząca wcześniej, zanim jeszcze energia zostanie rozdzielona pomiędzy wszystkimi dostępnymi stopniami swobody, to znaczy zanim ustali się równowaga termiczna.

Informacje o ciepłe właściwym otrzymano zarówno z doświadczeń laboratoryjnych, jak i z obserwacji zjawisk wywołanych przez promieniowanie kosmiczne, w których zachodzą zderzenia cząstek o krańcowo wysokich energiach z jądrami atomowymi.

Drugi rodzaj doświadczeń, z których możemy uzyskać informacje odnoszące się do ciepła właściwego, stanowią obserwacje rezonansów dla powolnych neutronów. Powolny neutron zderzając się z jądrem o liczbie masowej  $A$  może utworzyć jądro o liczbie masowej  $A+1$  w stanie wysoko wzbudzonym, ponieważ schwytywanie neutronu wyzwala energię około 6—8 MeV. Pomimo wysokiego wzbudzenia, jądro to może posiadać dość długi czas życia, ponieważ jest mało prawdopodobne, aby jeden nukleon zebrał dostatecznie duży ułamek całkowitej energii umożliwiając mu ucieczkę. Jądro posiada więc w tym obszarze wzbudzeń wąskie poziomy energetyczne, które ukazują się nam jako rezonanse, to znaczy jako energie, przy których prawdopodobieństwo schwytania padającego neutronu jest szczególnie wysokie. Dzięki zjawisku rezonansów możemy policzyć poziomy energetyczne w pewnym przedziale energii.

Liczba ta jest związana za pomocą zasad mechaniki statystycznej z entropią, a z tej ostatniej możemy na gruncie termodynamicznym wyliczyć ciepło właściwe.

Ściśle mówiąc dane te odnoszą się do ciepła właściwego jąder skończonych a nie materii jądrowej. Dokładne wyliczenie wymagałoby zbadania ciepła właściwego jako funkcji masy jądra, a następnie otrzymania ciepła właściwego materii jądrowej w podobny sposób, w jaki otrzymano gęstość energii na podstawie krzywej z rys. 2. Obecne dane doświadczalne nie pozwalają na przeprowadzenie tego rodzaju rozważań, dostarczają jednak pewnych przybliżonych informacji dotyczących ciepła właściwego.

Wyniki obliczeń [3] pokazują, że ciepło właściwe rośnie z temperaturą. Wyniki te pozostają dla energii termicznej w zgodzie z prawem:

$$E = 1/2\gamma T^2$$

gdzie stała  $\gamma$  jest rzędu  $1/4 \text{ MeV}^{-1}$  na jeden nukleon, jeżeli temperaturę mierzymy w MeV.

Ta mała wartość wskazuje, że w temperaturze rzędu 1 MeV na cząstkę materia jądrowa posiada ciepło właściwe równe  $1/12$  ciepła właściwego wymaganego przez zasadę ekwipartycji i wobec tego jest porównywalna ze zwykłą materią w bardzo niskiej temperaturze.

## Rozważania teoretyczne

### Przyczyny nasycenia [4]

Własności materii jądrowej stanowią wyzwanie rzucone teoretykowi. Pierwszym pytaniem jest, dlaczego materia jądrowa posiada określoną gęstość równowagi, to znaczy dlaczego ze wzrostem liczby cząstek jądra nie stają się coraz bardziej gęste, tak jak to jest w przypadku atomów. Zależy to oczywiście od natury sił pomiędzy nukleonami. Gdyby wszystkie nukleony wzajemnie się przyciągały we wszelkich warunkach, stało by się to przyczyną kurczenia się jąder dopóty, dopóki każdy nukleon nie znalazłby się w zasięgu działania sił przyciągania pozostałych nukleonów. Fakt, że proces ten nie zachodzi przypisujemy zjawisku nasycenia.

Jest rzeczą istotną w rozważaniu tego problemu uwzględnić zasadę Pauliego. Zasada ta mówi, że dwa elektrony lub dwa nukleony podlegające prawom teorii kwantów nie mogą znajdować się dokładnie w tym samym stanie ruchu. Początkowo zasada ta okazała się konieczna dla wytłumaczenia struktury atomów. W atomie pierwszy elektron porusza się po orbicie o najmniejszej energii, w tak zwanej *powłoce K*. Drugi elektron może poruszać się po tej samej orbicie, ponieważ elektron posiada spin czyli kręt własny, a teoria kwantów dopuszcza dla ustawienia spinu dwa przeciwne zwroty. Zasada Pauliego pozwala dwóm elektronom o przeciwnie skierowanych spinach znajdować się na tej samej orbicie, a więc powłoka *K* posiada miejsce dla dwóch elektronów i wy-

pełnia się całkowicie w atomie helu. Następny elektron musi znajdować się w dalszej powłoce  $L$  i dlatego jest słabiej związany z atomem. Jest więc zrozumiałe, że lit z trzema elektronami łatwiej ulega jonizacji, a co za tym idzie jest bardziej aktywny chemicznie niż hel. W ten sposób kolejne wypełnianie powłok prowadzi do zrozumienia układu periodycznego pierwiastków.

Zasada ta początkowo wydawała się być niezależna od innych praw teorii kwantów. Przekonano się później, że jest ona konieczna dla zbudowania konsekwentnej kwantowej teorii elektronu, przyczyny tego leżą jednak zbyt głęboko, abyśmy je mogli prześledzić. Zasada wykluczania stosuje się również do nukleonów i w celu usytuowania wielu nukleonów w małej objętości musimy umieścić je w różnych stanach ruchu, co oznacza, że niektórym z nich trzeba nadać duże prędkości ruchu. Okazało się, że ilościowo gęstość rozkładu określonego rodzaju nukleonów, posiadających określony kierunek spinu, może co najwyżej osiągnąć liczbę czterech nukleonów w objętości równej sześciastemu kwadratowi długości fali de Broglie'a najszybszego spośród nich. Mówiąc innymi słowami łącznie 16 nukleonów przypada na 1 długość fali w trzeciej potęgze. Ponieważ długość fali de Broglie'a wynosi  $h/mv$  ( $h$  = stała Plancka,  $m$  = masa nukleonu,  $v$  = prędkość), a zatem większe gęstości wymagające krótszych długości fal implikują wyższe energie kinetyczne.

Zasada wykluczania przeciwstawia się więc zapadnięciu układu nukleonów, energia kinetyczna przypadająca na jedną cząstkę rośnie jednak tylko jak kwadrat prędkości, a co za tym idzie jak gęstość w potęgze  $2/3$ . Z drugiej strony, dla sił czysto przyciągających energia potencjalna (ujemna) przypadająca na jedną cząstkę rośnie wraz z gęstością dopóty, dopóki każda cząstka nie zostanie poddana przyciąganiu pochodzącemu od wszystkich pozostałych cząstek. W sumie więc przyciąganie przeważa.

Przyczyną tego, że zwykła materia, jak np. woda, wykazuje nasylenie jest fakt, że dwie drobiny przyciągają się wzajemnie tylko na dużych odległościach, natomiast przy znacznym zbliżeniu siły pomiędzy nimi stają się odpychające tak jak gdyby drobiny były wzajemnie nieprzenikliwe. Początkowo, fizycy jądrowi byli bardzo niechętni przyjęciu istnienia podobnego krótkozasięgowego odpychania pomiędzy nukleonami, ponieważ siły przyciągające mają bardzo krótki zasięg około  $2f$ . Przyjęcie odpychania o krótszym jeszcze zasięgu, które musiałoby być niezwykle silne aby wywołać potrzebny efekt, wydawało się trudnym do wprowadzenia. Poźniejsze dane doświadczalne dotyczące zderzeń proton-proton przy wysokich energiach, wskazały na istnienie silnego odpychania w odległości około  $0,4f$ , dzięki któremu nukleony w rzeczywistości zachowują się jak nieprzenikliwe kule o tej wartości promienia.

Inny mechanizm nasycenia znany nam jest z drobin homeopolarnych. W drobinach tych każdy atom posiada ograniczoną liczbę elektronów walencyjnych i może oddziaływać tylko z ograniczoną liczbą partnerów. Heisenberg założył podobny mechanizm dla sił jądrowych. Doprowadziło go to do idei *sił wymiennych*, w wyniku których w każdym spotkaniu neutronu z protonem obie te cząstki zamieniają wzajemnie swoje położenia. Cząstki nie mogą w łatwy

sposób zamienić nagle swoje położenia i prędkości, siły wymienne działają więc efektywnie tylko pomiędzy cząstkami, które praktycznie pokrywają się w przestrzeni i poruszają się z tymi samymi prędkościami, to znaczy pomiędzy cząstkami na tych samych orbitach. Zgodnie z zasadą wykluczania Pauliego co najwyżej dwa neutrony lub dwa protony mogą znajdować się na tej samej orbicie, stąd więc wynika, że za pośrednictwem sił wymiennych nukleon może oddziaływać tylko z kilkoma innymi nukleonami.

Doświadczenia nad rozpraszaniem szybkich neutronów na protonach potwierdziły hipotezę Heisenberga, dowiodły one jednak, że siły wymienne stanowią zbyt małą część całkowitego oddziaływania, aby zapewnić nasycenie. Należy więc uwzględnić zarówno efekty sił wymiennych, jak i odpychania krótkozasięgowego, aby wytłumaczyć zjawisko nasycenia. Z bezpośrednich danych doświadczalnych wiemy, że siły jądrowe posiadają obie uprzednio wymienione własności.

#### Obraz teoretyczny

Ustaliwszy zasadnicze własności sił między nukleonowych, musimy z kolei rozwinąć jakościowy obraz działania tych sił w materii jądrowej. W zwykłej skondensowanej materii, siły międzyatomowe uprzywilejowują stan o strukturze uporządkowanej, w którym każdy atom znajduje się w stanie równowagi, to znaczy stan, w którym siły działające na atom pochodzące od jego sąsiadów równoważą się wzajemnie. Zmiana tego rodzaju struktury, np. przez zmianę gęstości lub wywołanie ściskania, wymaga użycia siły.

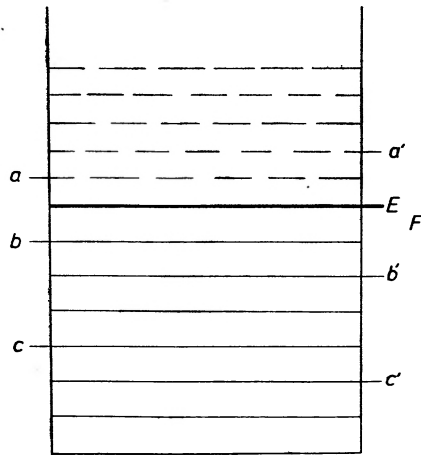
Taką substancją jest ciało stałe. Większość substancji staje się ciałem stałym w dostatecznie niskich temperaturach. Jedynym wyjątkiem jest ciekły hel, który pozostaje w stanie ciekłym nawet w temperaturze absolutnego zera, chyba że poddany on zostanie wysokiemu ciśnieniu. Przyczyna tego zjawiska związana jest z zasadą nieoznaczoności w teorii kwantów. Zasada ta mówi, że położenia i prędkości cząstek nie mogą być równocześnie razem określone dokładnie. Każde doświadczenie, którego celem jest określenie położenia cząstki musi dać w wyniku odpowiednią niepewność dotyczącą wartości prędkości. Gdyby więc atomy ciała stałego zostały dokładnie zlokalizowane w ich położeniach równowagi, teoria kwantów wymagać będzie, aby posiadały one dużą przypadkową prędkość, a co za tym następuje wysoką energię kinetyczną.

Rzeczywisty stan ciała stałego w niskich temperaturach jest wynikiem pewnego rodzaju kompromisu pomiędzy działaniem sił, które usiłują zlokalizować położenie atomu oraz energią kinetyczną, która pojawia się na skutek działania zasady nieoznaczoności i przeciwstawia się takiej lokalizacji. Atomy zachowują więc nawet w temperaturze zera bezwzględnej *ruch zerowy*, który jest tym silniejszy im lżejsze są atomy oraz im słabsze są siły wiążące.

Atomy helu są bardzo lekkie i siły działające pomiędzy nimi są słabe, na co wskazuje niska temperatura skraplania. Ruch zerowy jest dostatecznie

silny, aby zapobiec zestaleniu. Substancję taką nazywamy cieczą kwantową. Materia jądrowa jest również cieczą kwantową. Wskazuje na to brak wszelkich cech ciała stałego we własnościach jąder i to może być teoretycznie udowodnione na podstawie oszacowania ruchu zerowego w hipotetycznie zestalonym jądrze.

Zgodnie więc z danymi doświadczalnymi ciekły hel jest najbliższym analogiem materii jądrowej. Analogia ze zwykłym izotopem  ${}^4\text{He}$  nie jest jednak zbyt bliska, ponieważ atomy  ${}^4\text{He}$ , w przeciwieństwie do elektronów lub nukleonów, nie podporządkowują się zasadzie wykluczania Pauliego. Zamiast więc niechętnie poruszać się po tych samych torach, atomy  ${}^4\text{He}$  wykazują wyraźną tendencję w tym kierunku. Zjawisko to jest bardzo istotne w odniesieniu do bardzo ciekawego zachowania się zwykłego ciekłego helu w niskich tempera-



Rys. 3. Poziomy energetyczne nukleonu (schematycznie)

turach. Lekki izotop  ${}^3\text{He}$  podlega zasadzie Pauliego, jest więc znacznie lepszym analogiem materii jądrowej, oczywiście po uwzględnieniu różnic w naturze sił spójności.

Zasada wykluczania ułatwia rozważania teoretyczne, bowiem na skutek jej działania ruch każdego nukleonu jest w znacznym stopniu niezależny od szczegółów w zachowaniu się innych nukleonów pomimo silnego oddziaływania pomiędzy nukleonami. Przypominamy sobie, że przy wysokich gęstościach wszystkie stany ruchu o niskich energiach są już zajęte. Zatem spotkanie dwóch nukleonów nie może spowodować małej zmiany w kierunkach ich ruchów, tak jak stałoby się to w przypadku zderzenia swobodnego, gdyż doprowadziłoby to do stanów, które już są zajęte.

Rys. 3 przedstawia schematycznie możliwe stany ruchu nukleonów, przy czym stany aż do energii  $E_f$  (energii Fermiego) są zajęte, pozostałe natomiast są puste. Jeżeli zbliżą się do siebie dwa nukleony w stanach oznaczonych przez  $c$  i  $c'$  lub  $b$  i  $b'$ , to jedyną możliwą zmianą jest przerzucenie ich odpowiednio



do stanów takich jak  $a, a'$ . Wymaga to zawsze pewnego przyrostu energii. W przypadku poziomów  $b, b'$ , które znajdują się tuż poniżej  $E_j$ , zmiana energii nie jest zbyt duża, jeżeli stany końcowe leżą tuż powyżej  $E_i$ . Dla poziomów leżących niżej, jak np.  $ce'$ , wymagana jest znacznie większa zmiana energii. Innymi słowami, większość zderzeń pomiędzy większością par nukleonów może zakłócić ich ruch tylko przy znacznym wydatkowaniu energii.

Zderzenia nie zachowujące energii mogą zachodzić w teorii kwantów w krótkich odcinkach czasu, wpływ ich jest jednak tym mniejszy im większy jest niedobór energii. Zasada wykluczania zmniejsza więc w sposób istotny wzajemny wpływ jednych cząstek na ruch drugich.

Jest więc rzeczą rozsądną przyjąć, że każdy nukleon porusza się swobodnie. Energia jego będzie określona przez uśrednione oddziaływanie otoczenia, a nie przez przypadkowe oddziaływanie z innymi pojedynczymi nukleonami. Obraz ten jest zupełnie podobny do modelu powłokowego używanego do opisu jądra skończonego. W modelu tym, podobnie jak w modelu powłokowym atomu, każda cząstka porusza się po określonych orbitach w polu sił. Wielki sukces modelu powłokowego w opisie jąder atomowych i ich widm wydawał się zagadkowy z uwagi na silne krótkozasięgowe oddziaływanie pomiędzy nukleonami, do chwili kiedy zrozumiano rolę zasady wykluczania w stłumieniu oddziaływań.

Byłoby rzeczą naturalną przy obliczaniu ruchu każdego nukleonu, wprowadzić pole sił jako średnią z sił pochodzących od wszystkich pozostałych nukleonów, również poruszających się niezależnie. Jest to metoda Hartree—Focka, która z dużym powodzeniem została zastosowana do elektronów w atomach. Bezpośrednie zastosowanie tej metody do jąder jest jednak niemożliwe ze względu na krótkozasięgowe siły odpychające.

Siły odpychające powodują, że energia potencjalna wzajemnego oddziaływania pomiędzy dwoma nukleonami staje się praktycznie równa nieskończoności przy dużym zbliżeniu. Nukleony w ich rzeczywistym ruchu będą więc nawzajem utrzymywać się w pewnej od siebie odległości i nie będą się wzajemnie przenikać. Tymczasem w hipotetycznym ruchu niezależnym, który jest podstawowym przybliżeniem metody Hartree—Focka, nukleony będą chwilami znajdować się bardzo blisko siebie. Chociaż zbliżenia takie będą zachodzić rzadko, to jednak siła występującego oddziaływania będzie dostatecznie duża, aby zakłócić średnie pole i wywołać trudności natury rachunkowej.

Trudności te zostały pokonane w metodzie wprowadzonej przez K. A. Bruecknera i rozwiniętej dalej przez innych autorów [5]. Metoda ta opiera się na fakte, że zasięg odpychania jest bardzo krótki w porównaniu ze średnią odległością pomiędzy nukleonami. Jeżeli więc dwa nukleony zbliżą się dostatecznie, aby wystąpiło odpychanie, wówczas jest mało prawdopodobne takie zbliżenie trzeciego nukleonu, aby mógł on zakłócić ruch pozostałych. Wzajemne zakłócenie ruchu dwóch nukleonów wywołane odpychaniem może więc być traktowane jako zjawisko dotyczące tylko pary nukleonów.

Zamiast więc przyjmować, że każdy nukleon porusza się w uśrednionym



potencjale wywołanym przez inne nukleony podobnie jak to jest w metodzie Hartree—Focka, wydaje się rzeczą rozsądną traktować oddziaływanie par nukleonów w ośrodku przedstawiającym uśredniony wpływ wszystkich pozostałych nukleonów. Trzymając się tej zasady, można przy dużym wysiłku numerycznym wyprowadzić oddziaływanie dwóch nukleonów w materii jądrowej, a co za tym idzie energię materii jądrowej jako funkcję gęstości zakładając, że siły jądrowe pomiędzy nukleonami są znane.

Siły między nukleonami zostały dość szczegółowo wyprowadzone z danych doświadczalnych rozpraszania nukleon-nukleon, tym niemniej powiększenie dokładności tych danych może zmodyfikować wyniki. Otrzymane wartości dla gęstości i energii materii jądrowej w stanie równowagi zgadzają się dobrze z cytowanymi uprzednio danymi doświadczalnymi. Te same obliczenia podają również ściśliwość (wartość której uprzednio cytowano), której jednak nie można łatwo porównać z danymi doświadczalnymi.

Zastosowanie tych teorii do obrazu powierzchniowego lub do jądra skończonego, natrafia na jeszcze większe trudności, tak dalece, że nie można jeszcze przeprowadzać podobnych rachunków z dostateczną ufnością.

Jeśli chodzi o ciepło właściwe, to zasada niezależności ruchu nukleonów stosuje się nie tylko do stanu podstawowego, ale również do stanów wzbudzonych (z wyjątkiem zjawiska unikania przez nukleony dużych wzajemnych zbliżeń, które prowadzi do odpowiedniej modyfikacji sił), pod warunkiem, że energia wzbudzenia nie jest zbyt wysoka. Obliczenia sugerują, że ciepło właściwe zachowuje się podobnie jak ciepło właściwe ciekłego  $^3\text{He}$  lub elektronów w metalach, a to z kolei sugeruje prawo w postaci  $E = 1/2\gamma T^2$ . Obliczenia wartości współczynnika  $\gamma$  z podstawowych praw nie są dotychczas znane.

## Granice

Dyskusja dostępnych dla nukleonów przejść (rys. 3) pokazała, że przejścia takie są wzbronione z wyjątkiem par nukleonów posiadających energie tylko nieznacznie mniejsze od  $E_f$ . Nasze przybliżenia nie są więc słuszne dla pewnej małej liczby z ogólnej liczby nukleonów oraz dla mniejszej nawet części całkowitej energii oddziaływań. Błąd wynikający stąd nie wydaje się posiadać istotnego znaczenia dla większości własności materii jądrowej, pewne jednak własności są czule na zachowanie się najbardziej energetycznych nukleonów. Jest rzeczą wysoce prawdopodobną, że materia jądrowa może znajdować się w stanie nadciekłości, podobnie jak elektrony w metalu nadprzewodzącym. Tego rodzaju uściślenia mogłyby być istotne w odniesieniu do ciepła właściwego w bardzo niskich temperaturach. Tym niemniej struktura poziomów energetycznych w pobliżu  $E_f$  zależy również od rozmiarów jądra. Rozmiary najcięższych nawet jąder są najprawdopodobniej zbyt małe, aby upodobniły się one do materii jądrowej tak dalece, żeby problem nadprzewodnictwa omawiany

powyżej stał się czymś więcej niż problemem czysto akademickim. Problem nadprzewodnictwa materii jądrowej łączy się jednak z pewnymi własnościami występującymi dla nisko leżących poziomów jądra skończonego.

—Tłumaczył Andrzej Budzanowski

#### Literatura

- [1] L. R. B. Elton, *Nuclear Sizes*, Oxford University Press, London 1961.  
R. Hofstadter, *Rev. mod. Phys.*, **28**, 214 (1956).
- [2] A. H. Wapstra, *Handbuch der Physik* Vol. 38/1 Springer Verlag, Berlin 1958.
- [3] K. J. Le Couteur and D. W. Long, *Nuclear Phys.*, **13**, 32 (1959); K. J. Le Couteur, *Nuclear Reactions* str. 318, North-Holland Publishing Co., Amsterdam 1958.
- [4] M. A. Preston, *Physics of the Nucleus*, Addison-Wesley Publishing Co. Inc., Reading, Massachusetts 1962.
- [5] K. A. Brueckner, w *The Many Body Problem*, Methuen, London 1959.  
K. A. Brueckner, w *Quantum Theory*, D. R. Bates (redaktor) Vol. 3, str. 286. Academic Press, New York 1962.

*K. Grotowski*

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego

oraz

Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie

## Optyczny model oddziaływania cząstek z jądrami atomowymi

### Cz. II. Uniwersalny potencjał optyczny

W ostatnich latach, reakcje jądrowe stały się jednym z głównych źródeł informacji o strukturze jąder atomowych. Tym tłumaczyć należy wielkie zaangażowanie się współczesnej fizyki jądrowej w zagadnienia poznania mechanizmu różnych reakcji jądrowych, a zwłaszcza reakcji bezpośredniego oddziaływania.

Wiele problemów w tej dziedzinie rozwiązanych było w ramach teorii perturbacji, przy użyciu przybliżenia Borna dla fal płaskich (*PWBA*). Strumień cząstek w kanale wejściowym i wyjściowym reakcji przedstawia się tam jako falę płaską wchodzącą i wychodzącą z jądra. Obliczenia prowadzone na tej drodze są stosunkowo proste. Niestety cząstka wchodząc lub wychodząc z jądra atomowego może ulegać rozproszeniu elastycznemu na granicy jądra. Ten efekt w znacznym stopniu zaciera obraz każdej reakcji jądrowej, powodując dodatkowe rozpraszanie cząstek w wejściowym i wyjściowym kanale reakcji.

W wyniku rozpraszania cząstek potencjałem jądrowym i kulombowskim fale płaskie w wejściowym i wyjściowym kanale reakcji ulegają zniekształceniu i metodę *PWBA* należy zastąpić metodą *DWBA* (przybliżenie Borna dla fal zniekształconych). To zniekształcenie fal płaskich może być wyliczone, jeśli znany jest optyczny potencjał oddziaływania cząstek w wejściowym i wyjściowym kanale reakcji.

Przedstawmy pewną reakcję jądrową równaniem

$$a + A = B + b .$$

Cząstka  $a$  uderza tutaj w jądro  $A$  dając jądro  $B$  i wylatującą cząstkę  $b$ . Aby dla tej reakcji poprowadzić obliczenia metodą *DWBA* musimy znać optyczny potencjał oddziaływania cząstki  $a$  z jądrem  $A$  i cząstki  $b$  z jądrem  $B$ , przy energiach reprezentowanych cząstkami  $a$  i  $b$  w obu kanałach tej reakcji.

Tak więc sukces metody *DWBA* uzależniony jest od znajomości potencjału optycznego dla oddziaływania różnych cząstek z jądrami atomowymi o różnych liczbach masowych i przy różnych energiach.

W ostatnim roku teoria modelu optycznego uczyniła znaczny krok naprzód znajdując — na razie tylko dla neutronów i protonów — uniwersalny potencjał, którego parametry są funkcjami liczby porządkowej  $Z$ , oraz liczby masowej  $A$  jąder tarczy, a także energii  $E$  bombardujących protonów czy neutronów.

Stało się to możliwe dzięki lepszemu poznaniu fizycznych podstaw modelu optycznego i nagromadzeniu olbrzymiego materiału eksperymentalnego. Bardzo istotnym było również użycie dla tych problemów szybko liczących elektronicznych maszyn cyfrowych.

### Uniwersalny potencjał dla rozpraszania neutronów

Neutrony były pierwszymi cząstkami, których oddziaływanie z jądrami atomowymi opisano modelem optycznym. Ze względu na brak oddziaływania kulombowskiego potencjał optyczny ma tutaj stosunkowo prostą formę. Elastyczne rozpraszanie neutronów było badane bardzo wszechstronnie dla różnych energii i pierwiastków, jakkolwiek dokładność tych pomiarów daleka jest od tej, jaką się uzyskuje dla cząstek naładowanych.

Pierwszą próbę wypisania uniwersalnego potencjału dla oddziaływania neutronów znajdujemy w pracy Bjorklunda i Fernbacha [1]. Użyli oni potencjału o ustalonych współczynnikach geometrycznych. Głębokości dołu poszczególnych części potencjału były funkcjami energii. Potencjał ten dość dobrze reprodukuje rozkłady kątowe w elastycznym rozpraszaniu neutronów na różnych izotopach. Wzór (1) podaje ogólną formę tego potencjału, a tablica I liczbowe wartości jego parametrów

$$V = Uf(r) + iWg(r) + U_{sl} \left( \frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \sigma \cdot l \quad (1)$$

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp \frac{r-R}{a}} \quad R = r_0 \sqrt[3]{A}$$

$$g(r) = \exp \left[ - \left( \frac{r-R}{b} \right)^2 \right]$$

Tablica I

$E$ MeV	$U$ MeV	$W$ MeV	$U_{sl}$ MeV	$a$ fermi	$b$ fermi	$r_0$ fermi
4,1	50	7	9,5	0,65	0,98	1,25
7	45,5	9,5	8,6	0,65	0,98	1,25
14	44	11	8,3	0,65	0,98	1,25

Ostatnio Perey i Buck [2] wytłumaczyli zależność parametrów potencjału optycznego od energii nielokalnością tego potencjału i wypisali jeden zespół parametrów dla energii neutronów od 0,4 MeV do 24 MeV i wszystkich izotopów od Al do Pb. W tym celu rozwiązali oni całkowo-różniczkowe równanie kształtu

$$\left[ \frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + E \right] \psi(\mathbf{r}) = -[(U_{sl} + iW_{sl})S(\mathbf{r})\mathbf{l} \cdot \boldsymbol{\sigma}] \psi(\mathbf{r}) + \int V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (2)$$

tutaj  $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  dane jest wzorem

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = V(p) \frac{1}{(\pi\beta^2)^{3/2}} \exp\left\{-\left(\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{\beta}\right)^{2}\right\},$$

przy czym  $\frac{r+r'}{2} \stackrel{\text{def}}{=} p$

$$V(p) = U(p) + iW_D g(p) \quad f(p) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{p-R}{a_s}\right)}$$

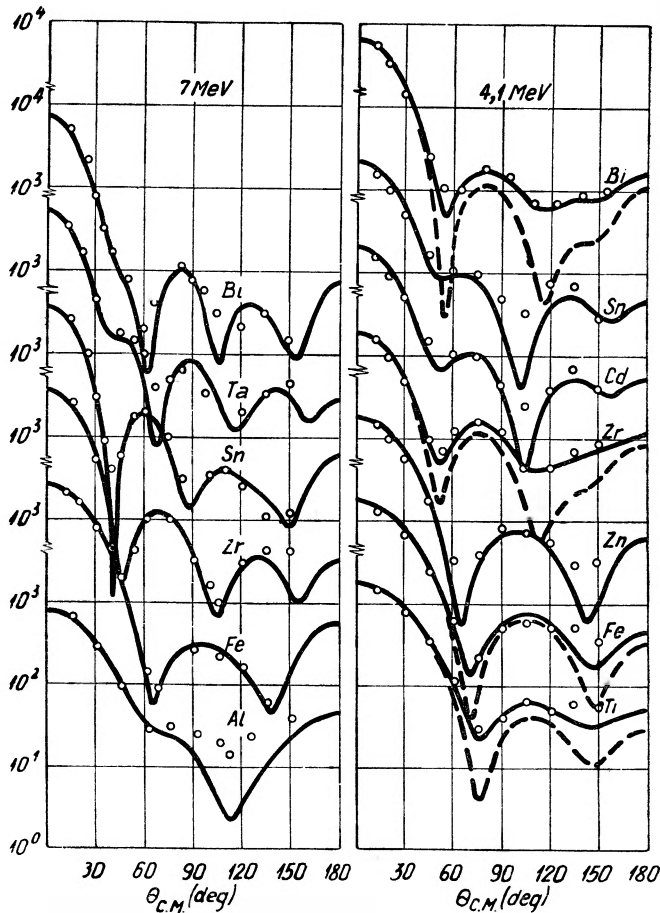
$$S(r) = \left(\frac{\hbar}{2Mc}\right)^2 \frac{1}{a_s r} \frac{\exp\left(\frac{r-R}{a_s}\right)}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a_s}\right)\right]^2} \quad g(p) = 4 \exp\left(\frac{p-R}{a_D}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{p-R}{a_D}\right)\right]^2.$$

Posługując się tym nielokalnym potencjałem potrafili oni otrzymać dobrą zgodność z krzywymi rozkładów kątowych, krzywymi zależności całkowitych przekrojów czynnych i całkowitych przekrojów czynnych na reakcje od liczby masowej izotopu tarczy  $A$ , wreszcie z krzywymi polaryzacji. Parametry tego uniwersalnego nielokalnego potencjału podane są w tablicy II, a niektóre jego zastosowania przedstawiają krzywe na rysunkach 1 i 2. Aby dostać zgodność z doświadczeniem dla rozpraszania neutronów niskiej energii Perey i Buck musieli uwzględnić udział elastycznego rozpraszania idącego przez jądro złożone.

Tablica II

$U$ MeV	$r_0$ fermi	$a_s$ fermi	$W_D$ MeV	$a_D$ fermi	$U_{sl}$ MeV	$\beta$ fermi
71	1,22	0,65	15	0,47	13	0,85

Dla jasnego pokazania związku między zależnością potencjału optycznego od energii a jego nielokalnością Perey i Buck posłużyli się uproszczonym nielokalnym potencjałem bez zależności od spinu, z dowolnie wybranym promieniem nielokalności  $\beta = 1\text{fm}$ . Ten potencjał jakościowo reprodukuje eksperymentalne krzywe rozkładów kątowych dla rozpraszania neutronów na żelazie, przy energiach 4,1 MeV, 7 MeV i 26 MeV. Następnie znaleziono lokalne po-



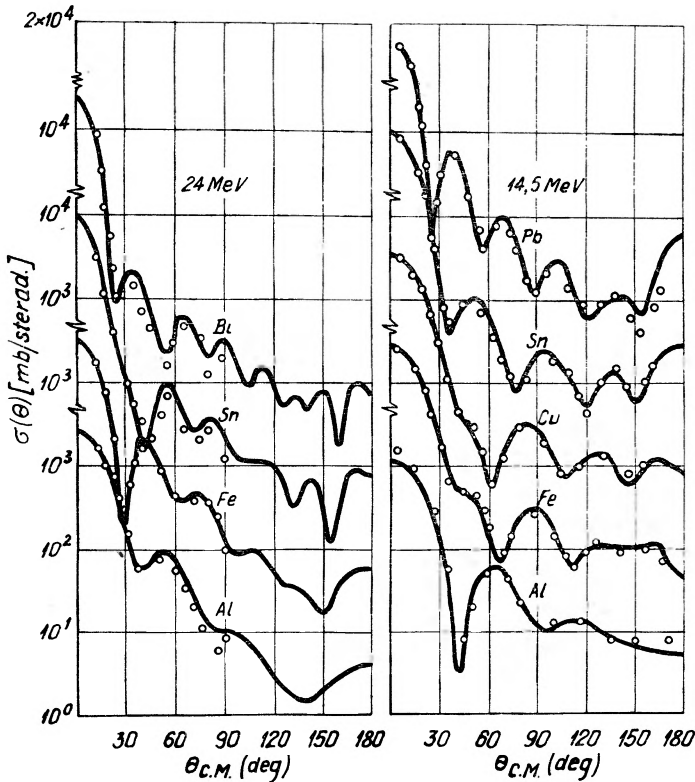
Rys. 1. Krzywe rozkładów kątowych dla rozpraszania neutronów o energii 7 MeV i 4,1 MeV wyliczone przy pomocy nielokalnego potencjału optycznego. Niektóre rozkłady kątowe (krzywe przerywane) zostały poprawione ze względu na udział *CES* (ciągłe krzywe). Punkty na wykresach odpowiadają danym eksperymentalnym

tencjały dające te same rozkłady kątowe przy tych energiach neutronów. Wyniki przedstawione w tablicy III pokazują, że głębokość rzeczywistej części lokalnego potencjału maleje z energią, a głębokość urojonej części pozostaje

Tablica III

$E$ MeV	Potencjał nielokalny	Potencjały lokalne			
	Wszystkie energie	4,1	7,0	14	26
$U$ MeV	70,00	41,35	40,31	38,00	34,80
$r_0$ fm	1,25	1,32	1,32	1,32	1,31
$a_0$ fm	0,65	0,62	0,62	0,62	0,62
$W_D$ MeV	7,00	3,95	3,94	3,35	3,34
$a_D$ fm	0,65	0,65	0,65	0,65	0,65
$\beta$ fm	1,00				

prawie stała. Otrzymany fenomenologicznie przez Bjorklunda i Fernbacha wzrost  $W_D$  z energią, można zdaniem Perey'a i Bucka wytłumaczyć udziałem reakcji idących przez jądro złożone. Obliczenia Perey'a i Bucka nie wykazały przewidywanego, znacznego wzrostu  $W_D$  z energią. Wydaje się, że dla energii wyższej od 24 MeV powinno się wprowadzić do potencjału absorpcję objętościową.



Rys. 2. Krzywe rozkładów kątowych dla rozpraszania neutronów o energii 24 MeV i 14,5 MeV wyliczone przy pomocy nielokalnego potencjału optycznego. Punkty na wykresach odpowiadają danym eksperymentalnym

Zależność potencjału optycznego od spinu izotopowego, od wewnętrznej struktury indywidualnych jąder atomowych itp. nie zostały uwzględnione w modelu Perey'a i Bucka dla neutronów. Wydaje się, że w chwili obecnej nie pozwala na to zbyt mała dokładność danych eksperymentalnych.

Warto przytoczyć ogólną zależność, jaką Perey i Buck znaleźli dla nielokalnego potencjału i rodziny równoważnych lokalnych potencjałów. Zachodzi między nimi ogólny związek przedstawiony wzorem (3)

$$U_L(r) \exp \left[ \frac{M\beta^2}{2\hbar^2} (E - U_L(r)) \right] = U_N(r). \quad (3)$$



## Uniwersalny potencjał dla rozpraszania protonów

Dla elastycznego rozpraszania protonów wykonano ogromną liczbę eksperymentów, dzięki temu do chwili obecnej nagromadzono obszerny materiał doświadczalny. Zawiera on dane o rozkładach kątowych w elastycznym rozpraszaniu na różnych izotopach i przy różnych energiach, jak również dane dotyczące polaryzacji i całkowitych przekrojów czynnych na reakcje. Ten materiał doświadczalny został użyty przez Perey'a do ustalenia ogólnych zależności w potencjale optycznym dla oddziaływania protonów [3].

Perey opracował wszystkie dostępne dane dotyczące jąder cięższych od Al i energii protonów od 9 MeV do 22 MeV. W tym obszarze energii i liczb masowych model optyczny powinien się dobrze stosować, a udział elastycznego rozpraszania z tworzeniem się jąder złożonych może być zaniedbany.

Perey zastosował potencjał optyczny zawierający następujące człony:

Potencjał centralny

część rzeczywista —  $Uf_1(r)$

część urojona —  $W_{ob}f_1(r) + 4a_2W_p \frac{d}{dr}f_2(r)$ .

Potencjał spin-orbita

$$\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{U_{sl}}{r} \frac{d}{dr}f_1(r)\sigma \cdot l.$$

Potencjał kulombowski

$$\frac{Ze^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) \quad \text{dla} \quad r \leq R_c$$

$$\frac{Ze^2}{r} \quad \text{dla} \quad r > R_c$$

jest to potencjał równomiernie naładowanej kuli o promieniu  $R_c$

$$f_1(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - r_{01}A^{1/3}}{a_1}\right)}$$

$$f_2(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - r_{02}A^{1/3}}{a_2}\right)}.$$

Ponieważ parametry geometryczne potencjału dla oddziaływania protonów powinny być takie same jak dla neutronów, Perey posłużył się wartościami ustalonymi przez Bjorklunda i Fernbacha [1].

$$r_{01} = r_{02} = 1,25 \text{ fermi}$$

$$a_1 = 0,65 \text{ fermi}$$

$$a_2 = 0,47 \text{ fermi}.$$

Bjorklund i Fernbach opisywali absorpcję powierzchniową krzywą Gaussa ( $b = 0,98$  fermi), a więc wartość  $a_2$  została tak wybrana, by pochodna krzywej Saxona-Wooda dawała podobny kształt. Ze względu na słaby wpływ formy potencjału kulombowskiego na rezultaty obliczeń położono również  $R_c = 1 \cdot 25 \sqrt[3]{A}$  fermi.

W ogólnej postaci potencjał Perey'a zawiera zarówno powierzchniową, jak i objętościową absorpcję. Założenia fizyczne, jak również wyniki otrzymane dla neutronów wydają się jednak wskazywać na znaczną przewagę absorpcji powierzchniowej, zwłaszcza dla niższych energii protonów. Dla rozstrzygnięcia tego problemu Perey posłużył się rezultatami kompletnego eksperymentu wykonanego dla protonów o energii 9,5 MeV, rozpraszanych na miedzi [4, 5]. Jest to jedyny wypadek, gdzie dla jednego pierwiastka wykonano przy tej samej energii dokładne pomiary rozkładów kątowych  $\sigma(\theta)$ , polaryzacji  $P(\theta)$  i całkowitego przekroju czynnego na reakcje  $\sigma_R$ . Rozstrzygającym okazał się tutaj pomiar polaryzacji. Okazało się, że stosując czysto powierzchniową absorpcję dostaje się najlepsze dopasowanie do eksperymentalnej krzywej polaryzacji. We wszystkich następnych obliczeniach Perey zakładał czysto powierzchniową absorpcję, a następnie sprawdzał, czy domieszka absorpcji objętościowej nie polepszy dopasowania.

Oprócz parametrów geometrycznych potencjału Perey ustalił również  $U_{sl}$ , kładąc

$$\begin{aligned} U_{sl} &= 7,5 \text{ MeV dla } E_p < 17 \text{ MeV} \\ U_{sl} &= 8,5 \text{ MeV dla } E_p \geq 17 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

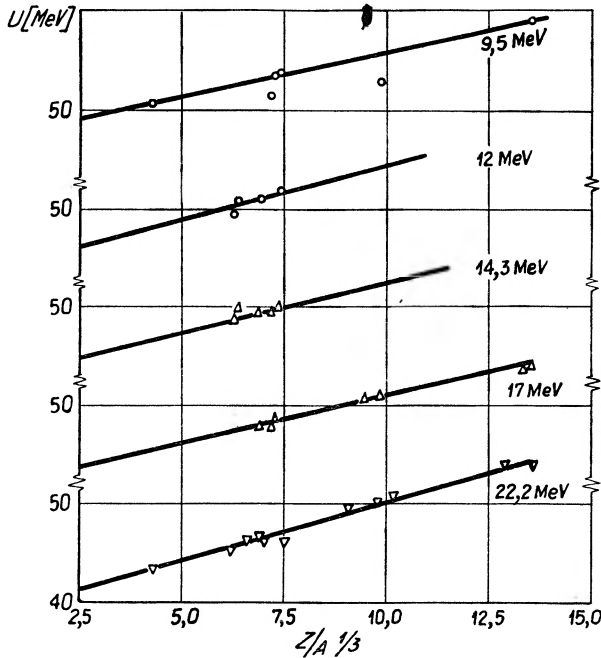
Tak więc ostatecznie w potencjale Perey'a zostały tylko trzy parametry do dopasowania ( $U$ ,  $W_p$ ,  $W_{ob}$ ).

Teraz uruchomiono automatyczny program dla elektronowej maszyny IBM 7090. Maszyna elektronowa otrzymała do przeanalizowania wszystkie dostępne i wiarygodne pomiary rozkładów kątowych w elastycznym rozpraszaniu protonów na jądrach różnych pierwiastków, przy energiach 9,4 MeV, 12,0 MeV, 13,3 MeV, 17,0 MeV, oraz 22,2 MeV. W wyniku tej analizy znaleziono dla każdego przypadku wartości  $U$  i  $W_p$ , a gdy to było potrzebne również  $W_{ob}$ . Ponieważ będące do dyspozycji dane eksperymentalne, dotyczące polaryzacji i całkowitych przekrojów czynnych, były z wyjątkiem przypadku miedzi niedokładne lub fragmentaryczne, Perey nie używał ich bezpośrednio do optymalizacji wartości parametrów potencjału optycznego. Sprawdzał on natomiast, czy otrzymane przy pomocy danego potencjału wartości  $P(\theta)$  i  $\sigma_R$  zgadzają się z doświadczeniem.

Dysponując wartościami parametrów potencjału dla różnych wartości  $E$  i  $A$  Perey przystąpił do szukania ogólnych zależności w potencjale optycznym.

Pierwszy krok polegał na uwzględnieniu efektów nielokalności potencjału optycznego. Jak wiadomo, wiąże się z tym zależność głębokości dołu rzeczywistego potencjału od energii protonów. Bjorklund, Campbell i Fernbach [32] zwrócili uwagę na inny aspekt nielokalności potencjału. Potencjał

lokalny zależy od energii protonów wewnątrz jądra. Energia ta musi między innymi zależeć od energii oddziaływania protonu z kulombowskim polem jądra. Średnia kulombowska energia jest proporcjonalna do  $\frac{Z}{\sqrt[3]{A}}$  i taką zależność powinniśmy wykryć w potencjale optycznym. Perey odłożył na wykresie wartości potencjału centralnego  $U$  w funkcji  $\frac{Z}{\sqrt[3]{A}}$ . Okazało się, że punkty odpowiadające rozpraszaniu przy różnych energiach grupują się na różnych prostych



Rys. 3. Zależność głębokości rzeczywistego dołu potencjału od kulombowskiego parametru  $\frac{Z}{\sqrt[3]{A}}$ , przy różnych energiach protonów

(rys. 3). Punkty przecięcia się tych prostych z osią  $\frac{Z}{\sqrt[3]{A}} = 0$  reprezentują wartości

$U - \frac{Z}{\sqrt[3]{A}}$ . Zależność  $U - \frac{Z}{\sqrt[3]{A}}$  od energii protonów pokazana jest na rys. 4. Wiadomo, że w przybliżeniu można przedstawić tę zależność prostą

$$U = 46,7 - 0,32 E + \frac{Z}{\sqrt[3]{A}} \text{ [MeV]}. \quad (4)$$

Współczynnik 0,32 stojący przy energii jest bardzo bliski wartości 0,30 otrzymanej przez Bjorklunda i Fernbacha dla neutronów (popatrz tablica I) i wyliczonej z nielokalnego potencjału przez Perey'a i Bucka (tablica III).

W potencjale dla oddziaływania protonów powinien występować człon  $\frac{N-Z}{A}$  związany ze spinem izotopowym. Zależność od liczby masowej  $A$

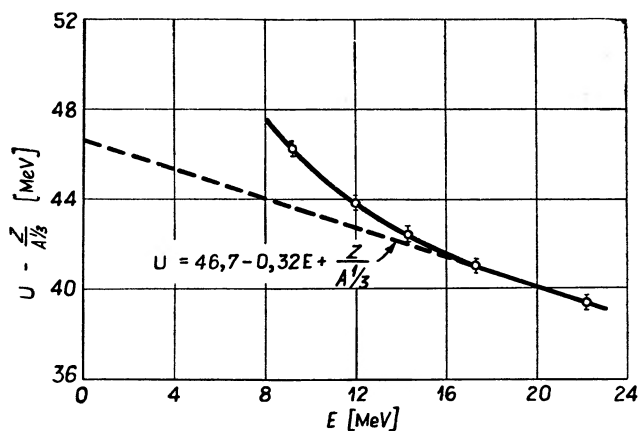
pojawia się więc dwukrotnie, raz w związku z członem  $\frac{N-Z}{A}$ , drugi raz dla  $\frac{Z}{\sqrt[3]{A}}$ .

Aby wykryć zależność  $U$  od  $\frac{N-Z}{A}$  trzeba najpierw wydzielić zależność od  $\frac{Z}{\sqrt[3]{A}}$ .

Jak mówiliśmy, potencjał  $U$  musi w wyniku nielokalności zależeć od pędu czyli energii padających cząstek. W przybliżeniu efektywnej masy jest to zależność liniowa i może być przedstawiona w postaci

$$U = -U_0 + \alpha T \quad (5)$$

$\alpha$  — współczynnik proporcjonalności.



Rys. 4. Punkty przecięcia prostych z rys. 3 z osią  $Z/\sqrt[3]{A} = 0$  w funkcji energii bombardujących protonów

Energię kinetyczną  $T$  cząstki wewnątrz jądra można dostać z zależności

$$T = E - U - U_c \quad (6)$$

$E$  — energia padającej cząstki (poza jądrem). Z (5) i (6) dostajemy

$$U = -\frac{U_0}{1+\alpha} + \frac{\alpha}{1+\alpha} E - \frac{\alpha}{1+\alpha} U_c. \quad (7)$$

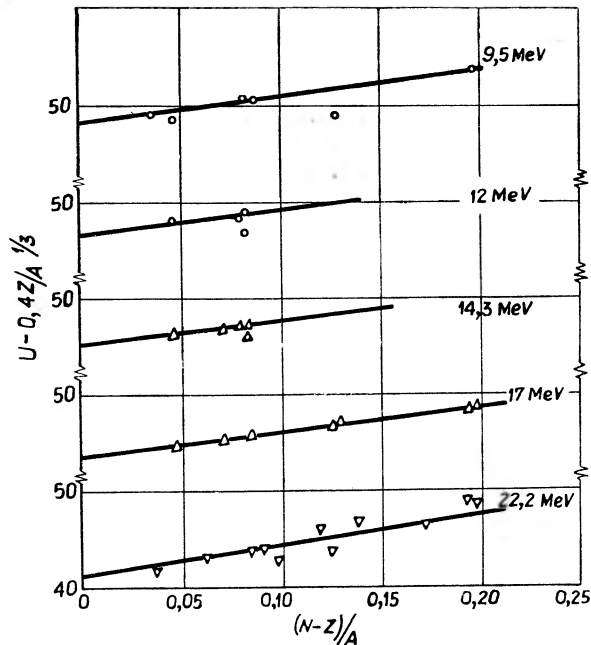
Widzimy, że zależności potencjału  $U$  od  $E$  i  $U_c$  występują z tym samym współczynnikiem. Z analizy przeprowadzonej dla neutronów [1, 2] wiadomo, że współczynnik przy  $E$  jest rzędu 0,3. Potencjał kulombowski  $U_c$  ma inną radialną zależność niż  $U$ , lepiej więc zastąpić go średnią wartością, wynoszącą

$$\bar{U}_c = 1,38 \frac{Z}{\sqrt[3]{A}} \quad \text{dla} \quad R_c = 1,25 \sqrt[3]{A}$$

skąd

$$\frac{a}{1+a} U_c = 0,3 \bar{U}_c \approx 0,4 \frac{Z}{\sqrt{A}}. \quad (8)$$

Teraz możemy wydzielić zależność od  $\frac{N-Z}{A}$  odkładając  $U - 0,4 \frac{Z}{\sqrt{A}}$  funkcji  $\frac{N-Z}{A}$  (rys. 5). Jest to zależność liniowa, przy czym punkty odpowiadające



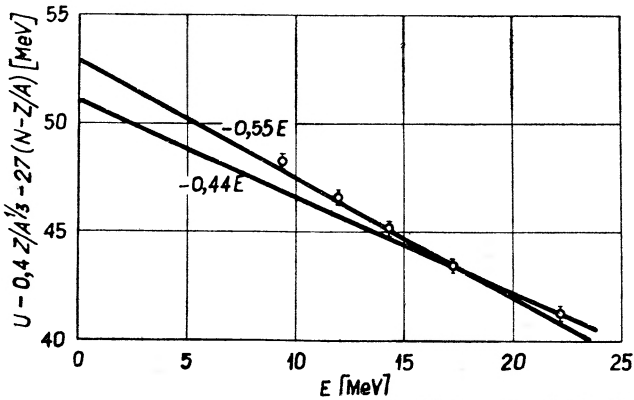
Rys. 5. Krzywe zależności efektywnego rzeczywistego potencjału  $U - 0,4 \frac{Z}{\sqrt{A}}$ , działającego na proton wewnątrz jądra, od parametru symetrii  $\frac{N-Z}{A}$

różnym energiom układają się na różnych prostych. Na rys. 6 odłożono punkty przecięcia się tych prostych z osią  $\frac{N-Z}{A} = 0$  w funkcji energii. Porównując przebieg otrzymanej prostej z przebiegami prostych z rys. 5 można wypisać następującą zależność

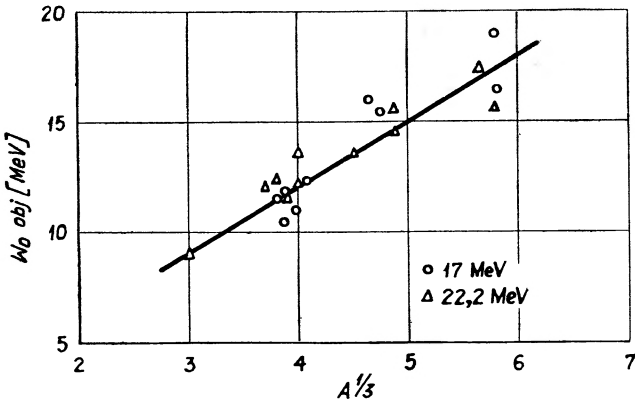
$$U = 53,3 - 0,55E + \left[ 0,4 \frac{Z}{\sqrt{A}} + 27 \frac{N-Z}{A} \right] [\text{MeV}]. \quad (9)$$

Podobnie jak to zrobiono dla rzeczywistej części potencjału, usiłowano znaleźć ogólne wyrażenie dla powierzchniowego urojonego potencjału. Otrzymane empirycznie wartości  $W_p$  fluktuują w znacznie większym stopniu niż to miało miejsce dla  $U$ . Można ogólnie powiedzieć, że dla energii  $E < 17$  MeV, oraz dla pierwiastków o średnim  $A$

$$W_p = 13,5 \pm 2,0 [\text{MeV}]$$



Rys. 6. Punkty przecięcia prostych z rys. 5 z osią  $N-Z/A = 0$  w funkcji energii bombardujących protonów



Rys. 7. Zależność głębokości powierzchniowego potencjału absorpcji od  $\sqrt[3]{A}$

dla energii  $17 \leq E \leq 22$  MeV

$$W_p = 3 \sqrt[3]{A} \pm 1,5 \text{ [MeV]} \quad (\text{zobacz rys. 7}) \quad (10)$$

$W_p$  wykazuje również zależność od spinu izotopowego

$$W_p = 9,8 + 46 \frac{N-Z}{A} \text{ [MeV]} \quad \text{dla} \quad E = 14,3 \text{ MeV}$$

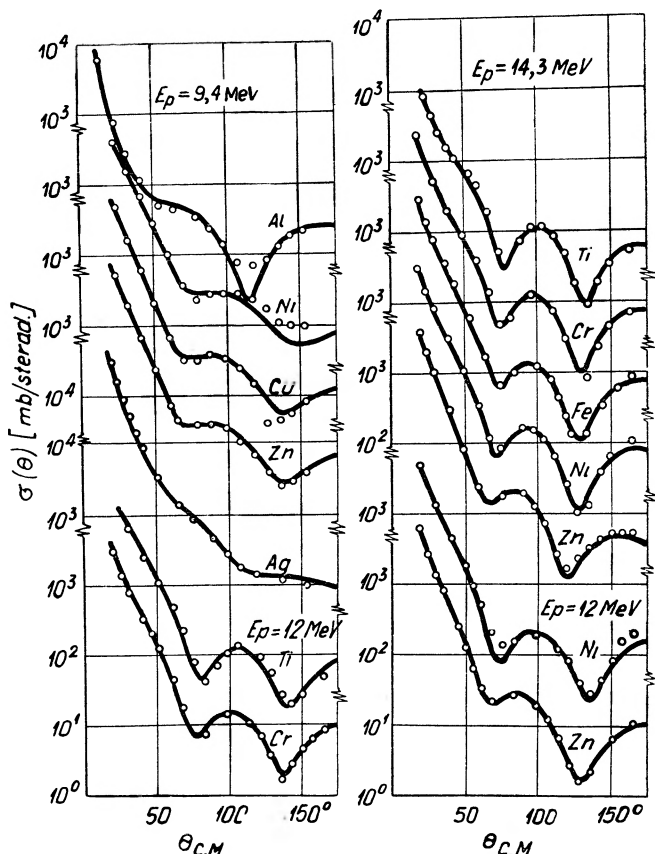
$$W_p = 8,2 + 48 \frac{N-Z}{A} \text{ [MeV]} \quad \text{dla} \quad E = 17 \text{ MeV} \quad (11)$$

$$W_p = 7,4 + 48 \frac{N-Z}{A} \text{ [MeV]} \quad \text{dla} \quad E = 22,2 \text{ MeV}.$$

Powyższe obliczenia wykonano dla czysto powierzchniowej absorpcji. Wydaje się, że dla wyższych energii cząstek bombardujących należy wprowadzić, obok powierzchniowej, również objętościową absorpcję. W chwili obecnej będący do dyspozycji materiał doświadczalny nie pozwala na dokładne określe-

nie jej udziału. Można jednak powiedzieć, że dla protonów o energii 17 MeV należy dodać do  $W_p$  potencjał  $W_{ob}$  rzędu 3 MeV, a dla protonów o energii 22 MeV potencjał  $W_{ob}$  rzędu 5 MeV. Jednocześnie potencjał  $W_p$  zmaleje w przybliżeniu o tyle samo.

Naszkiecowane powyżej rozważania i obliczenia doprowadziły ostatecznie Perey'a do napisania wzoru dla uniwersalnego potencjału oddziaływania pro-



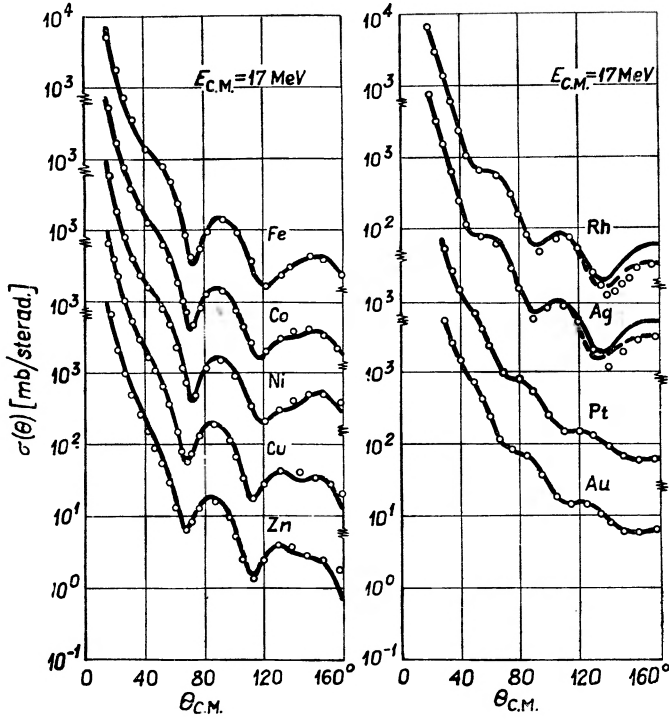
Rys. 8. Porównanie punktów doświadczalnych otrzymanych dla rozpraszania protonów o energiach 9,4 MeV oraz 14,3 MeV z krzywymi rozkładów kątowych wyliczonymi z potencjału Perey'a

tonów z różnymi jądrami. Geometryczne parametry tego potencjału są ustalone, a  $U$ ,  $W_p$ ,  $W_{ob}$ ,  $U_{sl}$  w określony sposób zależą od wartości  $A$ ,  $Z$  jąder tarczy i energii  $E$  protonów. Porównanie wyliczonych z tego potencjału rozkładów kątowych z krzywymi eksperymentalnymi ilustrują rys. 8 i 9. Również wyliczone wartości  $P(\theta)$  i  $\sigma_R$  dość dobrze zgadzają się z eksperymentem.

Należy pamiętać, że ten uniwersalny potencjał wyśredniowuje indywidualne własności jąder atomowych. Dopuszczając zmiany wszystkich parametrów potencjału optycznego można otrzymać przy pomocy automatycznego programu dopasowania, które dla pewnych jąder będą nieco lepsze, niż te, wyliczone



z uniwersalnego potencjału. Tak np. silne sprzężenie nieelastycznych kanałów reakcji z kanałem elastycznego rozpraszania będzie powodować indywidualne odstępstwa od uniwersalnego potencjału. W wypadku rozpraszania protonów na jądrach żelaza  $^{56}\text{Fe}$  silne sprzężenie z kanałem nieelastycznego rozpraszania prowadzącego do stanu  $Q = -0,85$  MeV wywołuje zmiany parametrów po-



Rys. 9. Porównanie punktów doświadczalnych otrzymanych dla rozpraszania protonów o energii 17 MeV z krzywymi rozkładów kątowych wyliczonymi z potencjału Perey'a

tencjału  $U$  i  $W_p$ . Te zmiany są w przybliżeniu proporcjonalne do kwadratu parametru deformacji jądra  $\beta_0^2$  i spełniają zależność

$$\begin{aligned} \Delta U &= C_1 \beta_0^2 \\ \Delta W_p &= C_2 \beta_0^2, \end{aligned} \quad (12)$$

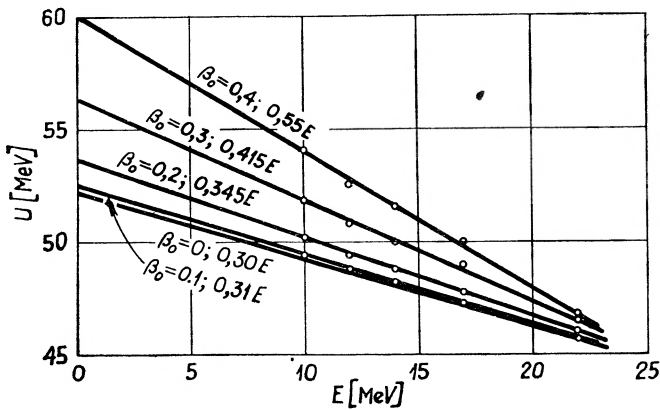
gdzie  $C_1$  i  $C_2$  zależą od energii protonów w sposób podany w tabelicy IV.  $C_1$  i  $C_2$  są prawdopodobnie funkcjami rozmiarów jądra i w mniejszym stopniu energii

Tablica IV

$E$ MeV	$C_1$ MeV	$C_2$ MeV
10	32	45
12	28	25
14	23	25
17	18	25
22	8	18

wzbudzonego stanu  $2^+$ . Mimo to wartości parametrów z tablicy IV mogą być stosowane dla jąder sąsiedniego obszaru.

Zależność współczynników  $C_1$  i  $C_2$  od energii dodaje się do zależności potencjału  $U$  od energii, spowodowanej nielokalnością potencjału. Rys. 10 pokazuje, jak zależność potencjału  $U$  od energii zmienia się w zależności od różnych wartości parametru deformacji  $\beta_0$ . Ponieważ Perey starał się w swojej analizie uzyskać dobre dopasowanie do rozkładów kątowych również przy dużych kątach, dla których efekty silnego sprzężenia specjalnie drastycznie występują, otrzymał on znacznie silniejszą zależność potencjału  $U$  od energii niż w wypadku neutronów (por. wzór 9). Dla neutronów dane eksperymentalne dla rozpraszania przy dużych kątach są albo mało dokładne, albo ich



Rys. 10. Krzywe zależności głębokości rzeczywistego potencjału  $U$  od energii bombardujących protonów, dla różnych wartości parametru deformacji jądra tarczy

w ogóle nie ma. Tak więc efekty silnego sprzężenia nie wpływają tutaj zbyt mocno na zależność otrzymaną stąd potencjału od energii. Z tej też przyczyny Perey użył tej właśnie wartości 0,3 do wyliczenia zależności potencjału od członu  $\frac{Z}{\sqrt{A}}$ .

### Uniwersalny potencjał dla $\bar{d}$ -deuteronów

Problemy optycznego modelu oddziaływania deuteronów są dalsze od rozwiązania, niż to ma miejsce dla nukleonów. Dostępny materiał doświadczalny jest znacznie uboższy, a samo zagadnienie jest bardziej skomplikowane. Do niedawna dysponowano jedynie pewną liczbą pomiarów rozkładów kątowych dla elastycznego rozpraszania deuteronów. Ostatnio pojawiły się pierwsze pomiary całkowitych przekrojów czynnych wykonane przez Grupę Krakowskiego Cyklotronu oraz Wilkinsona i Igo [6, 7, 8]. Pierwsze pomiary polaryzacji deuteronów wykonano w Liverpoolu a ostatnio w Saclay [9, 10, 11, 12, 13, 17].

Pomiary polaryzacji nie są na tyle kompletne i dokładne, aby określić formę członu potencjału zależnego od spinu.

Deuteron jest złożoną cząstką o bardzo małej energii wiązania. Ulega on łatwo rozerwaniu, nie tylko wewnątrz jądra (silna absorpcja), lecz również w polu kulombowskim poza jądrem i na krawędzi potencjału jądrowego [15, 16, 18, 19].

W elastycznym rozpraszaniu deuteronów pojawiają się zjawiska, których nie obserwuje się dla nukleonów. Wymienić tu przede wszystkim należy efekt zanikania maksimów dla rozpraszania deuteronów o pewnej energii na jądrach pochodzących z określonych obszarów liczb masowych. Efekt ten odkryty przez Grupę Krakowskiego Cyklotronu [20, 21], jak na razie nie znalazł wytłumaczenia na gruncie optycznego modelu.

Fizyczne własności deuteronu z góry implikują pewne własności optycznego potencjału opisującego jego oddziaływanie.

Ze względu na rozmiary deuteronu zasięg tego potencjału może być większy niż dla nukleonów. Dotyczy to zwłaszcza absorpcyjnej części potencjału, ponieważ rozszczepienie deuteronu może zachodzić również poza właściwym obszarem jądra.

Deuteron może ulegać polaryzacji w kulombowskim polu jądra i przez to jego „efektywne” zbliżenie do jądra może być większe niż dla innych cząstek, stąd możliwość zmniejszenia kulombowskiego promienia jądra  $R_c$ .

Silna absorpcja deuteronów w okolicy powierzchni jądra sugeruje wprowadzenie powierzchniowej formy do absorpcyjnej części potencjału. Analiza pomiarów całkowitych przekrojów czynnych na reakcje wydaje się potwierdzać tę hipotezę [7].

Ponieważ deuteron jest słabo związanym układem dwu nukleonów narzuca się możliwość powiązania potencjału optycznego dla oddziaływania deuteronów z potencjałem optycznym dla oddziaływania nukleonów. Zrobił to Brockmann [23] wychodząc z danych dla rozpraszania protonów o energii 9,4 MeV na jądrach Cu [5] i wyliczając parametry potencjału dla oddziaływania deuteronów o dwukrotnej w przybliżeniu energii 21,6 MeV z jądrami Ni (dane eksperymentalne Yntemy [24]). Otrzymał on potencjał o większej niż dla protonów części absorpcyjnej i części rzeczywistej w grubym przybliżeniu dwa razy większej (47 MeV dla protonów, 71,1 MeV dla deuteronów). Zasięg potencjału urojonego był większy niż rzeczywistego.

W podobnym kierunku poszły dokładniejsze rachunki Sano [25]. Widać z nich, że dla energii deuteronów od 10 MeV do 30 MeV  $U \sim 70$  MeV, a  $W$  rośnie dla energii deuteronów zmieniającej się od 15 MeV do 25 MeV.

Fenomenologiczne obliczanie parametrów potencjału dla oddziaływania deuteronów daje jak na razie dość rozbieżne wyniki [26, 27].

Grupa Satchlera otrzymała kilka rodzin niemal równoważnych potencjałów. Potencjały te charakteryzują się dużą głębokością dołu urojonej części potencjału z promieniem znacznie większym niż dla potencjału rzeczywistego. Głębokości dołu rzeczywistej części potencjału są różne dla różnych rodzin,

np. dla Ni i deuteronów o energii 11,8 MeV zmieniają się w granicach od 59 MeV do 85 MeV. Promień rzeczywistej części potencjału jest podobny do używanego w potencjale dla nukleonów.

Obliczenia wykonane przez Melkanoffa i in., przy pomocy bardzo prostego potencjału typu  $V = (U + iW)f(r)$ , dla szerokiego obszaru energii deuteronów i liczb masowych jąder tarczy sugerują wartości  $U$  rzędu 60 MeV i  $W$  pomiędzy 10 MeV a 20 MeV. Zasięg potencjału był tutaj większy niż u Satchlera.

Próbowano znaleźć ogólną formę potencjału dla deuteronów. Według Zeidmana, Yntemy i Satchlera [28]

$$\begin{aligned} U &= 74 - 0,5E \text{ [MeV]} & r_0 &= 1,5 \text{ fermi} \\ W_1 &= 5 + 0,25E \text{ [MeV]} \\ W_2 &= 20 + E \text{ [MeV]} & a &= 0,6 \text{ fermi} \end{aligned} \quad (13)$$

$W_1, W_2$  — objętościowy i powierzchniowy potencjał absorpcyjny. Ostatnio C. Perey i F. G. J. Perey [29] podali dla deuteronów o energii  $11 \text{ MeV} \leq E \leq 27 \text{ MeV}$  następującą ogólną formułę

$$\begin{aligned} U &= 42 + 3,3 \frac{Z}{\sqrt[3]{A}} - 0,51E \text{ [MeV]} \\ W_p &= 11,0 + 0,24E \text{ [MeV]} & \text{dla } E &> 15 \text{ MeV} \\ r_u &= 1,15 \text{ fermi} & a_u &= 0,87 \text{ fermi} \\ r_w &= 1,37 \text{ fermi} & a_w &= 0,70 \text{ fermi.} \end{aligned} \quad (14)$$

Dla  $E < 15 \text{ MeV}$   $W_p$  zmienia się bardzo nieregularnie z energią deuteronów. W części rzeczywistej tego potencjału widzimy podobną zależność od energii jak dla protonów i bardzo silną zależność od członu  $\frac{Z}{\sqrt[3]{A}}$ . Nie występuje tutaj zależność od  $\frac{N-Z}{A}$ , bo spin izotopowy deuteronu jest zerem.

### Uniwersalny potencjał dla oddziaływania cząstek alfa

Elastyczne rozpraszanie cząstek alfa jest jak na razie dość słabo zbadane. Jeśli pominąć fragmentaryczne pomiary wykonywane dla paru pierwiastków, jedynie dla cząstek alfa o energii 24,7 MeV [30] oraz 40 MeV [31] istnieją dane eksperymentalne dotyczące rozkładów kątowych w rozpraszaniu na jądrach wielu pierwiastków. Pomiary całkowitych przekrojów czynnych na reakcje były wykonywane wyłącznie przy energii 40 MeV [22]. Ze względu na zerowy spin cząstek alfa „kompletny” eksperyment dla tych cząstek nie obejmuje polaryzacji.

W elastycznym rozpraszaniu cząstek alfa zaobserwowano podobnie jak dla deuteronów efekt zanikania maksimów w rozkładach kątowych [37]. Warto wspomnieć, że podobne zjawisko występuje również dla cząstek  ${}^3\text{He}$  [38].

Przekrój czynny na elastyczne rozpraszanie cząstek alfa na pewnych lekkich pierwiastkach bardzo gwałtownie rośnie, gdy zbliżamy się do kątów bliskich  $180^\circ$  [33, 34, 35, 36]. Zachodzi podejrzenie, że wiąże się to z tworzeniem się „clusterów” cząstek alfa w tych jądrach. Zjawisko to wymaga jednak bliższego zbadania.

W tej chwili nie dysponujemy jeszcze uniwersalnym potencjałem optycznym dla oddziaływania cząstek alfa z materią jądrową. Zwłaszcza zależność energetyczna tego potencjału zupełnie nie jest znana. Przy energii 40 MeV Igo analizował doświadczalne wyniki elastycznego rozpraszania cząstek alfa potencjałem [31]

$$U(r) + iW(r) = 1100 \exp\left\{-\left(\frac{r-1,17 A^{1/3}}{0,574}\right)\right\} - 45,7 \text{ i } \exp\left\{-\left(\frac{r-1,17 A^{1/3}}{0,574}\right)\right\}. \quad (15)$$

### Potencjał optyczny dla oddziaływania trytonów i cząstek ${}^3\text{He}$ z jądrami atomowymi

Dane doświadczalne dotyczące elastycznego rozpraszania trytonów są jak na razie bardzo niekompletne i nie pozwalają na wyciąganie ogólnych wniosków.

Podobnie, choć nieco lepiej wyglądają dane eksperymentalne dla elastycznego rozpraszania cząstek  ${}^3\text{He}$ . Prawie wszystkie pomiary wykonano w Birmingham (W. Brytania) dla cząstek  ${}^3\text{He}$  o energii 29 MeV. Nie ma jak na razie pomiarów całkowitego przekroju czynnego na reakcje, a pomiary polaryzacji cząstek  ${}^3\text{He}$  w elastycznym rozpraszaniu są we wstępnej fazie [39]. Wstępna analiza danych eksperymentalnych przeprowadzona przez Hodgsona [40] wskazuje, że potencjał rzeczywisty i urojony mają podobne głębokości, znacznie malejące dla cięższych jąder. Te zmiany można opisać empirycznym wzorem

$$U = W = 220 A^{-1/2} [\text{MeV}].$$

Eksperymentalna i teoretyczna znajomość problemów elastycznego rozpraszania złożonych cząstek, takich jak deuterony czy cząstki alfa, a także trytony i  ${}^3\text{He}$ , nie wystarcza jak na razie do uchwycenia ogólnych zależności w potencjale oddziaływania tych cząstek z jądrami atomowymi. Od rozwiązania tych problemów zależy powodzenie obliczeń wykonywanych metodą *DWBA* dla reakcji pojedynczego i podwójnego strippingu, reakcji pick-up'u, reakcji nieelastycznego rozpraszania itp. Wyniki, jakie otrzymano dla optycznego modelu oddziaływania nukleonów są bardzo zachęcające, ale nie można ich traktować jako ostateczne. Cały szereg problemów wymaga rozwiązania, jak np. kwestia zależności potencjału dla oddziaływania neutronów od spinu izotopowego, właściwa wielkość i zależność od odległości potencjału  $\frac{N-Z}{A}$

w oddziaływaniu protonów, zależność potencjału optycznego od spinu jądra, własności potencjału optycznego wewnątrz jądra i wiele innych.

Wszystkie te problemy wymagają dokładniejszych i kompletniejszych eksperymentów oraz wielu obliczeń.

#### Literatura

- [1] S. Bjorklund, S. Fernbach, *Phys. Rev.*, **109**, 1295 (1958).
- [2] F. G. Perey, B. Buck, *Nuclear Phys.*, **32**, 353 (1962).
- [3] F. G. Perey, *Phys. Rev.*, **131**, 745 (1963).
- [4] G. W. Greenlees, O. N. Jarvis, *Proc. Phys. Soc. (GB)* **78**, 1275 (1961).
- [5] A. B. Robbins, K. Grotowski, G. W. Greenlees, *Phys. Rev.*, **130**, 707 (1963).
- [6] A. Budzanowski, K. Grotowski, *Phys. Letters*, **2**, 280 (1962).
- [7] A. Budzanowski, L. Freindl, K. Grotowski, P. E. Hodgson, M. Rzeszutko, M. Słapa, J. Szmider, *IFJ Rep. No 257*; *Nuclear Phys. (w druku)*.
- [8] B. Wilkins, G. Igo, *Phys. Letters*, **3**, 48 (1962).
- [9] M. A. Al. Jeboori, M. S. Bokhari, A. Strzałkowski, B. Hird, *Proc. Phys. Soc. (GB)*, **75**, 875 (1960).
- [10] B. Hird, A. Strzałkowski, *Proc. Phys. Soc. (GB)*, **75**, 368 (1960).
- [11] R. Berntey, R. Chaminade, A. Falcoz, M. Faure, M. Maillard, D. McDaniels, T. Mikumo, A. Papineau, L. Schechter, J. Thirion, *CR Acad. Sci. (France)*, **256**, 922 (1963).
- [12] R. Berntey, R. Maillard, A. Papineau, J. Thirion, *CR Acad. Sci. (France)*, **257**, 1477 (1963).
- [13] R. Berntey, R. Chaminade, A. Falcoz, T. Mikumo, A. Papineau, J. Sandinos, L. Schechter, J. Thirion, *CR Acad. Sci. (France)*, **257**, 1267 (1963).
- [14] R. Berntey, P. Darrinlat, R. Maillard, A. Papineau, J. Thirion, *CR Acad. Sci. (France)* (w druku).
- [15] E. W. Hamburger, B. L. Cohen, R. F. Price, *Phys. Rev.*, **121**, 1143 (1961).
- [16] C. F. Clement, *Phys. Rev.*, **128**, 2724, 2728 (1962).
- [17] J. Raynal, *Phys. Letters*, **7**, 281 (1963).
- [18] F. Udo, L. A. Ch. Koerts, *Phys. Letters*, **3**, 181, 1963; **6**, 343 (1963).
- [19] W. T. H. Van Oers, K. W. Brockman Jr., *Nuclear Phys.*, **47**, 338 (1963).
- [20] L. Freindl, H. Niewodniczański, J. Nurzyński, M. Słapa, A. Strzałkowski, *Proc. of the Ruth. Jub. Conf.*, Manchester, 1961, str. 529.
- [21] A. Strzałkowski, *Phys. Letters*, **2**, 121 (1962).
- [22] G. Igo, B. D. Wilkins, *Phys. Rev.*, **131**, 125 (1963).
- [23] K. W. Brockman Jr., *Proc. of the Conf. on Direct Interactions and Nuclear Reactions Mechanisms*, Padua 1962, str. 159.
- [24] J. L. Yntema, *Phys. Rev.*, **113**, 261 (1959).
- [25] M. Sano, *Proc. of the Conf. on Direct Interactions and Nuclear Reactions Mechanisms*, Padua 1962, str. 204.
- [26] E. C. Halbert, R. H. Bassel, G. R. Satchler, *Proc. of the Conf. on Direct Interactions and Nuclear Reactions Mechanisms*, Padua 1962, str. 167.
- [27] M. A. Melkanoff, T. Sawada, N. Cindro, *Phys. Letters*, **2**, 98 (1962).
- [28] B. Zeidman, J. L. Yntema, G. R. Satchler, *Proc. of the Int. Ruth Jub. Conf.*, Manchester 1961, str. 515.
- [29] C. Perey, F. G. J. Perey, *Phys. Rev.* (w druku).
- [30] A. Budzanowski, K. Grotowski, S. Micek, H. Niewodniczański, J. Sliż, A. Strzałkowski, H. Wojciechowski, *Coll. on Low Energy Nuclear Physics*, Tihany 1963.

- [31] G. Igo, Phys. Rev. Letters, **1**, 72 (1958); **3**, 308 (1959).
- [32] F. Bjorklund, G. Campbell, S. Fernbach, Suppl. Helv. phys. Acta, **6**, 432 (1961).
- [33] J. C. Corelli, E. Bleuler, D. J. Tendam, Phys. Rev., **116**, 1184 (1959).
- [34] W. D. Ploughe, Phys. Rev., **122**, 1232 (1961).
- [35] S. S. Wong, E. Bleuler, Phys. Rev., **125**, 280 (1962).
- [36] J. C. Jodogne, P. C. Macq, J. Steyaert, Phys. Letters, **2**, 325 (1962).
- [37] T. Mikumo, J. Phys. Soc. Japan, **16**, 1066 (1961).
- [38] W. M. Pankratow, I. N. Serikow, Institut Atomnoj Energii im. Kurczatowa Akad. Nauk SSSR, 1962.
- [39] A. Garcia, J. B. A. England (wiadomość prywatna).
- [40] P. E. Hodgson, *Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*, Edited by E. Clementel and C. Villi, N. York—London, Gordon and Breach Science Publishers, 1963.



*Leon Pomorski*

Institut Fizyki Jądrowej  
w Krakowie

*Jan Tys*

Institut Badań Jądrowych  
w Warszawie

## Reakcje przejścia nukleonów w oddziaływaniach jąder z ciężkimi jonami. Część A. Reakcje przejścia jednego nukleonu

### I. Wstęp

Reakcje jądrowe wywołane przyśpieszonymi jonami cięższymi od helu stały się przedmiotem badań doświadczalnych dopiero w ostatnich latach. Przyczyną tego były głównie techniczne trudności związane z otrzymaniem ciężkich jonów o dostatecznej intensywności i dużej energii.

Duża energia konieczna jest ze względu na wysoką barierę kulombowską, którą musi pokonać uderzający jon, aby wejść w bezpośredni kontakt z jądrem tarczy. Wysokość bariery kulombowskiej w układzie środka mas, przy założeniu kulistości jąder wyraża się wzorem:

$$E_{CB} = \frac{e^2}{r_0} \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}, \quad (1)$$

gdzie  $Z_1, Z_2, A_1, A_2$  oznaczają odpowiednie liczby atomowe i liczby masowe jądra pocisku i jądra tarczy,  $e$  jest ładunkiem elementarnym,  $r_0$  jest parametrem jądrowym. Tak więc dla przykładu, na pokonanie bariery jądra uranu przez jądro  $^{20}\text{Ne}$ , jon  $^{20}\text{Ne}$  musi posiadać energię co najmniej 107 MeV przy założeniu centralnego zderzenia, podczas gdy podobna energia dla protonu wynosi tylko 12 MeV.

Szybki rozwój techniki akceleracji cząstek oraz nowe konstrukcje źródeł ciężkich jonów sprawiły, że dzisiaj fizycy mogą dysponować wiązkami takich jonów jak: Li, B, C, N, F, Ne, A o natężeniu rzędu  $10^{10}$ — $10^{13}$  jonów/sek i energii około 8—10 MeV/nukleon, a więc znacznie przewyższającej barierę kulombowską nawet dla najcięższych jąder. Dla przedstawienia dokonanego postępu w tej dziedzinie fizyki i techniki warto przypomnieć, że w roku 1940 L. W. Alvarez, który pierwszy przyśpieszył na cyklotronie jony  $^{12}\text{C}^{6+}$  do energii około 50 MeV, otrzymał „strumień“  $10^1$  jonów/sek [1].

Badania reakcji jądrowych z ciężkimi jonami są interesujące głównie z tego względu, że mogą dostarczać informacji o bezpośrednim oddziaływaniu całych zespołów nukleonów w odróżnieniu od reakcji wywołanych protonami lub neutronami, w których jądro tarczy oddziałuje tylko z jednym nukleonem.

Należy jednak podkreślić, że równocześnie obraz takich procesów jest bardziej złożony niż w reakcjach z pojedynczymi nukleonami i w związku z tym badania reakcji z ciężkimi jonami przedstawiają znacznie większe trudności tak od strony eksperymentalnej jak i teoretycznej. Jednakowoż zastosowanie ciężkich jonów w fizyce jądrowej stwarza możliwości badania zupełnie nowych procesów jądrowych, które dotychczas nie były osiągalne. W roku 1952 G. Breit, M. H. Hull i R. L. Gluckstern [2], rozważali teoretycznie możliwość zastosowania ciężkich jonów do badania struktury jąder atomowych, a w szczególności do badania efektów dystorsyjnych i polaryzacyjnych występujących w procesach zderzeń z ciężkimi jonami. Rozpatrywano również możliwości badania *halo* neutronów i protonów otaczających bardziej zwarty obszar jądra.

Zderzenie ciężkiego jonu z jądrem tarczy może prowadzić do powstania jądra złożonego z bardzo wysokim krętem rzędu  $80 \hbar$ , który może mieć wpływ na proces deekscytacji tego jądra [3].

Ciężkie jony zostały z powodzeniem zastosowane do kulombowskiej ekscytacji jąder, a to z dwu zasadniczych powodów, o których warto wspomnieć. Po pierwsze, ciężkimi jonami łatwo jest wzbudzić jądro na wyższy poziom bez ryzyka reakcji przez stadium jądra złożonego, ze względu na wysoką barierę kulombowską, która znacznie zmniejsza prawdopodobieństwo przeniknięcia ciężkiego jonu do jądra tarczy. W efekcie daje to możliwość pomiaru „czystej” kulombowskiej deekscytacji jąder bez tła promieniowania gamma pochodzącego z reakcji przez stadium jądra złożonego. Po drugie, mała prędkość ciężkich jonów w porównaniu z prędkością protonów o tej samej energii oznacza, że można oczekiwać znacznie mniejszej jonizacji powłoki  $K$  atomów bombardowanej tarczy, co w efekcie zmniejsza niepożądane tło promieniowania  $X$ .

Na szczególną uwagę zasługuje zastosowanie ciężkich jonów do wytwarzania jąder neutrono-deficytowych, które w wyniku rozpadu mogą prowadzić do opóźnionej aktywności protonowej [4, 5].

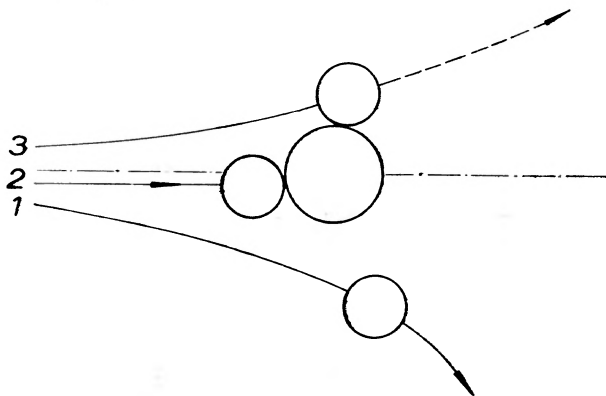
Ogólnie biorąc wszystkie procesy spowodowane oddziaływaniem ciężkich jonów z jądrami można podzielić na trzy zasadnicze grupy [6], co zilustrowane zostało na rys. 1.

1. Oddziaływania ciężkich jonów z dużych odległości (dużych w porównaniu do zasięgu sił jądrowych) prowadzące do kulombowskiego wzbudzenia poziomów jądrowych, a niekiedy nawet do rozszczepienia uderzającego jądra przy dostatecznie silnym wzbudzeniu [7, 8].
2. Oddziaływania prowadzące do powstania jąder złożonych o wysokiej energii wzbudzenia i dużym kręcie.
3. Oddziaływania zachodzące przy zderzeniu stycznym dwu jąder, gdy powierzchnie jąder stykają się lub prawie się stykają.

W procesach trzeciej grupy występuje zarówno działanie sił kulombowskich, jak i sił jądrowych, nie powstaje jednak jądro złożone. W rezultacie takiego styczniego oddziaływania może nastąpić przejście jednego lub kilku nukleonów z jądra do jądra albo nawet równoczesna wymiana nukleonów.

Reakcje należące do trzeciej grupy będziemy nazywali reakcjami przejścia nukleonów (*transfer reactions*), w odróżnieniu od reakcji *strippingu* i *pick-up'u* z deuteronami lub protonami.

W związku z tym, że reakcje tego typu zachodzą na powierzchni jąder, należy oczekiwać, że wnikliwe badania pozwolą bliżej poznać powierzchniową strukturę jąder atomowych.



Rys. 1. Poglądowe przedstawienie oddziaływania ciężkich jonów z jądrami  
1. Trajektoria oddziaływania z dużych odległości; 2. trajektoria oddziaływań prowadzących do utworzenia jądra złożonego; 3. trajektoria oddziaływań stycznych

Z rozpraszania elektronów i protonów [9, 10] a także cząstek alfa [11] i ciężkich jonów [12] wiadomo, że powierzchnia jądra nie jest ostro ograniczona. Wokół jądra istnieje warstwa o grubości  $1 - 2f$ , w której gęstość materii jądrowej zmienia się od wartości maksymalnej do wartości bardzo małej. Brak jest również dokładnych informacji o rozmieszczeniu protonów i neutronów na powierzchni jąder. Należy sądzić, że reakcje przejścia, które zachodzą na powierzchni jąder winny być bardziej czułe na wszelkie zmiany struktury powierzchniowej niż procesy rozpraszania. W szczególności rozkłady kątowe i funkcje wzbudzenia produktów reakcji przejścia protonów i neutronów winny wskazywać na różnice w rozmieszczeniu protonów i neutronów na powierzchni badanych jąder.

Celem niniejszego artykułu jest zapoznanie czytelnika z dotychczasowym stanem badań nad reakcjami przejścia nukleonów.

## 2. Stosowane metody eksperymentalne w reakcjach przejścia nukleonów

Badanie reakcji jądrowych wywołanych ciężkimi jonami utrudnione jest przez fakt, że w reakcjach tych powstaje znaczna liczba produktów tak przez stadium jądra złożonego jak i przez reakcje przejścia nukleonów. Tak na przykład

w jednym z pierwszych eksperymentów nad reakcjami z ciężkimi jonami wykonanymi na cyklotronie w Birmingham przez K. F. Chacketta, J. H. Fremlina i D. Walkera [13] podczas bombardowania tarczy Al jonami  $^{14}\text{N}$ , zidentyfikowano powstanie w tej reakcji aż piętnastu izotopów promieniotwórczych. Należy zauważyć, że jest to tylko część produktów powstałych w tej reakcji, ponieważ w pracy tej nie zidentyfikowano produktów stabilnych oraz produktów promieniotwórczych z czasem połowicznego zaniku  $T_{1/2} < 2$  minut. Nie łatwym więc zadaniem eksperymentatora jest wydzielenie i zidentyfikowanie takich produktów reakcji, które powstają przez określony mechanizm oddziaływania na tle bardzo dużej liczby niepożądanych izotopów, które w danym eksperymencie muszą być dyskryminowane.

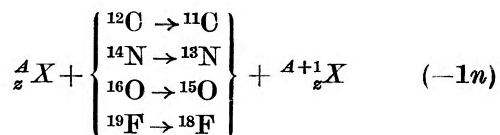
W fizyce ciężkich jonów stosowane są zasadniczo trzy główne metody pozwalające w sposób pewny na wydzielenie oraz identyfikację żądanych produktów reakcji.

## 2. 1. Metoda pomiaru aktywności $\alpha$ , $\beta$ , i $\gamma$

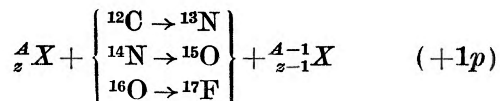
Metoda oparta na wydzieleniu w odpowiedni sposób (chemicznie lub fizycznie) pożądaných produktów reakcji oraz dalszej ich identyfikacji na zasadzie pomiaru czasu połowicznego zaniku  $T_{1/2}$ , rodzaju emitowanych cząstek oraz energii rozpadu, jest jedną z podstawowych metod stosowanych w najwcześniejszych pracach z ciężkimi jonami.

W eksperymentach nad reakcjami przejścia najczęściej zidentyfikowane są takie jądra jak:  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{17}\text{F}$  i  $^{18}\text{F}$ . Wiąże się to bezpośrednio z faktem, że w większości przypadków fizycy dysponują przyspieszonymi wiązkami jonów węgla, azotu, tlenu, fluoru i neonu. Oprócz tego jądra te są emiterami  $\beta +$  z wygodnymi dla rejestracji półokresami rozpadu:  $^{11}\text{C} - T_{1/2} = 20$  minut,  $^{13}\text{N} - T_{1/2} = 10$  minut,  $^{15}\text{O} - T_{1/2} = 2$  minuty,  $^{17}\text{F} - T_{1/2} = 1$  minuta,  $^{18}\text{F} - T_{1/2} = 112$  minut. Powyższe jądra powstają z jąder pocisków w wyniku reakcji przejścia nukleonów, a ich energia kinetyczna zmienia się przy tym nieznacznie. Grupa tych pięciu jąder może zapewnić badanie wielu interesujących reakcji z ciężkimi jonami, a w szczególności reakcji przejścia neutronu i protonu jak np.:

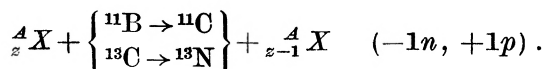
I. Reakcja przejścia neutronu



2. Reakcja przejścia protonu

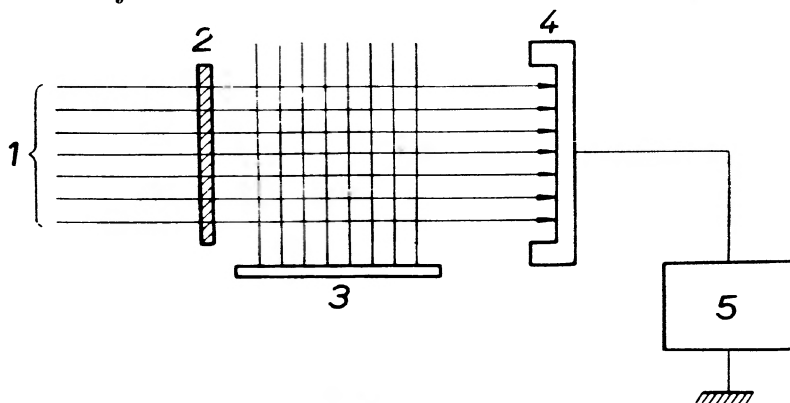


### 3. Reakcja wymiany protonu na neutron



Znak „+“ oznacza, że dany nukleon lub też grupa nukleonów przeszła z jądra tarczy do jądra pocisku, znak „-“ oznacza proces w odwrotnym kierunku.

Duży zasięg produktów reakcji przejścia pozwala na ich wydzielenie z tła produktów powstałych przez stadium jądra złożonego, za pomocą prostych metod fizycznych bez konieczności stosowania radiochemicznego rozdzielania produktów reakcji.



Rys. 2. Schematyczne przedstawienie typowej aparatury pomiarowej stosowanej w badaniach reakcji z ciężkimi jonami

1. Wiązka jonów; 2. badana tarcza; 3. stopka z cienkich folii; 4. wiaderko Faradaya; 5. integrator prądu

Dla jasności obrazu przedstawiona będzie typowa aparatura pomiarowa oparta na wykorzystaniu dużych zasięgów produktów reakcji przejścia. Niech wiązka jonów  ${}^{14}\text{N}$  pada na cienką tarczę, a powstające w reakcji radioaktywne jądra-produkty zbierane będą w stopce z cienkich folii aluminiowych lub złotych (zobacz rys. 2). Materiał folii należy tak dobrać, ażeby nie zachodziły wtórne reakcje w samych foliach zbierających produkty reakcji. Po okresie bombardowania tarczy porównywalnym lub większym od  $T_{1/2}$  pożądanego izotopu (np.  ${}^{13}\text{N} - T_{1/2} = 10$  minut), folie są zbierane i jest mierzona aktywność poszczególnych folii za pomocą liczników na promienie  $\beta$  lub  $\gamma$  w przypadku anihilacji  $\beta+$ .

Rejestracja anihilacyjnych kwantów gamma wygodna jest z tego względu, że pozwala mierzyć aktywność zebraną na dużej powierzchni i pracować z „grubymi“ źródłami, co przy pomiarach aktywności  $\beta$  stanowi poważną trudność.

Znając wydajność stosowanych liczników można wyliczyć liczbę jąder  ${}^{13}\text{N}$  określonej energii schwytaną przez daną folię. Zmieniając energię jonów padających można w ten sposób wyznaczyć funkcję wzbudzenia badanej reakcji. Dla pomiarów rozkładów kątowych produktów reakcji przejścia ustawia się

pod różnymi kątami stopki folii absorbujących w stosunku do kierunku wiązki padającej, co pozwala na wyznaczenie różniczkowego przekroju czynnego oraz widma energetycznego produktów reakcji.

Zasadniczą korzyścią metody pomiaru aktywności  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  jest całkowita dyskryminacja tła stabilnych izotopów oraz nieczułość na zmiany natężenia samej wiązki jonów w czasie naświetlania tarczy, ponieważ sam pomiar odbywa się po naświetleniu tarczy. Należy podkreślić, że metoda taka jest bardzo wygodna dla pomiarów rozkładów kątowych produktów reakcji przejścia, pozwala bowiem w jednym eksperymencie objąć cały kąt bryłowy, a tym samym wymaga mniej czasu pracy akceleratora [14].

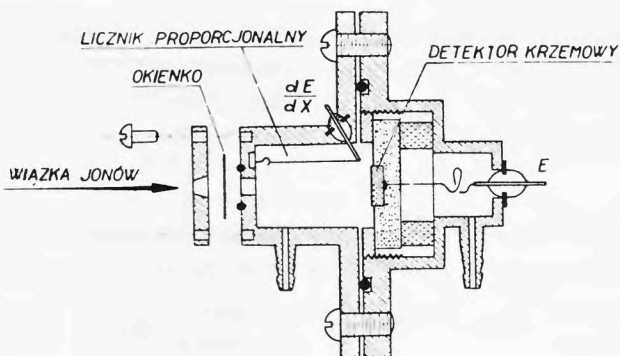
Wadą tej metody jest to, że nie może ona być stosowana dla identyfikacji radioaktywnych produktów o bardzo bliskich półokresach rozpadu oraz fakt, że konieczność równoczesnego pomiaru aktywności zbieranych na wielu foliach wymaga dużej ilości zestawów pomiarowych posiadających jednakowe charakterystyki zliczeniowe.

## 2. 2. Metoda pomiaru $dE/dx$ i $\bar{E}$

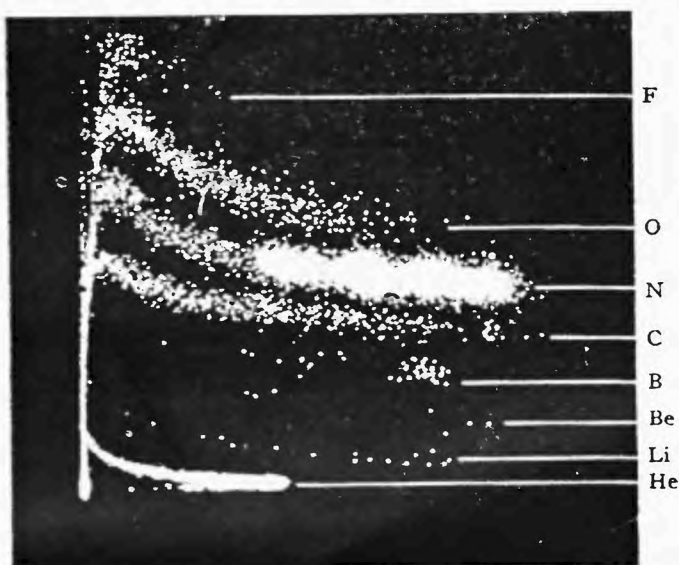
Obdarzone dostateczną energią produkty reakcji z ciężkimi jonami mogą być również identyfikowane z pomocą metody opartej na pomiarze jonizacji właściwej  $dE/dx$  i całkowitej energii  $E$  cząstki. Metoda ta jest często stosowana dla rejestracji protonów, deuteronów i cząstek alfa, gdzie rozdzielenie poszczególnych cząstek nie następuje dużych trudności [15, 16]. Szerokie zastosowanie tej metody do identyfikacji izotopów w obszarze od węgla do neonu utrudnione jest głównie słabą zdolnością rozdzielczą detektorów strat energii. Zazwyczaj jako detektora strat energii używa się licznika proporcjonalnego lub komory jonizacyjnej, która pozwala na uzyskanie lepszej zdolności rozdzielczej. Detektorem energii mogą być scyntylatory CsJ Tl lub detektory krzemowe [17, 18, 19].

Zasada działania tej metody jest następująca. Cząstka powstająca w reakcji posiadając znaczną energię kinetyczną przechodzi najpierw przez licznik proporcjonalny napelniony gazem, który mierzy energię traconą przez cząstkę. Strata energii  $dE/dx$  w gazie licznika proporcjonalna jest do wyrażenia  $MZ^2/E$ , gdzie  $M$ ,  $Z$  i  $E$  oznaczają odpowiednio masę, ładunek i energię cząstki. Po przejściu przez obszar licznika cząstka pada na kryształ CsJ (Tl), który daje impuls proporcjonalny do energii  $E$  cząstki. Impuls z detektora strat energii oraz impuls energii, odpowiednio wzmocnione i uformowane przez układ elektroniczny, podawane są na oscylograf. Jeżeli przez taki teleskop licznikowy przejdą różne cząstki, to będą one powodowały świecenie ekranu w różnych punktach, które ułożą się w przybliżeniu w różne hiperbole, dzięki proporcjonalności  $(dE/dx)E \sim MZ^2$ . Uzyskane w ten sposób wyniki mogą być bezpośrednio fotografowane lub przekazywane do wielokanałowego analizatora amplitudy.

Na rys. 3 i rys. 4 przedstawiony jest teleskop licznikowy, zastosowany w metodzie opartej na zależności  $dE/dx$  i  $E$ , oraz typowy obraz widma cząstek



Rys. 3. Teleskop licznikowy stosowany w metodzie  $dE/dX$  i  $E$



Rys. 4. Obraz widma cząstek uzyskanych metodą  $dE/dX$  i  $E$  podczas bombardowania cienkiej tarczy  $^{10}\text{B}$  jonami  $^{14}\text{N}$  o energii 28 MeV, z pomocą teleskopu licznikowego przedstawionego na rys. 3

uzyskanego tą metodą podczas bombardowania cienkiej tarczy  $^{10}\text{B}$  jonami  $^{14}\text{N}$  [18]. Bardzo silna linia przedstawia elastycznie rozproszone cząstki  $^{14}\text{N}$ . W doświadczeniu tym teleskop licznikowy ustawiony był pod kątem  $30^\circ$  w stosunku do kierunku padającej wiązki jonów.

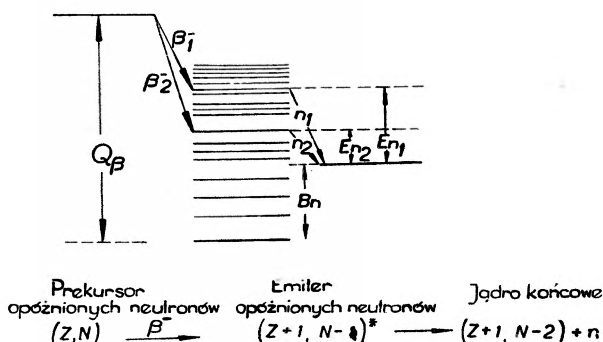
Zasadniczą korzyścią stosowania metody opartej na zależności  $dE/dx$  i  $E$  do badań reakcji z ciężkimi jonami jest to, że układ taki może identyfikować i rejestrować zarówno produkty radioaktywne, jak i stabilne. Dalszą zaletą jest łatwość stosowania tego układu dla zdejmowania rozkładów kątowych i widm energetycznych powstających produktów reakcji.

Wadą metody opartej na zależności  $dE/dx$  i  $E$  jest bardzo duża czułość na zmiany natężenia wiązki jonów akceleratora (układ pracuje w czasie naświetlania

tarczy), jak również niepożądana obecność silnego tła cząstek elastycznie rozpraszonych od jąder tarczy. Metodę tę można z powodzeniem stosować w takich przypadkach, gdzie należy się spodziewać dużych przekrojów czynnych na badane reakcje, a głównie do badania stabilnych produktów reakcji.

### 2. 3. Metoda pomiaru aktywności neutronów opóźnionych

Odmianą metodą od metod opisanych powyżej jest metoda opracowana przez G. N. Flerowa, L. Pomorskiego, J. Tysa i W. W. Wołkowa [20—22]. Zasada tej metody polega na identyfikacji jąder będących prekursorami opóźnionych neutronów. Przyspieszone w akceleratorach ciężkie jony to najczęściej



Rys. 5. Schematyczne przedstawienie procesu emisji opóźnionych neutronów

lekkie jądra od litu do neonu, które w wyniku reakcji przejścia nukleonów mogą dawać jądra  ${}^9\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{C}$ ,  ${}^{17}\text{N}$ , będące znanymi prekursorami opóźnionych neutronów [23—25].

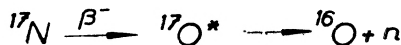
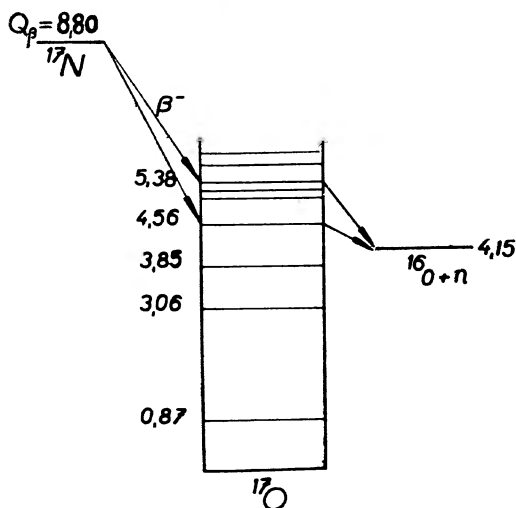
Na rys. 5 przedstawiony jest schematycznie proces emisji opóźnionych neutronów. Jądro  $(Z, N)$  będące prekursorem opóźnionych neutronów w wyniku rozpadu  $\beta$  z energią rozpadu  $Q_\beta$ , z określonym czasem  $T_{1/2}$  przechodzi w jądro  $(Z+1, N-1)$ . Zazwyczaj w takich przypadkach rozpad  $\beta$  prowadzi do stanu wzbudzonego jądra  $(Z+1, N-1)^*$ . Jeżeli energia wzbudzenia jest większa od energii wiązania neutronu w tym jądrze, wówczas może nastąpić natychmiastowa emisja neutronu, w wyniku której jądro  $(Z+1, N-1)^*$ , będące emiterym opóźnionych neutronów, przechodzi w jądro końcowe  $(Z+1, N-2) + n$ . Sama więc emisja neutronów jest natychmiastowa, lecz czas połowicznego zaniku aktywności neutronowej równy jest czasowi połowicznego zaniku rozpadu  $\beta$  jądra prekursora.

Z punktu widzenia badania reakcji przejścia na szczególną uwagę zasługuje jądro  ${}^{17}\text{N}$ . Jądro to rozpada się z wygodnym dla pomiaru czasem  $T_{1/2} = 4,15$  sek. Schemat rozpadu jądra  ${}^{17}\text{N}$  pokazany jest na rys. 6. W wyniku emisji  $\beta$  z energią 3,7 MeV jądro  ${}^{17}\text{N}$  przechodzi do wzbudzonego stanu jądra  ${}^{17}\text{O}$ . Ponieważ



energia wzbudzenia jest większa od energii wiązania neutronu, następuje praktycznie natychmiastowy rozpad na  $^{16}\text{O}$  i neutron. Proces konkurencyjny z emisją  $\gamma$  prowadzący do stanu podstawowego  $^{17}\text{O}$  jest w tym wypadku znikomo mały. Rozpad  $\beta$  do stanu podstawowego  $^{17}\text{O}$  jest podwójnie wzbroniony i stanowi nie więcej niż 0,005 wszystkich przejść [25].

Wykorzystując te charakterystyczne własności jądra  $^{17}\text{N}$ , badano reakcje, przejścia  $(+2n)$ ,  $(+3n)$ ,  $(-3p)$  itp. W tabelicy I podane są reakcje przejścia, które można badać wykorzystując opóźnioną neutronową aktywność jąder  $^9\text{Li}$



Rys. 6. Schemat rozpadu jądra  $^{17}\text{N}$

( $T_{1/2} = 0,15$  sek).  $^{16}\text{C}$  ( $T_{1/2} = 0,75$  sek) i  $^{17}\text{N}$  ( $T_{1/2} = 4,15$  sek) stosując wiązki ciężkich jonów od litu do neonu.

Unikalny charakter aktywności opóźnionych neutronów w obszarze nie dzielących się jąder pozwala na całkowitą dyskryminację niepożądanych produktów powstających w czasie naświetlania tarczy wiązką ciężkich jonów, co jest szczególnie ważne przy badaniu reakcji charakteryzujących się bardzo małym przekrojem czynnym. Z pomocą tej metody można badać reakcje zachodzące z przekrojem czynnym rzędu  $10^{-30}$   $\text{cm}^2$ .

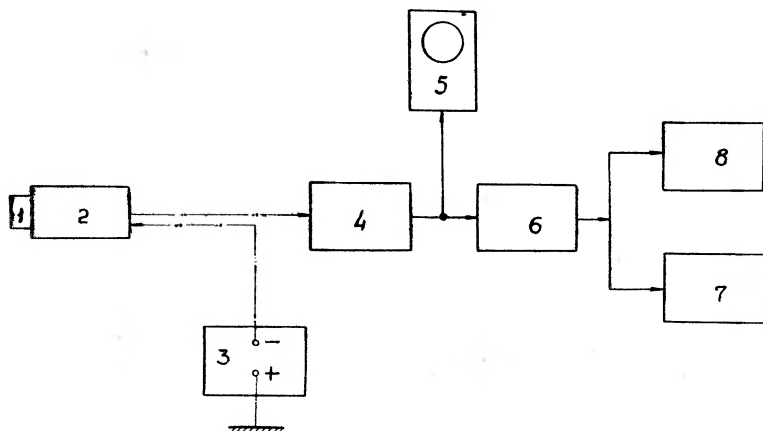
Możliwość stosowania tej metody dla obszaru  $T_{1/2} < 0,1$  sek może pozwolić na wykrycie nowych emiterów opóźnionych neutronów, jeżeli takie będą powstawać w badanych reakcjach. (Np.  $^8\text{He}$ , który powinien być również prekursorem neutronów opóźnionych [26]). Metoda ta może być także stosowana do badania procesów dzielenia ciężkich pierwiastków przez identyfikację jąder bromu i jodu, których izotopy są również prekursorami opóźnionych neutronów.

Tablica I

Reakcje przejścia, które można badać z pomocą rejestracji neutronów opóźnionych jąder  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{C}$  i  ${}^{17}\text{N}$

Produkt reakc. Wiązka	${}^6\text{Li}$	${}^{10}\text{C}$	${}^{17}\text{N}$
${}^6\text{Li}$	(+ 3n)	(+ 3n 7p)	(+ 4p 7n)
${}^7\text{Li}$	(+ 2n)	(+ 3p 6n)	(+ 4p 6n)
${}^{10}\text{B}$	(- 2p + 1n)	(+ 1p 5n)	(+ 2p 5n)
${}^{11}\text{B}$	(- 2p)	(+ 1p 4n)	(+ 2p 4n)
${}^{12}\text{C}$	(- 3p)	(+ 4n)	(+ 1p 4n)
${}^{13}\text{C}$	(- 3p 1n)	(+ 3n)	(+ 1p 3n)
${}^{14}\text{N}$	(- 4p 1n)	(- 1p 3n)	(+ 3n)
${}^{15}\text{N}$	(- 4p 2n)	(- 1p 2n)	(+ 2n)
${}^{16}\text{O}$	(- 5p 2n)	(- 2p, + 2n)	(- 1p + 2n)
${}^{17}\text{O}$	(- 5p 3n)	(- 2p, + 1n)	(- 1p + 1n)
${}^{18}\text{O}$	(- 5p 4n)	(- 2p)	(- 1p)
${}^{19}\text{F}$	(- 6p 4n)	(- 3p)	(- 2p)
${}^{20}\text{Ne}$	(- 7p 4n)	(- 4p)	(- 3p)
${}^{22}\text{Ne}$	(- 7p 6n)	(- 4p 2n)	(- 3p 2n)

Praktycznie ważnym zastosowaniem metody detekcji opóźnionych neutronów jest wykorzystanie jej w analizie aktywacyjnej dla określenia zawartości i składu izotopowego uranu i toru w różnych minerałach [27].



Rys. 7. Schemat blokowy aparatury pomiarowej metody detekcji opóźnionych neutronów. 1. Głowica tarczowa; 2. detektor neutronów; 3. zasilacz wysokiego napięcia; 4. wzmacniacz liniowy; 5. synchroskop; 6. dyskryminator amplitudy; 7. przelicznik; 8. analizator czasowy

Istotną zaletą tej metody w odróżnieniu od dwu poprzednich opisanych metod jest to, że pozwala ona pracować na wewnętrznej wiązce cyklotronu, co ma bardzo duże znaczenie, ponieważ natężenie wprowadzonej wiązki ciężkich jonów spada co najmniej o rząd wielkości. Dalszą zaletą jest jej prostota. Cała aparatura pomiarowa schematycznie przedstawiona jest na rys. 7. Składa

się ona w zasadzie z detektora neutronów, wzmacniacza liniowego, dyskryminatora, przelicznika oraz prostego analizatora czasowego.

Niedostatkami tej metody, jak i innych metod opartych na pomiarze radioaktywnych produktów, jest jej ograniczenie do określonej liczby badanych reakcji przejścia nukleonów.

Sama identyfikacja jąder leących do przodu w wielu przypadkach nie daje pełnej informacji o przebiegu badanego procesu jądrowego. Dla pełnego obrazu reakcji konieczne staje się badanie produktów powstających w bombardowanej tarczy. W tym celu dla wydzielenia interesujących nas produktów, najczęściej należy stosować metody radiochemicznego rozdzielania. Stosowanie takich metod jest szczególnie ważne w tych przypadkach, w których niemożliwa jest identyfikacja przy pomocy metod fizycznych, np. powstające produkty posiadają bardzo zbliżone do siebie czasy połowicznego zaniku. Rozdzielone za pomocą metod radiochemicznych produkty mogą być dalej identyfikowane przez pomiar ich półokresu rozpadu oraz rodzaj i energię emitowanych cząstek.

Oczywiste jest, że metody te można stosować tylko wtedy, jeśli czas połowicznego zaniku badanych produktów reakcji jest dostatecznie długi.

### 3. Reakcje przejścia jednego nukleonu

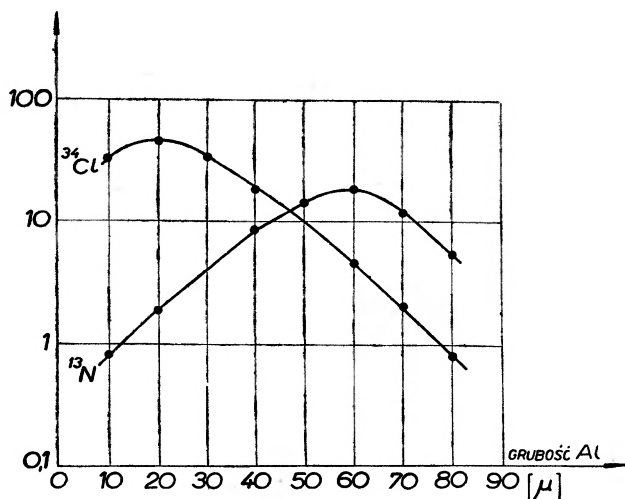
Mechanizm reakcji przejścia po raz pierwszy zasugerowany został przez grupę fizyków angielskich K. F. Chacketta, J. H. Fremlina i D. Walkera [28, 29], którzy naświetlając tarczę  $^{22}\text{Al}$  jonami  $^{14}\text{N}$ , wśród produktów reakcji stwierdzili obecność jąder  $^{13}\text{N}$  i  $^{22}\text{Al}$ . Identyfikacja tych jąder nasunęła autorom myśl, że mogły one powstać w wyniku przejścia jednego neutronu z jądra  $^{14}\text{N}$  do jądra  $^{27}\text{Al}$  zgodnie z reakcją:



Dla upewnienia się czy rzeczywiście proces taki ma miejsce, wykonano doświadczenie, w którym badano rozmieszczenie jąder  $^{13}\text{N}$  i  $^{34}\text{Cl}$  w stopce folii aluminiowych [28]. Wyniki tego eksperymentu pokazane są na rys. 8, z którego wynika, że jądra  $^{34}\text{Cl}$  powstałe przez stadium jądra złożonego grupują się w przednich warstwach folii, podczas gdy jądra  $^{13}\text{N}$  powstałe w rezultacie reakcji przejścia, posiadając energię bliską energii jonów wiązki padającej, grupują się w dalszych warstwach folii. Jest to prosty i niewątpliwy dowód na to, że powstałe jądra  $^{13}\text{N}$  są wynikiem przejścia neutronu z jądra  $^{14}\text{N}$  do jądra tarczy.

Reakcja przejścia jednego nukleonu, a w szczególności neutronu ( $-1n$ ), była jak dotychczas najbardziej badaną reakcją. Badanie tej reakcji uwarunkowane było głównie faktem, że jądro  $^{13}\text{N}$  powstające z jądra pocisku  $^{14}\text{N}$  posiada wygodny dla detekcji czas połowicznego zaniku  $T_{1/2} = 10$  min.

Dotychczas nagromadzony materiał odnośnie do tej reakcji zawiera głównie funkcje wzbudzenia dla różnych tarcz, a w szczególności z obszaru jąder lek-



Rys. 8. Rozmieszczenie jąder  $^{34}\text{Cl}$  i  $^{13}\text{N}$  w zależności od głębokości w zatrzymujących foliach Al. Na osi rzędnych odłożona jest względna wydajność  $Y$  powstających jąder  $^{34}\text{Cl}$  i  $^{13}\text{N}$ , na osi odciętych grubość warstwy Al w  $\mu$

kich [30—35], oraz rozkłady kątowe mierzone dla tak niskiej [35—40] jak i wysokiej energii jonów padających [34, 41—44].

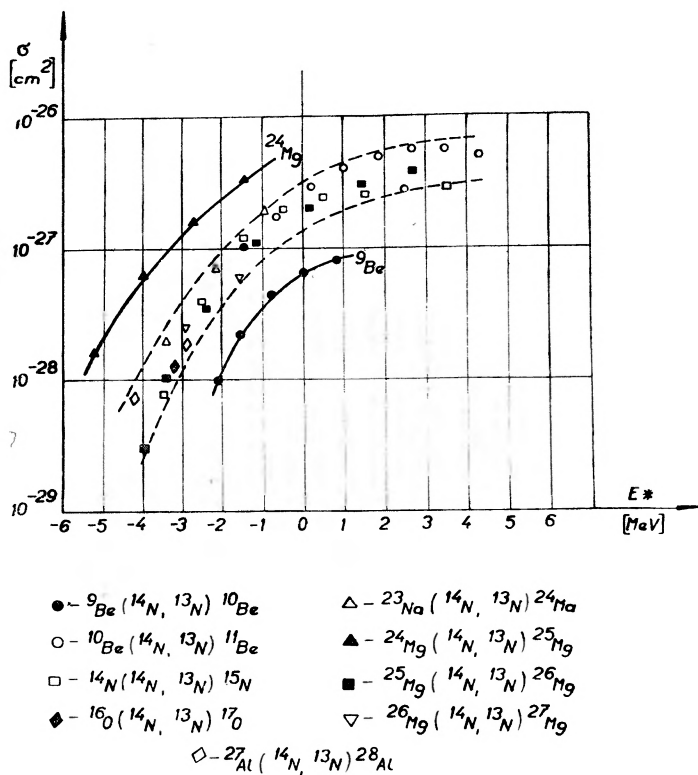
Reakcje przejścia  $1n$  i  $1p$  posiadają już kilka dobrze ustalonych własności, takich jak zależność przekroju czynnego od energii jonów padających, zależność od ciepła reakcji  $Q$  oraz od  $Z$  jądra tarczy.

W dalszej części tegoż rozdziału omówione będą funkcje wzbudzenia dotychczas badanych reakcji przejścia pojedynczych nukleonów oraz rozkłady kątowe produktów tego typu reakcji.

### 3. 1. Funkcje wzbudzenia

Głównymi parametrami, od których zależy przebieg funkcji wzbudzenia są: wysokość bariery kulombowskiej  $E_{CB}$ , energia cząstki padającej  $E$ , ciepło reakcji  $Q$  oraz struktura zderzających się ze sobą jąder. W celu porównania przebiegu funkcji wzbudzenia dla różnych badanych jąder wygodnie jest przedstawić je w zależności od pewnego parametru energii  $E^* = E_{CM} - E_{CB} + Q$ .  $E_{CM}$  jest energią cząstki padającej w układzie środka mas. Przedstawienie funkcji wzbudzenia w takiej zależności było po raz pierwszy zaproponowane w pracy [32]. Parametr  $E^*$  określa energię jaką posiadają obydwa kolidujące ze sobą jądra w bezpośredni moment po zajściu reakcji. Oczywiście jest że zakłada się przy tym klasyczny obraz zjawiska z pominięciem mechanizmu reakcji oraz kwantowo-mechanicznego charakteru samego procesu przejścia nukleonu. Przedstawienie funkcji wzbudzenia w zależności od parametru  $E^*$  nosi często nazwę krzywych uniwersalnych.

Na rys. 9 pokazana jest zależność przekroju czynnego od parametru  $E^*$  dla dotychczas uzyskanych funkcji wzbudzenia reakcji przejścia pojedynczego neutronu, badanych w obszarze niskich energii. Zależność ta w sposób jasny przedstawia ogólną tendencję przebiegu funkcji wzbudzenia dla reakcji jednokleonowych przejść. W tabelicy II podane są wartości  $E_{CM}$ ,  $E_{CB}$  oraz  $Q$  dla rozpatrywanych reakcji. Z rys. 9 widać, że krzywe dla różnych jąder grupują



Rys. 9. Funkcje wzbudzenia reakcji przejścia jednego neutronu w zależności od parametru energii  $E^* = E_{CM} - E_{CB} + Q$ . Punkty doświadczalne zasadniczo grupują się w jednym obszarze zawartym pomiędzy przerywanymi krzywymi

się zasadniczo w jeden obszar niezależnie od wysokości bariery kulombowskiej oraz wartości  $Q$ . (Zobacz tablica II). Fakt ten mówi o silnej zależności rozpatrywanych funkcji wzbudzenia od  $Q$  reakcji, oraz od wysokości bariery kulombowskiej. Wyjątek stanowią funkcje wzbudzenia dla  ${}^{24}\text{Mg}$  i dla  ${}^9\text{Be}$ . Zrozumienie tego faktu oraz jego wyjaśnienie nie jest jeszcze w chwili obecnej dostatecznie jasne, być może wiąże się to ze strukturą tych dwu jąder.

Silna zależność od  $Q$  na reakcję przejścia jednego neutronu ( $-1n$ ) została w sposób pewny potwierdzona w pracy [32], gdzie badano przejście neutronu z jądra pocisku  ${}^{14}\text{N}$  do jądra tarczy na rozdzielonych izotopach magnezu  ${}^{24}\text{Mg}$ ,

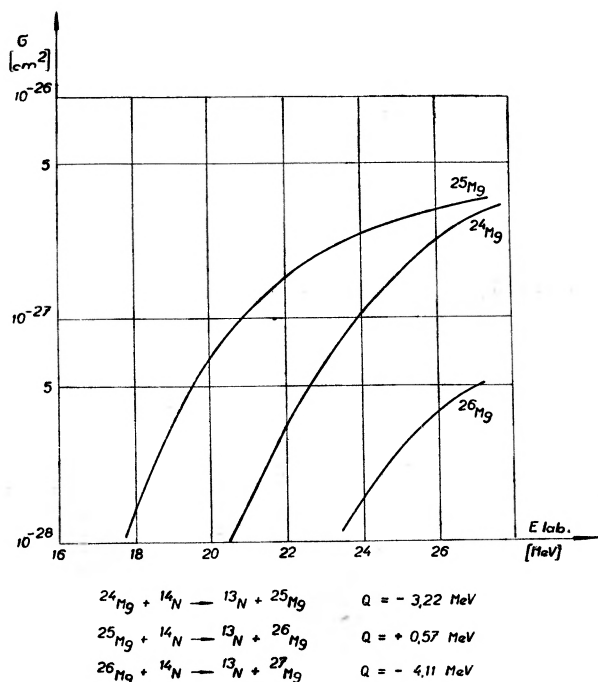
Tablica II

Podane są wartości  $E_{CM}$ , wysokości bariery kulombowskiej  $E_{CB}$  oraz  $Q$ , dla reakcji przejścia neutronu, których funkcje wzbudzenia przedstawione są na rys. 9

Tarcza	$E_{CM}$ (MeV)	$E_{CB}$ (MeV)	$Q$ (MeV)
$^9\text{Be}$	10,57	5,99	-3,73
$^{10}\text{B}$	10,83	7,36	+0,91
$^{14}\text{N}$	13,00	9,76	+0,29
$^{16}\text{O}$	14,13	10,91	-6,41
$^{23}\text{Na}$	16,78	14,07	-3,59
$^{24}\text{Mg}$	17,05	15,23	-3,22
$^{25}\text{Mg}$	17,31	15,12	+0,57
$^{26}\text{Mg}$	17,55	15,01	-4,11
$^{27}\text{Al}$	16,13	16,15	-2,83

$^{25}\text{Mg}$  i  $^{26}\text{Mg}$ . Na rys. 10 przedstawione są funkcje wzbudzenia dla tych reakcji, z których wynika, że wartości przekrojów czynnych dla powyższych izotopów znacznie się między sobą różnią i są one tym większe im bardziej korzystna jest wartość  $Q$ , jakkolwiek wysokość bariery kulombowskiej jest praktycznie taka sama.

W chwili obecnej mało jest prac poświęconych badaniu reakcji przejścia protonu. W otrzymanych dotychczas rezultatach nie obserwuje się wyraźnego



Rys. 10. Funkcja wzbudzenia reakcji przejścia neutronu na rozdzielanych izotopach magnezu, obrazujące silną zależność od  $Q$  reakcji

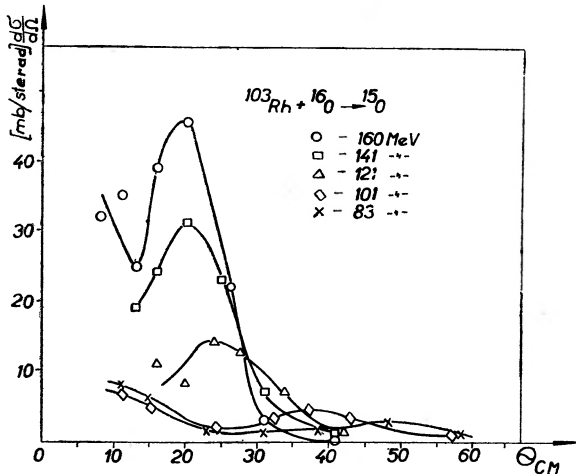
wpływu ładunku przechodzącego protonu na zależność energetyczną funkcji wzbudzenia. Charakter tych funkcji jest analogiczny jak dla przejścia neutronu.

Interesujący jest fakt przejścia pojedynczych nukleonów już dla energii poniżej bariery kulombowskiej (zobacz rys. 9) oraz sam kształt funkcji wzbudzenia posiadający charakterystyczne nasycenie dla energii większych od energii bariery kulombowskiej.

Wyjaśnienie podbarierowego przejścia nukleonu zostało zaproponowane przez G. Breita i M. E. Ebela [45—47]. Zgodnie z tą propozycją podbarierowe przejście nukleonu oparte jest na efekcie tunelowym, sam zaś mechanizm może być objaśniony w następujący sposób. Jądro-pocisk zbliżając się do jądra tarczy ulega wirtualnemu wzbudzeniu przez pole kulombowskie jądra tarczy, a następnie z dostatecznie wzbudzonego stanu emituje neutron do jądra tarczy, Proces taki zachodzić może również w kierunku odwrotnym. Teoria ta nie tłumaczy jednakże charakterystycznego nasycenia funkcji wzbudzenia. Wyjaśnienie to podane będzie w dalszej części, przy omawianiu rozkładów kątowych.

### 3. 2. Rozkłady kątowe

Rezultaty badań rozkładów kątowych produktów reakcji przejścia dają bezpośrednie informacje o mechanizmie tego typu reakcji, mogą również dostarczyć informacji o wielkości obszaru otaczającego jądro, w którym zachodzi



Rys. 11. Krzywe rozkładów kątowych jąder  $^{15}\text{O}$  powstających w reakcji przejścia neutronu podczas bombardowania cienkiej tarczy z  $^{103}\text{Rh}$  jonami  $^{16}\text{O}$  o różnych energiach

dana reakcja z największym prawdopodobieństwem [34, 41]. Z tego też względu badanie rozkładów kątowych staje się warunkiem koniecznym w zagadnieniach dotyczących reakcji przejścia nukleonów.

Na rys. 11 przedstawione są krzywe rozkładów kątowych produktów reakcji przejścia jednego neutronu otrzymane podczas bombardowania cienkiej tarczy  $^{103}\text{Rh}$  jonami  $^{16}\text{O}$  o energii od 5 do 10 MeV/nukleon [43]. Reakcje przejścia

nukleonu możemy rozpatrywać w przybliżeniu jak rozpraszanie rutherfordowskie, zmienione jednak przejściem nukleonu z jednego jądra do drugiego. Z takiego punktu widzenia pojawienie się maksimum wskazuje na fakt, że przy dużych parametrach zderzenia dla małych kątów rozpraszania nukleony nie przechodzą z jądra do jądra, a przy zderzeniach bliskich zderzeniom centralnym z procesem reakcji przejścia zaczyna silnie konkurować proces przez stadium jądra złożonego. Istnieje więc pewien optymalny obszar wokół jądra; w którym reakcja przejścia nukleonu zachodzi z największym prawdopodobieństwem. Obszar ten może być dość dokładnie oszacowany na podstawie znajomości wyników doświadczalnych rozkładów kątowych.

Dla większych energii jonów padających jądra-pociski podchodzą coraz bliżej jądra tarczy, zaczynają skuteczniej działać siły jądrowe i pojawia się konkurencyjny proces absorpcji jąder-pocisków. Fakt ten wyjaśnia również charakterystyczne nasycenie funkcji wzbudzenia. Część jąder-pocisków, dla których suma siły kulombowskiej i odśrodkowej jest większa od sił jądrowych, wydostaje się z obszaru absorpcji. Trajektorie tych jąder nie będą więc trajektoriami rutherfordowskimi, lecz będą silnie zmienione przyciągającym działaniem sił jądrowych. W wyniku tego działania produkty reakcji będą leciały do przodu w obszar kątów bliski zera stopni. Na rys. 11 widoczny jest taki charakterystyczny pik do przodu. Przesunięcie pików w kierunku większych kątów ze zmniejszaniem się energii jąder pocisków (rys. 11), związane jest z istnieniem optymalnego obszaru reakcji przejścia. Jądra-pociski o mniejszej energii wchodzące w ten obszar będą odchyłone polem kulombowskim pod większymi kątami.

Spadek wielkości maksimum można wyjaśnić tym, że na skutek odpychającego działania sił kulombowskich przy niższej energii jonów, mniejsza liczba jąder-pocisków wchodzi w obszar, w którym prawdopodobieństwo przejścia nukleonów jest największe. Również dla małych energii i małych parametrów zderzenia absorpcja jąder-pocisków będzie większa niż dla jonów o dużej energii.

Położenie maksimum rozkładu kąтового może być prosto wyjaśnione, jeżeli przetransformować różniczkowy przekrój czynny  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  do wyrażenia

różniczkowego przekroju czynnego  $\frac{d\sigma}{dR_{\min}}$  zależnego od parametru  $R_{\min}$ , gdzie  $R_{\min}$  jest klasyczną odległością pomiędzy zderzającymi się jądrami przy największym ich zbliżeniu [41]. Odległość  $R_{\min}$  może być wyliczona przy założeniu, że jądra przed i po reakcji poruszają się po trajektoriach Rutherforda.

$$R_{\min} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{CM}} \left( 1 + \operatorname{cosec} \frac{\theta}{2} \right), \quad (2)$$

gdzie  $Z_1, Z_2$  są odpowiednio liczbami atomowymi jądra tarczy i jądra pocisku,  $\theta$  jest kątem rozpraszania w układzie środka mas. Różniczkując wyrażenie (2)



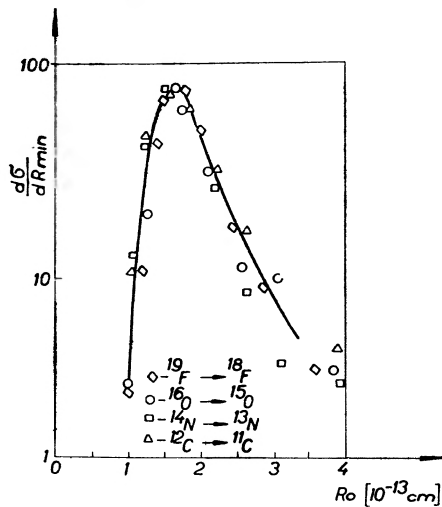
oraz przeprowadzając proste przekształcenia otrzymujemy szukane wyrażenie

$$\text{na } \frac{d\sigma}{dR_{\min}}$$

$$\frac{d\sigma}{dR_{\min}} = -\frac{8\pi}{a} \sin^3 \frac{\theta}{2} \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad (3)$$

$$\text{gdzie } a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{CM}}.$$

Mając wyrażenie  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  przetransformowane do wyrażenia  $\frac{d\sigma}{dR_{\min}}$  można wykreślić badane rozkłady kątowe w zależności od parametru  $R_0$  (danego



Rys. 12. Zależność  $\frac{d\sigma}{dR_{\min}}$  od parametru separacji  $R_0$  dla różnych jonów bombardujących o energii 10 MeV/nukleon. Zależność ta wyliczona została z rozkładów kątowych produktów reakcji przejścia ( $-1n$ )

wzorem 4), co pozwala na bezpośrednie wyznaczenie obszaru, w którym przejście nukleonu zachodzi z największym prawdopodobieństwem. Jeżeli wyliczymy wartość  $R_{\min}$  z wzoru 2 oraz założymy

$$R_{\min} = R_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}), \quad (4)$$

gdzie  $R_0$  jest parametrem separacji kolidujących jąder, to reakcje z różnymi jonami przy tej samej energii w MeV/nukleon dadzą taką samą zależność  $\frac{d\sigma}{dR_{\min}}$  od  $R_0$ . Na rys. 12 przedstawiona jest taka zależność dla energii jonów padających równej 10 MeV/nukleon. Wartości  $\frac{d\sigma}{dR_{\min}}$  dla różnych jonów zostały

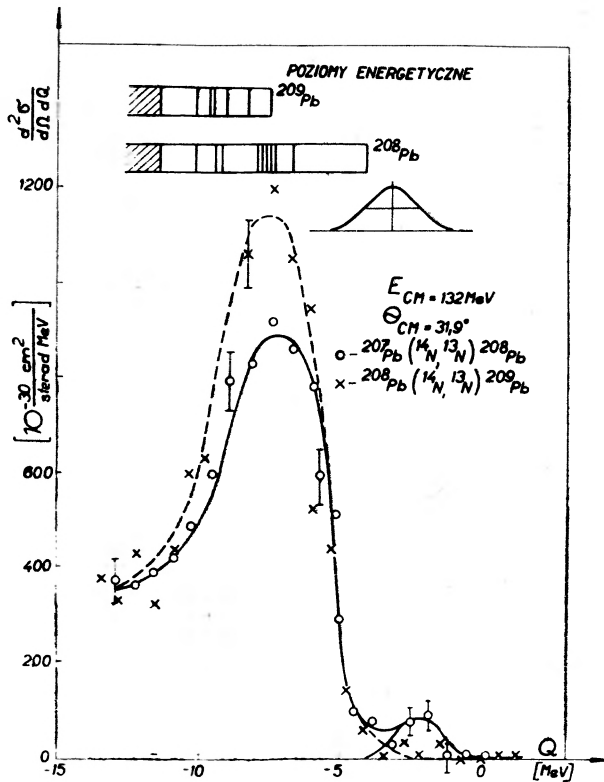
znormalizowane do wartości w pikie. Z rys. 12 widać, że obszar oddziaływania, w którym przejście nukleonu zachodzi z największym prawdopodobieństwem otrzymujemy dla parametru  $R_0 = 1,65 f$ . Przyjmując wartość  $R_0$  równą na połowie wysokości pikie otrzymujemy, że przejście nukleonu zachodzi z maksymalnym prawdopodobieństwem, jeśli  $1,2f < R_0 < 2f$ , to jest w obszarze otaczającym jądro o grubości  $0,8f$ .

### 3. 3. Widma energetyczne produktów reakcji

Należy zauważyć, że jądro  $^{13}\text{N}$  identyfikowane jako końcowy produkt reakcji posiada specjalną własność polegającą na tym, że wszystkie jego wzbudzone stany są niestabilne odnośnie do emisji protonu. Tak więc zawsze, jeżeli powstaje jądro  $^{13}\text{N}$ , to na pewno powstaje ono w stanie podstawowym. Własność ta jest z powodzeniem stosowana w badaniach wzbudzonych stanów jąder tarczy. Mierząc widmo energetyczne jąder  $^{13}\text{N}$ , np. na podstawie ich zasięgów, można ocenić, do jakiej wartości wzbudziły się końcowe jądra tarczy. W pracy [41], w której badano reakcje przejścia neutronu podczas bombardowania cienkiej tarczy  $^{197}\text{Au}$  jonami  $^{14}\text{N}$  z energią  $123 \text{ MeV}$ , znaleziono w ten sposób, że wzbudzenie powstałych w wyniku reakcji przejścia jąder  $^{198}\text{Au}$  wynosi około  $14 \text{ MeV}$  z maksimum dla  $5 \text{ MeV}$ .

Interesującym przykładem zastosowania reakcji przejścia do badania struktury jąder atomowych jest praca [48], w której badano przejście neutronu z jądra  $^{14}\text{N}$  do jądra  $^{207}\text{Pb}$  i  $^{208}\text{Pb}$  (bombardowano oddzielnie rozdzielone izotopy Pb). Energia jonów  $^{14}\text{N}$  wynosiła  $140 \text{ MeV}$ . Mierząc zasięgi powstających jąder  $^{13}\text{N}$ , wyznaczono poziomy energetyczne jąder końcowych  $^{208}\text{Pb}$  i  $^{209}\text{Pb}$ , odpowiadające najbardziej prawdopodobnym przejściom neutronu z jądra  $^{14}\text{N}$ . Ciekawy i zaskakujący okazał się przy tym fakt znacznej liczby przejść do stanu podstawowego jądra końcowego  $^{209}\text{Pb}$ , z drugiej zaś strony obserwowano znikomą liczbę przejść neutronu do stanu podstawowego jądra końcowego  $^{208}\text{Pb}$ . (zobacz rys. 13).

Możliwym do przyjęcia wyjaśnieniem tych rezultatów jest wyjaśnienie zaproponowane przez G. Breita, który zauważył, że neutron przechodząc z jądra  $^{14}\text{N}$ , posiadającego tak dużą energię, niesie z sobą znaczny kręt wynoszący około  $5\hbar$ . Spin stanu podstawowego jądra  $^{207}\text{Pb}$  wynosi  $1/2$  zaś jądra  $^{208}\text{Pb}$  wynosi  $0$ , podczas gdy spiny podstawowe jąder  $^{208}\text{Pb}$  i  $^{209}\text{Pb}$  wynoszą odpowiednio  $0$  i  $9/2\hbar$ . Jest zatem mało prawdopodobne, ażeby jądro  $^{207}\text{Pb}$  mogło pochłonąć neutron ze spinem  $5\hbar$  przechodząc do stanu podstawowego jądra  $^{208}\text{Pb}$  ze spinem  $0$ . Z drugiej zaś strony jądro  $^{208}\text{Pb}$  pochłaniając neutron ze spinem  $5\hbar$  daje normalny stan podstawowy jądra  $^{209}\text{Pb}$  ze spinem  $9/2\hbar$ . Zgodnie z powyższą argumentacją nieobecność przejść neutronu do stanu podstawowego jądra  $^{208}\text{Pb}$  może być zrozumiana. Należy zauważyć, że poczynając od trzeciego poziomu jądra  $^{208}\text{Pb}$ , spiny są odpowiednio równe:  $5$ ,  $4$ ,  $5$  i  $6$ , a więc przejście do tych stanów winno być ułatwione, co rzeczywiście ma miejsce, jak widać na rys. 13.



Rys. 13. Widma energetyczne dla reakcji  $^{207}\text{Pb} (^{14}\text{N}, ^{13}\text{N}) ^{208}\text{Pb}$  i  $^{208}\text{Pb} (^{14}\text{N}, ^{13}\text{N}) ^{208}\text{Pb}$ , przy  $\theta_{CM} = 31,9^\circ$  dla energii 132 MeV w układzie środka mas. Poziomy energetyczne jąder końcowych zaznaczone są na odpowiednich wartościach  $Q$

Przedstawione powyżej fakty świadczą dobitnie o szerokich możliwościach zastosowania badań reakcji przejścia nukleonów do bezpośredniego poznawania struktury jąder atomowych.

Omówienie obecnego stanu teorii reakcji przejścia nukleonów zawarte będzie w części B tegoż artykułu, która ukaze się w następnym zeszycie.

#### Literatura

- [1] L. W. Alvarez, Phys. Rev., **58**, 192 (1940).
- [2] G. Breit, M. H. Hull, R. L. Gluckstern, Phys. Rev., **87**, 74 (1952).
- [3] J. C. Oganessian J. W. Łobanow, B. N. Markow, G. N. Flerow, Ż. E. F. T., **44**, 1171, 1963.
- [4] V. J. Goldansky, Nucl. Phys., **27**, 648 (1961).
- [5] W. A. Karnauchow, G. M. Ter-Akopian, Ł. A. Pietrow, B. G. Subotin, Preprint ZIBJ P — 1388, Dubna 1963 r.
- [6] G. N. Flerow, „Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy”, **14**, 141 (1958).
- [7] C. E. Anderson „Proc. of Sec. Conf. on Reactions Between Complex Nuclei” John Wiley and Sons, New York 1960, p. 67.

- [8] R. L. Gluckstern, G. Breit „*Proc. of Sec. Conf. on Reactions Between Complex Nuclei*“ John Wiley and Sons, New York 1960, p. 77.
- [9] D. G. Ravenhal, *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 430 (1958).
- [10] A. E. Glasgold, *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 419 (1958).
- [11] J. A. McIntyre, K. H. Wang, L. C. Becker, *Phys. Rev.*, **117**, 1337 (1960).
- [12] J. Alster, H. E. Conzett, „*Proc. of the Second Conference on Reactions Between Complex Nuclei*“, New York 1960, p. 173.
- [13] K. F. Chackett, J. H. Fremlin, D. Walker, *Phil. Mag.*, **45**, 176 (1954).
- [14] J. A. McIntyre, F. C. Jobses, T. L. Watts, „*Proc. of the Symposium on Nuclear Instruments at Harwell*“ 1961 p. 202.
- [15] C. D. Goodman, J. L. Need, *Phys. Rev.*, **110**, 676 (1958).
- [16] A. Zucker, *Nucl. Phys.*, **6**, 420 (1958).
- [17] C. E. Anderson, A. R. Quinton, W. J. Knox, R. Lang, *Nucl. Instr. and Meth.*, **7**, 1, (1960).
- [18] E. Newman, *Phys. Rev.*, **125**, 600 (1962).
- [19] C. E. Anderson, D. A. Bromley, M. W. Sacks, *Proc. Of the Symp. on Nuclear Instr. of Harwell*, 1961 p. 67.
- [20] G. N. Flerow, L. Pomorski, J. Tys, W. W. Wołkow, *Ž. E. T. F.*, **41**, 1365 (1961).
- [21] G. N. Flerow, L. Pomorski, J. Tys, W. W. Wołkow, *Proc. of the Symp. On Nuclear Instr. at Harwell* 1961 str. 242.
- [22] V. V. Volkov, L. Pomorski, J. Tys, G. N. Flerov, „*Proc. of the Conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*“. Padua 1962 str. 994.
- [23] W. R. Gardner, N. Knable, B. J. Ployer, *Phys. Rev.*, **83**, 2054 (1951).
- [24] S. Hinds, R. Middleton, A. E. Litherland, D. J. Pullen. *Phys. Rev. Letters*, **6**, 113 (1961).
- [25] L. W. Alvarez, *Phys. Rev.*, **75**, 1127 (1941).
- [26] J. B. Zeldowicz, *Ž. E. T. F.*, **38**, 1123 (1960).
- [27] S. Amiel, Max Peisach, *Israel Atomic Energy Commission I A* — 784.
- [28] K. F. Chackett, J. H. Fremlin, D. Walker, *Phil. Mag.*, **45**, 743 (1954).
- [29] G. A. Chackett, K. F. Chackett, J. H. Fremlin, *Phil. Mag.*, **46**, 1 (1955).
- [30] H. L. Reynolds, D. W. Scott, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **102**, 237, (1956).
- [31] W. H. Webb, H. L. Reynolds, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **102**, 749, (1956).
- [32] M. L. Halbert, T. H. Handley, J. J. Pinaijon, W. H. Webb, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **106**, 251, (1957).
- [33] D. E. Fisher, A. Zucker, A. Grob, *Phys. Rev.*, **113**, 542 (1959).
- [34] W. W. Wołkow, A. S. Pasiuk, G. N. Flerow, *Ž. E. T. F.*, **33**, 595, (1957).
- [35] H. L. Reynolds, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **101**, 165 (1956).
- [36] M. L. Halbert, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **108**, 336 (1957).
- [37] E. Norbeck, J. M. Blair, L. Pinsoneault, R. J. Gierbracht, *Phys. Rev.*, **116**, 1560, (1958).
- [38] K. S. Toth, *Phys. Rev.*, **121**, 1190 (1961).
- [39] K. S. Toth, *Phys. Rev.*, **123**, 582 (1961).
- [40] E. Newman, *Phys. Rev.*, **125**, 600 (1962).
- [41] J. A. McIntyre, T. L. Watts, P. C. Jobses, *Phys. Rev.*, **119**, 1331 (1960).
- [42] E. L. Hubbard, G. Merkel, „*Proc. of the second Confer. on Reactions Between Complex Nuclei*“ New York 1960, p. 25.
- [43] R. Kaufmann, R. Wolfgang, *Phys. Rev.*, **121**, 206 (1961).
- [44] J. L. Perkin, R. F. Coleman i D. N. Herbert, *Proc. Phys. Soc.*, **79**, 1033 (1962).
- [45] G. Breit, *Handbuch der Physik*, Springer Verlag, Berlin 1959, vol. 3, część I.
- [46] G. Breit, M. E. Ebel, *Phys. Rev.*, **103**, 679 (1956).
- [47] G. Breit, M. E. Ebel, *Phys. Rev.*, **104**, 1030, (1956).
- [48] T. L. Watts, J. A. McIntyre, „*Proc. of the Rutherford Inb. Internat. Conf. at Manchester Sept. 1961.*“

- [8] R. L. Gluckstern, G. Breit „*Proc. of Sec. Conf. on Reactions Between Complex Nuclei*“ John Wiley and Sons, New York 1960, p. 77.
- [9] D. G. Ravenhal, *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 430 (1958).
- [10] A. E. Glasgold, *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 419 (1958).
- [11] J. A. McIntyre, K. H. Wang, L. C. Becker, *Phys. Rev.*, **117**, 1337 (1960).
- [12] J. Alster, H. E. Conzett, „*Proc. of the Second Conference on Reactions Between Complex Nuclei*, New York 1960, p. 173.
- [13] K. F. Chackett, J. H. Fremlin, D. Walker, *Phil. Mag.*, **45**, 176 (1954).
- [14] J. A. McIntyre, F. C. Jobs, T. L. Watts, „*Proc. of the Symposium on Nuclear Instruments at Harwell*“ 1961 p. 202.
- [15] C. D. Goodman, J. L. Need, *Phys. Rev.*, **110**, 676 (1958).
- [16] A. Zucker, *Nucl. Phys.*, **6**, 420 (1958).
- [17] C. E. Anderson, A. R. Quinton, W. J. Knox, R. Lang, *Nucl. Instr. and Meth.*, **7**, 1, (1960).
- [18] E. Newman, *Phys. Rev.*, **125**, 600 (1962).
- [19] C. E. Anderson, D. A. Bromley, M. W. Sacks, *Proc. Of the Symp. on Nuclear Instr. of Harwell*, 1961 p. 67.
- [20] G. N. Flerow, L. Pomorski, J. Tys, W. W. Wołkow, *Ż. E. T. F.*, **41**, 1365 (1961).
- [21] G. N. Flerow, L. Pomorski, J. Tys, W. W. Wołkow, *Proc. of the Symp. On Nuclear Instr. at Harwell* 1961 str. 242.
- [22] V. V. Volkov, L. Pomorski, J. Tys, G. N. Flerov, „*Proc. of the Conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*“. Padua 1962 str. 994.
- [23] W. R. Gardner, N. Knable, B. J. Ployer, *Phys. Rev.*, **83**, 2054 (1951).
- [24] S. Hinds, R. Middleton, A. E. Litherland, D. J. Pullen. *Phys. Rev. Letters*, **6**, 113 (1961).
- [25] L. W. Alvarez, *Phys. Rev.*, **75**, 1127 (1941).
- [26] J. B. Zeldowicz, *Ż. E. T. F.*, **38**, 1123 (1960).
- [27] S. Amiel, Max Peisach, *Israel Atomic Energy Comission I A* — 784.
- [28] K. F. Chackett, J. H. Fremlin, D. Walker, *Phil. Mag.*, **45**, 743 (1954).
- [29] G. A. Chackett, K. F. Chackett, J. H. Fremlin, *Phil. Mag.*, **46**, 1 (1955).
- [30] H. L. Reynolds, D. W. Scott, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **102**, 237, (1956).
- [31] W. H. Webb, H. L. Reynolds, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **102**, 749, (1956).
- [32] M. L. Halbert, T. H. Handley, J. J. Pinaijon, W. H. Webb, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **106**, 251, (1957).
- [33] D. E. Fisher, A. Zucker, A. Grob, *Phys. Rev.*, **113**, 542 (1959).
- [34] W. W. Wołkow, A. S. Pasiuk, G. N. Flerow, *Ż. E. T. F.*, **33**, 595, (1957).
- [35] H. L. Reynolds, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **101**, 165 (1956).
- [36] M. L. Halbert, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **108**, 336 (1957).
- [37] E. Norbeck, J. M. Blair, L. Pinsoneault, R. J. Gierbracht, *Phys. Rev.*, **116**, 1560, (1958).
- [38] K. S. Toth, *Phys. Rev.*, **121**, 1190 (1961).
- [39] K. S. Toth, *Phys. Rev.*, **123**, 582 (1961).
- [40] E. Newman, *Phys. Rev.*, **125**, 600 (1962).
- [41] J. A. McIntyre, T. L. Watts, P. C. Jobs, *Phys. Rev.*, **119**, 1331 (1960).
- [42] E. L. Hubbard, G. Merkel, „*Proc. of the second Confer. on Reactions Between Complex Nuclei*“ New York 1960, p. 25.
- [43] R. Kaufmann, R. Wolfgang, *Phys. Rev.*, **121**, 206 (1961).
- [44] J. L. Perkin, R. F. Coleman i D. N. Herbert, *Proc. Phys. Soc.*, **79**, 1033 (1962).
- [45] G. Breit, *Handbuch der Physik*, Springer Verlag, Berlin 1959, vol. 3, część I.
- [46] G. Breit, M. E. Ebel, *Phys. Rev.*, **103**, 679 (1956).
- [47] G. Breit, M. E. Ebel, *Phys. Rev.*, **104**, 1030, (1956).
- [48] T. L. Watts, J. A. McIntyre, „*Proc. of the Rutherford Int. Internat. Conf. at Manchester Sept.* 1961.

- [8] R. L. Gluckstern, G. Breit „*Proc. of Sec. Conf. on Reactions Between Complex Nuclei*“ John Wiley and Sons, New York 1960, p. 77.
- [9] D. G. Ravenhal, *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 430 (1958).
- [10] A. E. Glasgold, *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 419 (1958).
- [11] J. A. McIntyre, K. H. Wang, L. C. Becker, *Phys. Rev.*, **117**, 1337 (1960).
- [12] J. Alster, H. E. Conzett, „*Proc. of the Second Conference on Reactions Between Complex Nuclei*“, New York 1960, p. 173.
- [13] K. F. Chackett, J. H. Fremlin, D. Walker, *Phil. Mag.*, **45**, 176 (1954).
- [14] J. A. McIntyre, F. C. Jobs, T. L. Watts, „*Proc. of the Symposium on Nuclear Instruments at Harwell*“ 1961 p. 202.
- [15] C. D. Goodman, J. L. Need, *Phys. Rev.*, **110**, 676 (1958).
- [16] A. Zucker, *Nucl. Phys.*, **6**, 420 (1958).
- [17] C. E. Anderson, A. R. Quinton, W. J. Knox, R. Lang, *Nucl. Instr. and Meth.*, **7**, 1, (1960).
- [18] E. Newman, *Phys. Rev.*, **125**, 600 (1962).
- [19] C. E. Anderson, D. A. Bromley, M. W. Sacks, *Proc. Of the Symp. on Nuclear Instr. of Harwell*, 1961 p. 67.
- [20] G. N. Flerow, L. Pomorski, J. Tys, W. W. Wołkow, *Ž. E. T. F.*, **41**, 1365 (1961).
- [21] G. N. Flerow, L. Pomorski, J. Tys, W. W. Wołkow, *Proc. of the Symp. On Nuclear Instr. at Harwell* 1961 str. 242.
- [22] V. V. Volkov, L. Pomorski, J. Tys, G. N. Flerov, „*Proc. of the Conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mecanisms*“. Padua 1962 str. 994.
- [23] W. R. Gardner, N. Knable, B. J. Ployer, *Phys. Rev.*, **83**, 2054 (1951).
- [24] S. Hinds, R. Middleton, A. E. Litherland, D. J. Pullen. *Phys. Rev. Letters*, **6**, 113 (1961).
- [25] L. W. Alvarez, *Phys. Rev.*, **75**, 1127 (1941).
- [26] J. B. Zeldowicz, *Ž. E. T. F.*, **38**, 1123 (1960).
- [27] S. Amiel, Max Peisach, *Izrael Atomic Energy Comission I A* — 784.
- [28] K. F. Chackett, J. H. Fremlin, D. Walker, *Phil. Mag.*, **45**, 743 (1954).
- [29] G. A. Chackett, K. F. Chackett, J. H. Fremlin, *Phil. Mag.*, **46**, 1 (1955).
- [30] H. L. Reynolds, D. W. Scott, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **102**, 237, (1956).
- [31] W. H. Webb, H. L. Reynolds, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **102**, 749, (1956).
- [32] M. L. Halbert, T. H. Handley, J. J. Pinaijon, W. H. Webb, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **106**, 251, (1957).
- [33] D. E. Fisher, A. Zucker, A. Grob, *Phys. Rev.*, **113**, 542 (1959).
- [34] W. W. Wołkow, A. S. Pasiuk, G. N. Flerow, *Ž. E. T. F.*, **33**, 595, (1957).
- [35] H. L. Reynolds, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **101**, 165 (1956).
- [36] M. L. Halbert, A. Zucker, *Phys. Rev.*, **108**, 336 (1957).
- [37] E. Norbeck, J. M. Blair, L. Pinsoneault, R. J. Gierbracht, *Phys. Rev.*, **116**, 1560, (1958).
- [38] K. S. Toth, *Phys. Rev.*, **121**, 1190 (1961).
- [39] K. S. Toth, *Phys. Rev.*, **123**, 582 (1961).
- [40] E. Newman, *Phys. Rev.*, **125**, 600 (1962).
- [41] J. A. McIntyre, T. L. Watts, P. C. Jobs, *Phys. Rev.*, **119**, 1331 (1960).
- [42] E. L. Hubbard, G. Merkel, „*Proc. of the second Confer. on Reactions Between Complex Nuclei*“ New York 1960, p. 25.
- [43] R. Kaufmann, R. Wolfgang, *Phys. Rev.*, **121**, 206 (1961).
- [44] J. L. Perkin, R. F. Coleman i D. N. Herbert, *Proc. Phys. Soc.*, **79**, 1033 (1962).
- [45] G. Breit, *Handbuch der Physik*, Springer Verlag, Berlin 1959, vol. 3, część I.
- [46] G. Breit, M. E. Ebel, *Phys. Rev.*, **103**, 679 (1956).
- [47] G. Breit, M. E. Ebel, *Phys. Rev.*, **104**, 1030, (1956).
- [48] T. L. Watts, J. A. McIntyre, „*Proc. of the Rutherford Inb. Internat. Conf. at Manchester Sept. 1961*“.

## XII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii

W dniach od 5 do 15 sierpnia br. odbyła się w Dubnej (ZSRR) Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii. Jest to dwunasta z kolei konferencja tego typu organizowana przez Międzynarodową Unię Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP). Początkowo konferencje odbywały się corocznie w Uniwersytecie Rochester w Stanach Zjednoczonych. Od roku 1958 postanowiono, że miejscem obrad będą naprzemian najaktywniejsze ośrodki badań w dziedzinie fizyki wysokich energii. Obecna konferencja jest drugą zorganizowaną na terenie Związku Radzieckiego.

W konferencji wzięło udział ponad 400 fizyków z 30 krajów. Największe, przeszło 100-osobowe delegacje przybyły z ZSRR i USA. Skład delegacji polskiej był następujący: prof. M. Dąnysz i doc. R. Sosnowski z Z. VI IBJ — Warszawa; prof. J. Pniewski z Uniwersytetu Warszawskiego; Prof. M. Mięsowicz, prof. J. Gierula i dr J. Bartke z Z. VI IBJ — Kraków; prof. J. Werle i prof. W. Królikowski z Z. VII IBJ — Warszawa.

Na konferencję zgłoszono ponad 500 prac, z czego mniej niż połowę zdołano przedstawić na obradach sekcji w czasie pierwszych trzech dni konferencji.

Dorobek fizyki wysokich energii w okresie ostatnich dwóch lat przedstawiono następnie w referatach zbiorczych, rozdzielając materiał na następujące tematy:

1. Oddziaływanie pionów i nukleonów do energii 1 GeV (eksperyment i teoria).
2. Oddziaływanie pionów i nukleonów powyżej energii 1 GeV (eksperyment i teoria).
3. Rezonanse mezonów  $\pi$ .
4. Rezonanse cząstek dziwnych.
5. Fizyka cząstek dziwnych.
6. Oddziaływania elektromagnetyczne (eksperyment i teoria).
7. Słabe oddziaływania (eksperyment i teoria).
8. Fizyka neutrino.
9. Ogólne zasady lokalnej teorii pola.
10. Zastosowanie metody biegunów Regge w teorii pola.
11. Symetria silnych oddziaływań.

Do najważniejszych osiągnięć fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych w ostatnim okresie należy zaliczyć:

- a) wskazanie na możliwość niezachowania kombinowanej parzystości (CP) w słabych oddziaływaniach;
- b) stwierdzenie, że rozproszenie proton-proton nie nosi czysto dyfrakcyjnego charakteru: w amplitudzie rozproszenia występuje niewielka część rzeczywista;
- c) intensywne prace doświadczalne i teoretyczne nad poszukiwaniem nowych rezonansów cząstek elementarnych i poznaniem własności uprzednio odkrytych.

Po obradach poświęconych problemom fizyki odbyła się dwudniowa konferencja na temat techniki eksperymentalnej fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych. Część obrad konferencji poświęcono omawianiu zgłoszonych prac na posiedzeniach sekcji, a następnie podsumowano w czterech referatach zbiorczych osiągnięcia w dziedzinie techniki eksperymentalnej.

Największy postęp techniki eksperymentalnej zaznaczył się:

- a) w coraz szerszym zastosowaniu elektronowych maszyn cyfrowych do opracowywania wyników doświadczalnych, a także do bieżącej kontroli przebiegu eksperymentu (system *on-line*);
- b) w technologii budowy dużych komór pęcherzykowych oraz zastosowaniu silnych pól magnetycznych do komór pęcherzykowych;
- c) w szybkim rozwoju innych detektorów śladowych, głównie typu komór iskrowych i ich coraz szerszym stosowaniu w złożonych układach pomiarowych.

*Jerzy Bartke*  
*Ryszard Sosnowski*



### Nagrody Państwowe

Komitet Nagród Państwowych ogłosił w dniu 20 lipca 1964 komunikat o przyznaniu Nagród Państwowych. Wśród fizyków nagrody otrzymali:

Nagrodę indywidualną I stopnia — Aleksander Jabłoński, profesor zwyczajny Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, członek Polskiej Akademii Nauk za „wybitne osiągnięcia w badaniach luminescencji, a w szczególności za stworzenie modelu luminescencji“;

Nagrodę zespołową I stopnia — Marian Mięśowicz, profesor zwyczajny Akademii Górniczo-Hutniczej, członek Polskiej Akademii Nauk i Jerzy Gierula, profesor nadzwyczajny Akademii Górniczo-Hutniczej za „osiągnięcia badawcze z zakresu oddziaływań cząstek najwyższej energii, a w szczególności za wykrycie dwumaksymowych i asymetrycznych rozkładów kątowych“.

### Nowy profesor

Rada Państwa na posiedzeniu w dniu 12 lipca 1964 powołała na stanowisko profesora nadzwyczajnego w Uniwersytecie Warszawskim docenta Andrzeja Trautmana, wybitnie uzdolnionego fizyka teoretyka.

### Nagroda Lenina

Nagrodę Lenina za rok 1964 w dziedzinie fizyki otrzymał zespół pracowników Instytutu Fizyki P. N. Lebediewa w składzie: B. M. Wuł, O. N. Krochin, J. M. Popow, D. N. Nasledow, S. M. Rywkin, A. A. Pogaczew i B. W. Czarenkow za badania uwieńczone skonstruowaniem lasera półprzewodnikowego.

### Medal Plancka

George E. Uhlenbeck i Samuel A. Goudsmit otrzymali Medal Maxa Plancka, jedno z najwyższych międzynarodowych odznaczeń naukowych, przyznane im w sto szóstą rocznicę urodzin Plancka przez Związek Niemieckich Towarzystw Fizycznych.

Uhlenbeck i Goudsmit odkryli w roku 1925 spin elektronu, co miało zupełnie zasadnicze znaczenie w tworzeniu nowocześniejszej teorii atomu. Obaj ci fizycy kształcili się w Holandii, a w roku 1927 przenieśli się do Stanów Zjednoczonych i rozpoczęli pracę w University of Michigan. W roku 1961 prof. Uhlenbeck został powołany do Rockefeller Institute, a prof. Goudsmit pracuje od roku 1948 w Brookhaven National Laboratory i ponadto jest od roku 1957 „wizytującym profesorem“ w Rockefeller Institute. W czasie II wojny światowej obaj brali udział w badaniach związanych z ulepszeniem radaru, prowadzonych w MIT. Prof. Goudsmit był też szefem naukowym misji wywiadowczej, która wkroczyła do Niemiec wraz z siłami alianckimi. W zimie 1944 r. prof. Goudsmit złożył raport stwierdzający, że Niemcy nie mają jeszcze osiągnięć w kierunku kontrolowanego wyzwolenia energii jądrowej.

Prof. Goudsmit jest redaktorem czasopisma *Physical Review Letters*.

### Odznaczenia fizyków radzieckich

Decyzją Prezydium Rady Najwyższej ZSRR dwaj fizycy radzieccy A. I. Alichanow i I. B. Obrejmow otrzymali Ordery Czerwonego Sztandaru Pracy.

A. I. Alichanow jest członkiem rzeczywistym Akademii Nauk ZSRR i dyrektorem Instytutu Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej, znanego ośrodka badań fizyki jądrowej i cząstek elementarnych. Alichanow jest fizykiem o wybitnym talencie

eksperymentalnym, który może szczególnie błyskotliwie przejawiał się w jego badaniach konwersji wewnętrznej promieniowania  $\gamma$  i rozpadu  $\beta$ .

I. B. Obrejnow zajmując się optyką fizyczną i fizyką ciała stałego. Jego bardzo istotnym wkładem do nauki były badania spektroskopowe związków w fazie skondensowanej, które pozwoliły na uzyskanie cennych informacji o budowie cząsteczek i siłach międzycząsteczkowych.

#### Dyrektor Instytutu Badań Kosmofizycznych AN ZSRR

Prezydium Akademii Nauk ZSRR mianowało dra J. G. Szafira dyrektorem Instytutu Badań Kosmofizycznych filii jakuckiej oddziału syberyjskiego Akademii Nauk ZSRR.

#### Setna rocznica urodzin Nernsta

W bieżącym roku przypada setna rocznica urodzin Nernsta, wybitnego niemieckiego fizyka i fizyko-chemika.

Hermann Walther Nernst urodził się 25 czerwca 1864 r. w Wąbrzeźnie na Pomorzu. Studiował u Ettinghausena w Grazu. Doktoryzował się w roku 1886 u Friedricha Kohlrauscha w Würtzburgu. W roku 1890 został pierwszym profesorem chemii fizycznej w Getyndze. W roku 1905 przeniósł się do Berlina.

Podobno Nernst rozpoczął kiedyś swoje wykłady z termodynamiki od takiego stwierdzenia: „Pierwsza zasada termodynamiki spoczywa na barkach wielu, druga zasada na barkach nielicznych, a trzecia zasada tylko na barkach jednego człowieka — moich“. Nie wiemy ile jest prawdy w tej anegdocie, wiemy natomiast, że sformułowanie trzeciej zasady termodynamiki, opublikowane w roku 1905, oraz zastosowanie jej do wyznaczenia ciepła właściwego i współczynników rozszerzalności cieplnej w niskich temperaturach przyniosło Nernstowi w roku 1920 Nagrodę Nobla z chemii.

Nernst uważany jest za twórcę nowoczesnej chemii fizycznej. Swoją działalność naukową rozpoczął jednak jako fizyk i jego podejście do problemów chemicznych było zawsze ściśle fizyczne. Był wybitnie uzdol-

nionym i pomysłowym eksperymentatorem. Zbudował na przykład, kosztem około 2000 marek, skraplarkę wodorową dla potrzeb swego laboratorium. Dobrze wszystkim fizykom znanym wynalazkiem Nernsta jest wydajne źródło promieniowania podczerwonego, tak zwany palnik Nernsta, które wynalazca opatentował, a potem sprzedał patent za milion marek!

Lord Chermwell i F. Simon tak pisali we wspomnieniu pośmiertnym o Nernście: „Nie było dziedziny wiedzy czy życia codziennego, którą nie interesowałby się...“, a Einstein tak się o nim wyraził: „Był oryginalną osobowością; nie spotkałem nigdy nikogo, kto byłby w jakiś istotny sposób do niego podobny... Miał rzeczywiście zadziwiający instynkt naukowy połączony z równo z głęboką znajomością olbrzymiej ilości materiału faktycznego, którym swobodnie operował, jak i z rzadkim mistrzostwem metod eksperymentalnych i trików, w których celował“.

Dużo podróżował, zwiedził większość krajów Europy i obu Ameryk, bardzo lubił polowanie, był chyba pierwszym fizykiem w Europie, który prowadził samochód (dorobił przy tym do niego urządzenie do wstrzykiwania  $N_2O$  przy jeździe na wzniesieniach). Przyjaźnił się z Einsteinem, Sommerfeldem i Planckiem. W okresie rządów hitlerowskich popadł w „niełaszkę“. W roku 1933 przeszedł na emeryturę i gospodarował w swoim majątku ziemskim na Śląsku. Zmarł 18 listopada 1941.

W setną rocznicę urodzin Nernsta odbyła się ku jego czci w Politechnice Berlińskiej uroczysta akademia, nad którą patronat objęły Niemieckie Towarzystwo Fizyczne i Niemieckie Towarzystwo Chemiczne. Przemawiali uczniowie Nernsta — prof. W. Stein i prof. J. Eggert (Zurych). Uroczystość zakończyła się nadaniem prof. Eggertowi doktoratu *honoris causa* Politechniki Berlińskiej za jego wybitny wkład w rozwój nauki i techniki w dziedzinie procesów fotochemicznych i fotograficznych.

#### Konferencja na temat fizyki jądrowej

W dniach od 8 do 13 lipca 1964 r. odbyła się w Paryżu wielka międzynarodowa konferencja poświęcona fizyce jądrowej. Kon-

ferencja zorganizowana była pod patronatem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej dla uczczenia trzydziestolecia odkrycia sztucznej promieniotwórczości przez Irenę i Fryderyka Joliot-Curie.

Udział w konferencji wzięło kilkuset fizyków z wielu krajów. Najliczniej reprezentowane były Stany Zjednoczone i Związek Radziecki. Z Polski obecni byli prof. H. Niewodniczański, prof. Z. Wilhelmi, doc. A. Srzałkowski, doc. Z. Sujkowski, dr T. Niewodniczański i dr J. Jastrzębski.

Obrady odbywały się w sekcjach poświęconych poszczególnym działom fizyki jądrowej, jak spektroskopia jądrowa, reakcje jądrowe, fizyka rozszczepienia itp. Miejscem obrad był Pałac UNESCO.

Obszerniejsze sprawozdanie z tej konferencji ukaze się w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki*.

#### Kongres Fizyki Półprzewodników

W dniach od 19 do 24 lipca 1964 r. odbywał się w Paryżu VII Międzynarodowy Kongres poświęcony Fizyce Półprzewodników. Patronat nad Kongresem objęła UNESCO i Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej.

Kongres podzielony był na następujące sekcje robocze: zjawiska transportu, właściwości optyczne, właściwości magneto-optyczne, teoria pasmowa, zanieczyszczenia w półprzewodnikach, oddziaływanie foton-fonon, materiały półprzewodnikowe, ekscytory, foto-przewodnictwo.

W związku z Kongresem odbyły się również trzy kolokwia specjalistyczne:

*Zmiany popromienne w półprzewodnikach* (w dniach od 16 do 18 lipca w Royaumont),

*Efektory plazmowe w ciałach stałych* (w dniach 16 i 17 lipca w Ecole Normale Supérieure),

*Rekombinacja promienista w półprzewodnikach* (w dniach 27 i 28 lipca w Pałacu UNESCO).

Program towarzyski obejmował cocktail zapoznawczy w Pałacu Radia i Telewizji Francuskiej, wieczorne zwiedzanie Louvru oraz bankiet w Oranżerii Pałacu Wersalskiego.

W skład Komitetu Międzynarodowego, który ustalał program Kongresu wchodził:

P. Aigrain (przewodniczący), A. Bobenrieth, P. Braillard, E. Burnstein, G. Busch, W. Dekeyser, D. Dexter, C. Dufour, C. Dugas, A. Dumas, H. Ehrenreich, A. Gibson, A. Herpin, W. Kohn, B. Lax, H. Meyer, E. W. J. Mitchell, T. Muto, H. Nozières, M. Rodot, A. Rose, L. Sosnowski, B. Wuł, i H. Welker.

Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był M. Balkanski.

Udział w Kongresie i kolokwiach był bardzo liczny. Z Polski byli obecni: prof. L. Sosnowski, prof. B. Buras, prof. M. Sufczyński, doc. J. Kołodziejczak, doc. W. Wardzyński, dr S. Sikorski, mgr M. Grynberg i mgr W. Zawadzki.

Referaty wprowadzające w poszczególne zagadnienia wygłosili:

L. Sosnowski (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) — *Zjawiska transportu*,

B. Lax (MIT, Cambridge, Mass.) — *Ostatnie postępy w magneto-optyce*,

F. Herman (Lockheed Research Laboratories, Palo Alto, Calif.) — *Ostatnie postępy teorii pasm energetycznych*,

J. J. Hopfield (University of California, Berkeley, Calif.) — *Właściwości optyczne ekscytonów związanych*,

M. Balkanski (Laboratoire de Physique, Ecole Normale Supérieure, Paryż) — *Oddziaływanie foton-fonon*,

C. Hilsum (Solid State Physics Division, Royal Radar Establishment, Great Malvern, Anglia) — *Struktura pasmowa, ładunek efektywny i zjawiska transportu w związkach typu III—V*,

M. Cardona (RCA Laboratories, Princeton) — *Właściwości optyczne półprzewodników dla energii powyżej podstawowej krawędzi pochłaniania*,

S. M. Ryvkin (Fizyko-Techniczny Instytut A. F. Joffego, Leningrad) — *Efektory fotoelektryczne związane ze zmianą ładunku centrów domieszek*.

Wydaje się, że w obecnym okresie główna uwaga skupia się na zagadnieniach transportu — przeważająca liczba referowanych prac dotyczyła tych właśnie zagadnień. Warto również zwrócić uwagę, że wśród przedmiotów badań wzrastające zainteresowanie budzą zjawiska, w których odgrywają rolę ekscytory.

Pełne sprawozdanie z Kongresu i związanych z nim kolokwiów, łącznie z wypowiedziami z dyskusji nad referatami, ukaże się w najbliższym czasie.

### Konferencja na temat spektroskopii jądrowej

W lutym 1964 r. odbyła się w Tbilisi XIV Wszechzwiązkowa konferencja na temat spektroskopii jądrowej, w której poza fizykami radzieckimi wzięło udział również wielu specjalistów zagranicznych.

Mimo, że konferencja nosi nazwę spektroskopii jądrowej, obejmowała ona o wiele szerszy zakres zagadnień z dziedziny fizyki jądrowej niskich i średnich energii.

Spośród referatów na temat teorii jądra na szczególną uwagę zasługiwał referat A. B. Migdała o zastosowaniu metody funkcji Greena do podstawowych problemów teorii jądra i reakcji jądrowych.

Właściwości stanów kolektywnych jąder silnie zdeformowanych omówili B. G. Solowlew i A. S. Dawydow. Teorii reakcji jądrowych z lekkimi jądrami poświęcony był referat K. A. Ter-Martirosjana.

Duże zainteresowanie wzbudził referat W. A. Karnachowa o rozpadzie radioaktywnym z emisją protonów.

B. Elbeck (Dania) omówił pierwsze prace wykonane przy pomocy tandemowego akceleratora Van de Graaffa, który przyspiesza wiązkę deuteronów do energii 20 MeV.

Omawiano również sprawy związane z zastosowaniem detektorów półprzewodnikowych. Specjalne posiedzenie poświęcone było zastosowaniom spektroskopii jądrowej. Dyskutowano przede wszystkim zagadnienia analizy aktywacyjnej i techniki pomiarowej.

Materiały XIV Wszechzwiązkowej konferencji na temat spektroskopii jądrowej zostaną opublikowane w czasopiśmie *Izwiestia Akademii Nauk ZSRR*.

### XIII Olimpiada Fizyczna

W roku szkolnym 1963/4 rozgrywane były zawody XIII Olimpiady Fizycznej. Do zawodów na stopniu wstępnym stanęło 1253 uczniów ze szkół średnich ogólnokształcących i zawodowych. Do zawodów I stopnia zostało dopuszczonych 1106 uczniów, do za-

wodów II stopnia — 240, a do zawodów III stopnia już tylko 24.

Zawody III stopnia odbywały się jak zwykle w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego i składały się z zadań teoretycznych i doświadczalnych. Po rozpatrzeniu wyników Komitet Główny Olimpiady Fizycznej przyznał osiem tytułów Zwycięzców. Laureatami XIII Olimpiady Fizycznej są:

Andrzej Jamiołkowski, uczeń Liceum Ogólnokształcącego Stanisława Staszica w Ciechocinku (nauczyciel — p. Józef Brzeziński),

Wiesław Kuźmich, uczeń Liceum Ogólnokształcącego Stefana Batorego w Warszawie (nauczyciel — p. Witold Grzelak),

Joanna Kubar, uczennica Liceum Ogólnokształcącego Narczyży Żmichowskiej w Warszawie (nauczyciel — p. Jonezykowski),

Bohdan Maksalon, uczeń Liceum Ogólnokształcącego Jana Zamoyskiego w Warszawie (nauczyciel — p. Mosiniewicz).

Zbigniew Gorzyński, uczeń Liceum Ogólnokształcącego ks. Józefa Poniatowskiego w Warszawie (nauczyciel — p. Irena Respondek),

Tadeusz Opyrczał, uczeń Technikum Mechaniczno-Elektrycznego w Bielsku-Białej (nauczyciel — p. Adela Bartko),

Ryszard Szulim, uczeń Liceum Ogólnokształcącego Tadeusza Reytanaw Warszawie (nauczyciel — p. Antoni Urbański),

Janusz Grzędziński, uczeń Liceum Ogólnokształcącego Tadeusza Reytana w Warszawie (nauczyciel — p. Wojciech Gutkiewicz).

Dnia 8 czerwca 1964 r. odbyła się w Warszawie w sali Konferencyjnej Ministerstwa Oświaty uroczystość rozdania dyplomów i nagród laureatom XIII Olimpiady Fizycznej oraz nagród ich nauczycielom.

Nauczyciele otrzymali nagrody pieniężne w wysokości 1000 zł, a laureaci poza nagrodami pieniężnymi w wysokości 500 zł również szereg nagród rzeczowych jak książki, radioodbiorniki, aparaty fotograficzne, cyrkle, zegarki itp.

Laureatom Olimpiad Fizycznych przysługuje prawo wstępu bez egzaminu na sekcje fizyczne Uniwersytetów oraz na wszystkie Wydziały Politechnik.

Przewodniczącym Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej był prof. dr Szczepan Szczeniowski, Kierownikiem XIII Olimpiady — prof. Czesław Ścisłowski, a Sekretarzem — mgr Danuta Trynkowska.

#### Doktorat *h.c.* dla Born a

Znakomity fizyk niemiecki Max Born otrzymał doktorat *honoris causa* Uniwersytetu we Frankfurcie nad Menem.

#### L a n d a u członkiem Leopoldiny

Niemiecka Akademia Badaczy Przyrody Leopoldina w Halle wybrała wybitnego fizyka radzieckiego (Laureat Nobla z fizyki 1963 r.) L. D. Landaua swoim członkiem.

#### Polskie Towarzystwo Fizyczne

##### Oddział Toruński

W dniu 21 maja 1964 na Walnym Zgromadzeniu Oddziału Toruńskiego PTF został wybrany nowy Zarząd Oddziału w składzie: Przewodniczący — dr Mieczysław Frąckowiak, wiceprzewodniczący — dr Regina Drabent i dr Jan Fiutak, sekretarz — mgr Jacek Karwowski, skarbnik — mgr Józef Szudy, popularyzator — dr Wiesław Berdowski.

W okresie od 30 maja 1963 do 21 maja 1964 zostali przyjęci nowi członkowie: mgr Władysław Arsoba, mgr Jan Banaszekiewicz, mgr Władysław Idźkowski, mgr Kornel Kunysz, mgr Jerzy Dolewski, mgr Stanisław Orzeszko i Marek Pstrokoński. Dnia 28 stycznia 1964 zmarł członek Oddziału Toruńskiego PTF — mgr Jerzy Dolewski.

##### Ordery dla fizyków

Rada Państwa nadała szereg orderów fizykom polskim. Między innymi odznaczeni zostali:

Orderem Sztandaru Pracy I klasy:

Marian Danysz, profesor zwyczajny Uniwersytetu Warszawskiego, zastępca do spraw fizyki dyrektora Instytutu Badań Jądrowych.

Henryk Niewodniczański, profesor zwyczajny Uniwersytetu Jagiellońskiego, dyrektor Instytutu Fizyki Jądrowej PAN.

Jerzy Pniewski, profesor zwyczajny Uniwersytetu Warszawskiego;

Krzyżem Komandorskim Orderu Odrodzenia Polski:

Cezary Pawłowski, profesor zwyczajny Politechniki Warszawskiej.

#### MAEA

W dniu 19 września 1964 r. na posiedzeniu Rady Gubernatorów Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej wybrano nowe prezydium.

Przewodniczącą Rady Gubernatorów została pani B. M. Meacher (Kanada), a wiceprzewodniczącymi W. Billig (Polska) i H. M. Tohamy (ZRA).

#### Instytut Fizyki Półprzewodników na Syberii

Decyzją Prezydium Akademii Nauk ZSRR dotychczasowe Instytuty Radiofizyki i Elektroniki oraz Fizyki Ciała Stałego i Elektroniki Półprzewodnikowe oddziału syberyjskiego Akademii Nauk ZSRR zostały połączone w jeden Instytut Fizyki Półprzewodników.

Dyrektorem Instytutu został profesor A. W. Rżanow, członek korespondent Akademii Nauk ZSRR.

#### CERN

W dniach 18 i 19 czerwca 1964 r. odbyła się w Genewie XXVII sesja Europejskiej Rady Badań Jądrowych pod przewodnictwem J. H. Bannier (Holandia).

Rada wysłuchała sprawozdania CERN-u z działalności w pierwszej połowie 1964 r. przedstawionego przez dyrektora generalnego CERN-u prof. V. F. Weisskopfa. Główny nacisk w swoim sprawozdaniu położył prof. Weisskopf na badania pro-

wadzone przy pomocy synchrotronu przyspieszającego protony do energii 28 GeV, w szczególności na odkrycie rezonansu mezonowego, poszukiwania „quarków“ i zastosowania neutrino do badań słabych oddziaływań.

W drugiej części posiedzenia dyskutowano plan badań CERN-u na lata następne. Projektowane są trzy dalsze inwestycje: udoskonalenie obecnych urządzeń CERN-u, dodanie do istniejącego synchrotronu pierścieni o średnicy 300 m przechowujących cząstki (koszt około 300 milionów franków szwajcarskich), oraz budowę akceleratora przyspieszającego cząstki do energii 300 GeV. Nowe urządzenie miałoby średnicę 2,4 km i razem z odpowiednim laboratorium kosztowałoby około 1600 milionów franków szwajcarskich. Na temat lokalizacji tego akcelatora nie jeszcze nie postanowiono.

Terminy realizacji tych projektów zależne są od wysokości dotacji, jakie będą przyznane przez państwa członkowskie Europejskiej Rady Badań Jądrowych. W każdym razie należy się spodziewać, że budowa pierścieni przechowujących cząstki zostanie rozpoczęta nie wcześniej niż w roku 1966.

#### Wymiana naukowa USA-ZSRR

Dnia 20 maja 1964 r. amerykańska Narodowa Akademia Nauk i Akademia Nauk ZSRR wydały wspólny komunikat informujący o nowej umowie w sprawie wymiany naukowej między Stanami Zjednoczonymi a Związkiem Radzieckim. Komunikat podpisali F. Seitz i M. V. Keldysz.

Nowa umowa, w odróżnieniu od poprzednich, zapewniła większą elastyczność w planowaniu wyjazdów uczonych.

W latach 1964 i 1965 każda z Akademii wyśle 55 uczonych na indywidualne wyjazdy, które w sumie trwać będą 180 miesięcy. Umowa przewiduje, że każda ze stron wyśle 20 wybitnych uczonych (z których co najmniej połowa jest członkami odpowiednich Akademii) na okres do 1 miesiąca na wygłoszenie wykładów, 10 uczonych na pobyt miesięczny dla zapoznania się z badaniami prowadzonymi w innym kraju, 25 uczonych celem prowadzenia badań naukowych na okres od 3 do 10 miesięcy.

#### Akcelerator Princeton-Pennsylvania

Dnia 7 grudnia 1963 r. odbyła się w obecności przewodniczącego amerykańskiej Komisji Energii Atomowej — Glenna T. Seaborga oficjalna inauguracja wielkiego akceleratora protonów, tak zwanego akceleratora Princeton-Pennsylvania. Urządzenie to jest synchrotronem przyspieszającym protony do energii 3 GeV w polu impulsowym o częstotliwości 19 cykli/sek. Osiągnięto natężenia  $1,2 \times 10^{12}$  protonów na sekundę w impulsie. Prowadzone są dalsze prace nad podniesieniem natężenia wiązki.

Akcelerator Princeton-Pennsylvania znajduje się w James Forrestal Research Campus Uniwersytetu Princeton i został zbudowany na zlecenie amerykańskiej Komisji Energii Atomowej jako wspólne przedsięwzięcie Uniwersytetów Princeton i Pennsylvania. Wyborem kierunków badań prowadzonych przy pomocy tego urządzenia kieruje komitet, w skład którego wchodzi: M. G. White (przewodniczący), V. L. Fitch, J. Halpern, L. M. Lederman, A. K. Mann, W. Selove i F. C. Shoemaker.

W roku 1956 rozpoczęły się prace nad projektem synchrotronu. W październiku 1959 r. ukończono montaż elektromagnesu. W maju 1962 r. zakończono budowę komory próżniowej. W kwietniu 1963 r. uzyskano po raz pierwszy protony o energii 3 GeV.

Elektromagnes zasilany jest 19 impulsami na sekundę.

Iniekcja protonów odbywa się ze źródła jonów w generatorze Van de Graaffa na energię 3 MeV. Protony przebiegają drogę 65 stóp (około 19,5 m) przez układ soczewek kwadrupolowych i układ odchylający, w którym prąd protonów wynosi 1,6 mA.

Przyspieszanie zachodzi w czterech stacjach częstości radiowych rozmieszczonych na obwodzie pierścienia.

Obecnie prowadzone są prace nad wyprawieniem wiązki protonów na zewnątrz. Będzie tu zastosowany układ rezonansowy projektu A. Turina (Frascati).

Jednocześnie buduje się 15-calową komorę pęcherzykową z ciekłym wodorem, dostosowaną do częstości 19 cykli/sek.

Przy budowie akceleratora i aparatury pomocniczej pracowało 14 inżynierów me-

chaników, 16 inżynierów i techników elektroników oraz 13 fizyków (8 magistrów i 5 doktorów).

Akcelerator jest czynny obecnie 24 godziny na dobę przez 5 dni w tygodniu.

## XII Konferencja Fizyki Ogólnej w Szwecji

W dniach od 4 do 7 czerwca 1963 r. odbyła się w Politechnice w Gothenbergu XII szwedzka Konferencja na temat Fizyki Ogólnej, zorganizowana przez Szwedzki Komitet Narodowy Fizyki. Ze względu na dużą liczbę referatów i uczestników (300 osób) obrady Konferencji odbywały się przeważnie w 3 równoległych sekcjach. Na posiedzeniach plenarnych wygłoszono 5 referatów:

prof. D. Amati (CERN) — *Obecna sytuacja w teorii fizyki jądrowej wysokich energii,*

dr J. J. Quinn (Radio Corporation of America) — *Właściwości plazmy kwantowej w jednorodnym polu magnetycznym,*

prof. G. Ekspong (Sztokholm) — *Ostatnie prace doświadczalne z dziedziny cząstek elementarnych,*

dr T. Ericson (CERN) — *O pewnych zjawiskach statystycznych w fizyce jądrowej.* Znamienne jest, że mimo tytułu „Konferencja Fizyki Ogólnej“ prawie wszystkie referaty plenarne dotyczyły wyłącznie fizyki jądrowej.

Krótkie sprawozdanie z Konferencji i streszczenia wygłoszonych referatów zostały ogłoszone w czasopiśmie *Arkiv for Physik* 26, 233 (22 maja 1964).

## Szkoła Letnia Fizyki Reaktorowej w Zakopanem

W dniach od 14 do 26 września 1964 r. była czynna w Zakopanem Międzynarodowa Zaawansowana Szkoła Letnia Fizyki Reaktorowej. Szkoła, nad którą patronat objęła Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej została zorganizowana przez Komitet Współpracy w dziedzinie fizyki reaktorowej Jugosławii, Norwegii i Polski. Dyrektorem Szkoły był doc. dr Roman Żelazny z Instytutu Badań Jądrowych.

Szkoła zgromadziła 96 osób z 30 krajów (w tym 25 osób z Polski). Spośród uczest-

ników zagranicznych 36 osób przyjechało na koszt Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej, a pozostali na koszt swoich rządów. Program obejmował 60 godzin wykładów i 10 godzin seminariów. Wygłoszone zostały następujące wykłady:

K. M. Case (USA) — *Metoda funkcji własnych w teorii transportu neutronów,*

M. S. Nelkin (USA) — *Termalizacja neutronów,*

M. Kazarnowski (ZSRR) — *Zagadnienia czasowe w teorii transportu neutronów,*

S. Szychow (ZSRR) — *Teoria pochłaniania rezonansowego i spowalniania neutronów,*

E. Hellstrand (Szwecja) — *Pomiary niektórych parametrów reaktorowych i stałych materiałowych,*

G. Marczuk (ZSRR) — *Metody obliczania reaktorów,*

P. Mumery (Wielka Brytania) — *Eksperymentalne metody określania parametrów reaktorowych,*

M. Poole (Wielka Brytania) — *Pomiary i interpretacja widm reaktorowych,*

C. Westcott (MAEA) — *Stale jądrowe w fizyce reaktorowej.*

Na seminariach wygłoszono szereg interesujących komunikatów z prac własnych.

## Symposium elektroniki półprzewodnikowej

W dniach od 28 września do 1 października 1964 r. odbyło się w Jabłonie symposium pod nazwą *Przegląd prac rozwojowych w dziedzinie elektroniki półprzewodników.* Symposium zostało zorganizowane przez Instytut Podstawowych Problemów Techniki Polskiej Akademii Nauk. Poza specjalistami polskimi wzięli w nim udział również goście z Czechosłowacji, Jugosławii, Wielkiej Brytanii i Niemieckiej Republiki Demokratycznej.

Wygłoszono dwa referaty ogólne:

W. Rosiński (Instytut Podstawowych Problemów Techniki) — *Rozwój techniki przyrządów półprzewodnikowych,*

B. Paszkowski (Katedra Przyrządów Elektronowych Politechniki Warszawskiej) — *Kierunki rozwojowe technologii elektronowej ciała stałego.*

Pozostałe obrady toczyły się w dwóch sekcjach: materiałów półprzewodnikowych oraz przyrządów półprzewodnikowych.

Referaty „zaproszone“ w sekcji materiałów półprzewodnikowych wygłosili:

T. Niemyski (Instytut Fizyki PAN) — *Badania w dziedzinie wysoko temperaturowej technologii półprzewodników,*

S. Martinek (Instytut Radiotechniki i Elektroniki Czechosłowackiej Akademii Nauk) — *Metody przetwarzania promieniowania podczerwonego,*

W. Łaniecki (Warszawa) — *Dielektryczne właściwości półprzewodników,*

a w sekcji przyrządów półprzewodnikowych:

J. Górski-Popiel (Associated Electrical Industries Ltd, Londyn) *Synteza czynnych obwodów selektywnych w mikrominiaturyzacji,*

A. Filipkowski (Katedra Układów Elektronicznych Politechniki Warszawskiej) — *Problemy technologiczne i układowe w technice obwodów ciała stałego.*

W obu sekcjach wygłoszono cały szereg komunikatów z prac własnych.

Przedstawione prace ukażą się w czasopiśmie *Przegląd Elektroniki.*

### Nadprzewodniki niemetaliczne

Rachunki teoretyczne M. L. Cohena wykazały, że silnie domieszkowane półprzewodniki mogą stać się nadprzewodzące w temperaturach poniżej 0,1 °K.

Niedawno R. A. Hein i R. Mazelsky otrzymali nadprzewodzący tellurek germanu. Temperatury przejścia zmieniają się od 0,3 °K dla składu Ge:Te = 0,937 aż do 0,08 °K dla składu Ge:Te = 0,976. Temperatura przejścia jest funkcją koncentracji nośników, którą wyznaczano na podstawie pomiarów stałej Halla w temperaturze 77 °K. Temperatura przejścia 0,3 °K odpowiada koncentracji  $15 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , a temperatura 0,08 °K — koncentracji  $8,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

Przy koncentracji nośników  $7,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , co odpowiada składowi Ge:Te = 1,006, nadprzewodnictwa nie udało się osiągnąć.

Biofizycy zbierają coraz więcej danych na temat pewnych radioaktywnych składników liści tytoniowych, które mogą wywoływać raka płuca.

Ostatnio Sir Ernest Marsden zwraca uwagę na izotop polonu 210, emitujący cząstki  $\alpha$ , szczególnie aktywne w zapoczątkowywaniu zmian strukturalnych w proteinach. Polon 210 może dostawać się do organizmu przez wdychanie dymu tytoniowego oraz wdychanie spalin samochodowych.

Zawartość polonu w liściach tytoniowych zmienia się w granicach około  $\pm 30\%$  swojej średniej wartości w zależności od gleby i warunków klimatycznych. Największą zawartość polonu mają tytoń z gleb kwaśnych.

Związki ołowiu dodawane do benzyny dla podniesienia jej liczby oktanowej mogą być również źródłem zakażenia polonem. Rudy ołowiu zawierają nieraz znaczne ilości polonu, który jako bardzo lotny ucieka z gazami spalinowymi w powietrze atmosferyczne, podczas gdy mniej lotny ołów osadza się u wylotu rury wydechowej.

### Revue des Hautes Températures et des Réfractaires

Firma Masson et Cie rozpoczęła wydawanie czasopisma *Revue des Hautes Températures et des Réfractaires*, które jest organem Société des Hautes Températures et des Réfractaires. Czasopismo zawiera prace oryginalne i artykuły przeglądowe (w języku francuskim) na temat wytwarzania i pomiarów najwyższych temperatur oraz fizyki i chemii materiałów trudno topliwych. Ponadto publikowane tam są sprawozdania z posiedzeń Société des Hautes Températures et des Réfractaires oraz z konferencji międzynarodowych z tej dziedziny.

Redaktorem Naczelnym jest R. Collongues.

### Surface Science

Ogromna już i tak liczba czasopism fizycznych powiększyła się o jeszcze jedno: North-Holland przystąpił do wydawania



kwartalnika *Surface Science*, poświęconego fizyce i chemii powierzchni. Nowe czasopismo zawierać ma prace z podstaw teoretycznych i doświadczalnych zjawisk zachodzących na powierzchniach z pominięciem natomiast zastosowań praktycznych. Należy sądzić, że pismo służyć będzie postępowi całkiem niepowszechnionej wiedzy o powierzchniach.

### *Journal of Nuclear Science and Technology*

Japońskie Towarzystwo Energii Atomowej rozpoczęło wydawanie miesięcznika *Journal of Nuclear Science and Technology*. Artykuły drukowane są w językach angielskim, francuskim lub niemieckim.

Czasopismo zawiera prace oryginalne z fizyki jądrowej oraz krótkie streszczenia prac z tejże dziedziny, opublikowanych gdzieś indziej w języku japońskim.

### J. Franck (1882-1964)

Dnia 21 maja 1964 r. zmarł w Getyndze James Franck, wybitny fizyk niemiecki.

Franck urodził się 26 sierpnia 1882 r. w Hamburgu. Studia wyższe rozpoczął na Uniwersytecie w Heidelbergu początkowo na kierunku geologii i chemii, następnie studiował fizykę na Uniwersytecie Berlińskim, gdzie w roku 1906 uzyskał stopień doktora na podstawie pracy o ruchliwości jonów w gazach. W roku 1907 został asystentem Rubensa. W roku 1913 wspólnie z Gustawem Hertzem wykonał słynne doświadczenie, które jest opisywane w każdym niemal podręczniku fizyki współczesnej. W doświadczeniu tym mierzono natężenie prądu w rurze wypełnionej parą rtęci między żarzoną katodą a zimną anodą. W pobliżu katody umieszczona była siatka przyspieszająca elektrony, utrzymywana na potencjale nieco wyższym od anody. Doniosłym wynikiem tego doświadczenia było stwierdzenie, że natężenie prądu zmienia się skokowo, dla pewnych, ściśle określonych, wartości napięcia przyspieszającego. Było to piękne i bardzo bezpośrednie potwierdzenie Postępy Fizyki, Tom XV, Zeszyt 6

nie świeżej wówczas teorii Bohra o dyskretnych stanach energetycznych atomów.

Za pracę tę Franck i Hertz otrzymali w roku 1926 Nagrodę Nobla.

W czasie I Wojny Światowej Franck został powołany do wojska i rozpoczął służbę jako prosty żołnierz. Był ranny, uzyskał odznaczenia wojskowe i stopień oficerski.

Od roku 1918 pracował w Kaiser-Wilhelm Institut für Physikalische Chemie w Berlin-Dahlem. W roku 1920 został powołany na katedrę w Getyndze. Tu powstały jego prace o przekazywaniu energii w zderzeniach cząsteczkowych, teoria procesów wygaszania fluorescencji, nowa metoda wyznaczania ciepła dysocjacji cząsteczek dwuatomowych na podstawie ich widm pasmowych przez ekstrapolację poziomów oscylacyjnych. Rozważania nad sprzężeniem między przejściami elektronowymi a oscylacjami atomów w cząsteczce doprowadziły go do sformułowania zasady, opracowanej później przez Condoną w formie falowo-mechanicznej i znanej jako zasada Francka-Condoną. Prace te wyjaśniły rozkład natężeń w widmach pasmowych i istnienie ciągłych widm cząsteczkowych.

Uczniami Francka było bardzo wielu znanych obecnie fizyków, między innymi Blackett Condon, Maier-Leibnitz, Oppenheimer, Rabinowitch.

Gdy po objęciu w Niemczech władzy przez Hitlera ogłoszono tak zwaną Ustawę Norymberską, Franck odważnie opublikował list otwarty, w którym potępił te zarządzenia i zrezygnował z zajmowanej katedry. Mimo, że był Żydem, mógł nadal pozostać w Niemczech ze względu na odznaczenia uzyskane w czasie I Wojny Światowej. Nie skorzystał jednak z tego, opuścił Niemcy i przeniósł się początkowo do Kopenhagi, gdzie współpracował z Nielsem Bohrem, a następnie do Stanów Zjednoczonych, gdzie w Uniwersytecie Chicago zajmował się problemami fotochemicznymi, a w szczególności bardzo ważkim zagadnieniem fotosyntezy w zielonych roślinach. Ostatnią pracę z tej dziedziny oddał do druku na kilka tygodni przed śmiercią.

W czasie II Wojny Światowej Franck brał udział w pracach nad kontrolowanym

wyzwoleniem energii jądrowej w tak zwanym Manhattan Project. Był jednak przeciwny zbyt pochopnemu użyciu bomby atomowej. Był inicjatorem *Raportu Francka*, złożonego ministrowi wojny Stanów Zjednoczonych na dwa miesiące przed zrzucającą bombę na Hiroszimę. W raporcie tym wysuwa silne argumenty przeciwko niezapowiedzianemu użyciu nowej broni i zaleca

urządzenie najpierw pokazowej, zastraszającej eksplozji na terenach nie zamieszkałych.

James Franck był w 1953 r. odznaczony Medalem Maxa Plancka, a w roku 1955 Medalem Rumforda. Był członkiem wielu towarzystw naukowych, między innymi członkiem zagranicznym londyńskiego Towarzystwa Królewskiego.

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

---

**ZARZĄD**

**Przewodniczący**  
**Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ**  
czł. rzecz. PAN

**Wiceprzewodniczący**  
**Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI**  
czł. rzecz. PAN

**Sekretarz**  
**Doc. dr WIESŁAW WARDZYŃSKI**

**Skarbnik**  
**Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI**

**Członek Zarządu**  
**Doc. dr HALINA CHEŃCIŃSKA**

**PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA**

*Gdańsk* — Dr O. GZOWSKI  
*Gliwice* — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
*Kraków* — Prof. dr HENRYK NIEWODNICZAŃSKI  
*Lublin* — Prof. dr ARMIN TESKE  
*Łódź* — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI  
*Poznań* — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK  
*Szczecin* — Mgr WIKTOR NOWAK  
*Toruń* — Dr MIECZYSLAW FRACKOWIAK  
*Warszawa* — Doc. dr JULIAN AULEYTNER  
*Wrocław* — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

## TREŚĆ

Geoffrey F. Chew, Murray Gell-Mann i Arthur H. Rosenfeld — Cząstki silnie oddziaływające (tłum. A. Kolański) . . . . .	587
R. E. Peierls — Materia jądrowa (tłum. A. Budzanowski) . . . . .	619
K. Grotowski — Optyczny model oddziaływania cząstek z jądrami atomowymi. Cz. II. Uniwersalny potencjał optyczny . . . . .	631
L. Pomorski, J. Tys — Reakcje przejścia nukleonów w oddziaływaniach jąder z ciężkimi jonami. Część A. Reakcje przejścia jednego nukleonu. . . . .	651
<b>ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI</b>	
J. Bartke, R. Sosnowski — XII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii . . . . .	671
<b>KRONIKA</b> . . . . .	673

## Warunki prenumeraty czasopisma

## „POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

## Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO, nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.