

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VI ❖ ZESZYT 4

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 5

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Wojciech Królikowski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Zdzisław Małkowski (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Barbara Wojtowicz (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VI • ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1 9 5 5

**PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — DZIAŁ CZASOPISM
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79**

Nakład 2565+104 egz.	Do składania 12. V. 1955
Ark. wyd. 8,6, druk. 7	Podpisano do druku 22. VIII. 55
Papier dr. sat. 70 g V kl. 70×100 cm	Druk ukończono w sierpniu 55
Cena zł 9,—	Zamówienie nr 244/115 K-6-921

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAŃ, FREDRY 10

Henryk Niewodniczański
Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Jagiellońskiego

Enrico Fermi

1901—1954

28 listopada 1954 roku po krótkiej chorobie zmarł w Chicago w pełni sił twórczych i u szczytu niezwykle czynnej działalności naukowej Enrico F e r m i. Ta przedwczesna śmierć pozbawiła świat jednego z najwybitniejszych, najwszechstronniejszych i najbardziej czynnych fizyków współczesnych, którego dzieło zaledwie 53 lata trwającego życia porównywane być może do osiągnięć największych twórców wszystkich czasów.

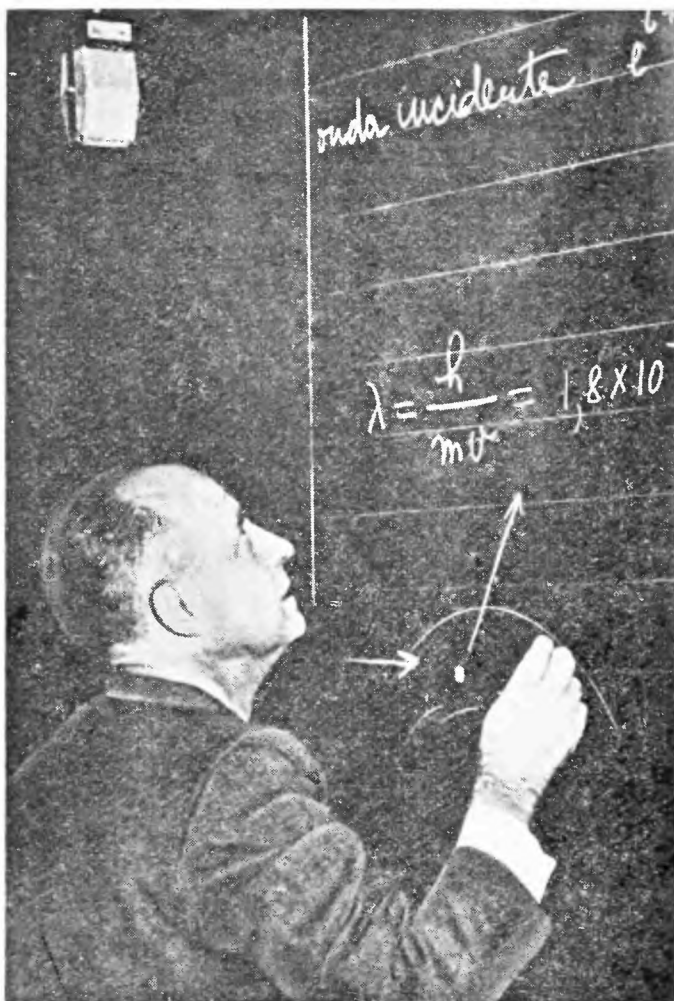
Nazwisko F e r m i e g o pozostanie na zawsze dla najszerszych kół potomności ściśle związane z narodzinami ery atomowej. Jego to bowiem dziełem było zaprojektowanie i budowa w Chicago, przy pomocy bezpośrednio przez niego kierowanego zespołu fizyków, pierwszego stosu atomowego, który uruchomiony w dniu 2 grudnia 1942 roku stanowił pierwszy w historii świata krok w kierowanym przez człowieka wyzwaniu energii jądrowej. Nie ma także działy fizyki, gdzieby geniusz Enrico F e r m i e g o nie pozostawił doniosłych odkryć i istotnych przeobrażeń.

Enrico F e r m i urodził się w Rzymie 29 września 1901 roku jako syn urzędnika kolejowego i nauczycielki szkoły początkowej. Już w dzieciństwie — tak jak i jego starszy, zmarły w wieku dwunastu lat brat Giulio — Enrico zdradzał niepospolite zdolności umysłowe. Podobnie jak P a s c a l, ten genialny chłopiec dawał liczne przykłady samodzielnej twórczości naukowej. Na przykład w wieku lat 9, bez żadnej innej pomocy prócz kilku bardzo starych książek kupowanych za pieniądze kieszonkowe u ulicznych sprzedawców starzyzny, samodzielnie odtworzył teorię giruskopu (ruchów bąka).

Po początkowych studiach w Rzymie Enrico F e r m i w wieku siedemnastu lat został przyjęty jako prymus do Królewskiej Szkoły Normalnej (Reale Scuola Normale) w Pizie, która była utworzona za czasów Napoleona i dała Włochom szereg znakomitych uczonych. W roku 1922 Enrico F e r m i uzyskał tam doktorat na podstawie rozprawy dotyczącej promieni X. Nastąpiły potem kilkuletnie studia w Niemczech w Getyndze pod kierunkiem znakomitego teoretyka Maxa B o r n a oraz krótka praca

w Uniwersytecie Leidejskim w Holandii. Następnie Enrico Fermi powrócił do Rzymu i w wieku dwudziestu pięciu lat został tam mianowany profesorem fizyki.

Jego pierwsze ogłoszone prace dotyczyły teorii względności, mechaniki



Fermi podczas wykładu.

i elektrodynamiki. Zakres jego zainteresowań naukowych był bardzo szeroki, głównie jednak zajmowały go wówczas termodynamika i mechanika statystyczna. W roku 1926, zaraz po sformułowaniu przez Pauliego jego zasady wyłączenia, Enrico Fermi podał prawa statystyczne, którym podlegają cząstki o statystyce antysymetrycznej, zwane obecnie fermionami. Po pracach tych, które od razu dały Fermiemu bardzo poważną

pozycję pomiędzy fizykami-teoretykami, nastąpił szereg prac dotyczących fizyki atomowej. W czasie tym Fermi opracował teorię zjawiska Ramana, teorię budowy nadsubtelnej linii widmowych, teorię natężenia dubletów w widmach alkaliów, teorię przesunięcia ciśnieniowego linii widmowych, teorię zależności natężenia promieniowania kosmicznego od szerokości geograficznej, podał teorię atomu statystycznego oraz stworzył i wysunął cały szereg innych teorii i pomysłów, które wszystkie świadczyły o jego niepospolitym geniuszu twórczym.

W roku 1927, mając zaledwie 26 lat, Enrico Fermi stworzył w Uniwersytecie Rzymskim szkołę naukową, skupiając dookoła siebie grono zdolnych młodych fizyków — zarówno teoretyków, jak i doświadczalników — ożywionych niezwykłym entuzjazmem dla badań naukowych.

Sława Fermiego rosla. W roku 1929 dwudziestoosmioletni Enrico Fermi został mianowany członkiem świeżo utworzonej przez Mussoliniego Akademii Włoskiej (Accademia d'Italia).

Twórcza praca Fermiego dotyczyła wówczas rozmaitych zagadnień teoretycznych. W roku 1933 powstała jego słynna teoria rozpadu β , która stanowiła jeden z głównych etapów rozwoju teoretycznej fizyki jądrowej.

W roku 1934, nie porzucając pracy w fizyce teoretycznej, Fermi zajął się głównie pracą eksperymentalną w dziedzinie fizyki jądra atomowego. Wraz z licznym gronem młodych, zdolnych współpracowników, z których szereg takich badaczy, jak Amaldi, Pontecorvo, Rasetti, Segré i niektórzy inni zaliczyć można obecnie do czołowej grupy badaczy jądra atomowego, zajął się Fermi świeżo naonczas odkrytym zjawiskiem sztucznej promieniotwórczości. Oni pierwsi zastosowali wówczas neutrony do wzbudzania tej promieniotwórczości. Stwierdzili szczególnie dużą aktywność pod tym względem powolnych neutronów, spowolnionych przy przechodzeniu przez ciała zawierające wodór, odkrywając zjawisko chwywania powolnych neutronów przez jądra atomowe. Przebadali systematycznie, naświetlając powolnymi neutronami, wiele różnych pierwiastków chemicznych i odkryli przy tym wiele nowych promieniotwórczych izotopów. Bombardowali powolnymi neutronami także uran, stwierdzając powstawanie szeregu nowych ciał radioaktywnych, które omyłkowo uważali za domniemane pierwiastki transuranowe (były to, jak się później okazało, produkty rozszczepienia jąder uranu). Badania te, jak wiadomo, w dalszej konsekwencji doprowadziły do odkrycia przez Hahną i Strassmanna w końcu roku 1938 epokowego zjawiska rozszczepienia jąder najcięższych pierwiastków.

W roku 1938 nagroda Nobla z fizyki przyznana została Enrico Fermiemu „za zidentyfikowanie nowych pierwiastków promieniotwórczych wytworzonych przez bombardowanie neutronami i za odkrycie reakcyj jądrowych wywoływanych przez powolne neutrony“. W tymże roku 1938

włoski rząd faszystowski wydał pierwsze dekrety antysemickie. Dotknęły one także rodzinę żony F e r m i e g o, Laury, która jest pochodzenia żydowskiego. Teść F e r m i e g o, który był oficerem włoskiej marynarki wojennej, został nagle zwolniony ze służby. Stosunki w państwie Mussoli-



Król Szwedzki Gustaw V wręcza Fermiemu nagrodę Nobla.

niego stawały się coraz bardziej nieznośne. F e r m i powziął decyzję emigracji wraz z swoją rodziną do Ameryki. W grudniu 1938 roku Enrico F e r m i wraz z żoną i dziećmi udał się z Rzymu do Sztokholmu w celu odebrania nagrody Nobla, z ukrytym zamiarem niepowracania do Włoch. Nazajutrz po uroczystym wręczeniu F e r m i e m u nagrody Nobla przez króla Gustawa V sensacyjna wiadomość obiegła prasę światową. F e r m i

nie powitał króla szwedzkiego faszystowskim pozdrowieniem przez podniesienie ręki. Włoska prasa faszystowska ogłosiła go przestępcą.

W odpowiedzi na to pięć uniwersytetów amerykańskich zaofiarowało Fermi u katedry. Enrico Fermi wybrał zaproszenie Uniwersytetu Columbia w Nowym Yorku i wraz z rodziną w dniu 2 stycznia 1939 r. wylądował na ziemi amerykańskiej.

Przystąpienie Stanów Zjednoczonych AP do II wojny światowej w grudniu 1941 roku uczyniło rodzinę Fermi ch, „enemy aliens“ (wro-



Na kongresie fizyki atomowej w Chicago w r. 1952 Fermi pokazuje historyczną butelkę po winie Chianti wypitym przez niego i jego współpracowników z okazji zrealizowania pierwszej w dziejach reakcji jądrowej łańcuchowej w dniu 2 grudnia 1942. Obok Fermiego stoją Anderson i Allison.

gimi cudzoziemcami). Nie przeszkodziło to jednak temu, że zgodnie z opinią wszystkich czołowych fizyków amerykańskich jego kierownictwu powierzono prace, które miały doprowadzić do wytworzenia pierwszej bomby atomowej.

Decydujący udział Fermi e g o w realizacji praktycznego wyzyskania energii atomowej jest ogólnie znany. Jego największym triumfem było wspomniane na początku tej notatki uruchomienie w Chicago w dniu 2 grudnia 1942 roku pierwszego w świecie reaktora atomowego. Był on zbudowany z uranu naturalnego i grafitu.

Przewodniczący Rady Badań dla Obrony Narodowej *Compton* otrzymał krótki meldunek telefoniczny od *A. H. Comptona*: „Żeglarz włoski dopłynął do Nowego Świata“. Słowa te były umówionym hasłem zawierającym wiadomość, że reaktor zaczął działać. Było to niewątpliwie jedno z najbardziej epokowych wydarzeń w dziedzinie cywilizacji ludzkiej. *Albert Einstein* w swym historycznym liście do Prezydenta *Roosevelta*, w którym żądał rozpoczęcia prac nad wykorzystaniem energii atomowej, tak pisał o możliwości realizacji łańcuchowej reakcji opartej na rozszczepieniu jądra uranu: „... jest to pierwszy wypadek, kiedy człowiek w ciągu swej historii będzie wykorzystywał energię nie pochodzącą ze Słońca“.

W następnych latach brał *Fermi* czynny udział w pracach prowadzonych w *Los Alamos* nad wyprodukowaniem pierwszej bomby atomowej.

Po zakończeniu wojny *Fermi* powrócił do pracy w Uniwersytecie Chicagoskim. Prace jego koncentrowały się w utworzonym na tym uniwersytecie Instytucie Badań Jądrowych (*Institute for Nuclear Studies*). W Instytucie tym do badania podstawowych własności jąder atomowych rozporządzał *Fermi* potężnymi środkami, jak reaktory atomowe i wielkie akceleratory. Pod jego bezpośrednim kierownictwem został tam zbudowany olbrzymi synchrociklotron do badań nad mezonami. *Enrico Fermi* pracował nad szeregiem podstawowych problemów, między innymi nad oddziaływaniem pomiędzy neutronem i elektronem. Jednocześnie nie zaniedbuje prac teoretycznych. Ukazuje się jego praca nad pochodzeniem promieniowania kosmicznego, nad wielorodnym wytwarzaniem mezonów oraz nad interpretacją uzyskanych za pomocą dużego synchrociklotronu wyników doświadczeń nad rozpraszaniem neutronów. Według zgodnej opinii wszystkich pracowników Instytutu *Fermi* był jego duszą i mózgiem.

O rozległości zainteresowań *Fermi* i o jego niezwyklej zdolności skutecznego atakowania nowych problemów świadczy drobne wydarzenie, o którym opowiada w swoich wspomnieniach *S. K. Allison*. W toku prac prowadzonych w czasie wojny nad przygotowaniem broni atomowej *Fermi* udawał się wraz z *Comptonem* i *Allisonem* do wytwórni plutonu w *Hanford* w Stanie *Washington*. Ze względu na wartość osoby *Fermiego* władze nie zezwoliły mu na podróż samolotem, nie chcąc narażać go na ryzyko wypadku, wobec czego długa droga do *Hanford* musiała być przebyta koleją. W czasie podróży *Compton* odezwał się: „*Enrico*, kiedy byłem w *Andach*, aby badać promieniowanie kosmiczne zauważyłem, że na wielkich wysokościach mój zegarek nie chodził dobrze. Dużo myślałem o tym zjawisku i wreszcie znalazłem zadowalające wyjaśnienie. Może *Pan* nam powie co *Pan* o tym myśli“. *Fermi* natychmiast chwycił skrawek pa-

pieru, wyciągnął mały suwak rachunkowy i w ciągu kilku minut napisał równania ujmujące związek ciśnienia powietrza z oporami ruchu kółka balansowego w zegarku. Compton z nieukrywanym podziwem potwierdził zgodność liczbowego wyniku błyskawicznych rachunków Fermiego z wielkością efektu zaobserwowanego przez siebie.

Niezwykłym był także talent Fermiego jako wykładowcy oraz autora wspaniałych, nadzwyczaj jasno i pięknie napisanych podręczników i monografii.



Fermi z żoną.

Dzięki ujmującemu usposobieniu i rzadko spotykanej łatwości i bezpośredniości współżycia z ludźmi cieszył się Fermi wielką sympatią wszystkich, którzy go otaczali.

Wielkie zdolności Fermiego oraz jego olbrzymie zasługi dla rozwoju fizyki współczesnej dopiero przez przyszłe pokolenia będą mogły być w całości ocenione. Przedwczesna śmierć Fermiego jest wielką i niepowetowaną stratą dla całej fizyki światowej. Toteż wcale nie należy uważać za przesadę słów, które wypowiedział na uroczystościach pogrzebowych Enrico Fermiego jeden z jego przyjaciół — wybitny fizyk amerykański: „Potrzeba na to stu lat, ażeby pojawił się taki uczonec jak on“.

Janusz Dąbrowski

Instytut Fizyki PAN

Zjawisko strippingu

Wstęp

W chwili obecnej, kiedy nie ma jeszcze gotowej teorii jądra atomowego, zagadnieniem pierwszorzędnej wagi jest gromadzenie jak największej ilości informacji dotyczących jąder atomowych. Dopiero znając dużo takich informacji będzie można z czasem zbudować pełną teorię jądra. Ważną grupą takich informacji są dane dotyczące spinów i parzystości poziomów jądrowych wraz z liczbami kwantowymi orbitalnego momentu pędu poszczególnych nukleonów w jądrze. Szeroko ostatnio rozwiniętą metodą wyznaczania tych danych jest metoda badania reakcji jądrowych zwanych strippingiem. Głównie z uwagi na to — zresztą bynajmniej nie jedyne — zastosowanie strippingu zjawisko to odgrywa w bieżących badaniach jądrowych niepoślednią rolę.

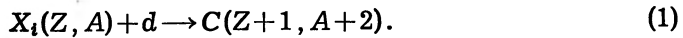
Celem niniejszego artykułu jest zapoznanie szerszego grona fizyków ze zjawiskiem strippingu i jego zastosowaniami w pracy badawczej fizyków jądrowych, przy czym główny nacisk położony jest na stronę teoretyczną zagadnienia. W artykule tym dany jest przegląd teorii strippingu (do stanu w jesieni 1954 r.), zaopatrzony w pełną literaturę prac teoretycznych z tego zakresu. Cytowane prace doświadczalne służą jedynie jako przykłady; prac tych wykonano już zbyt wiele, by cytowanie ich wszystkich było tu celowe.

W roku 1953 ukazał się artykuł przeglądowy o reakcjach strippingowych R. H u b y' e g o [1], który wszystkim zainteresowanym gorąco polecam. Na przeglądzie tym opierałem się częściowo przy opracowywaniu tego artykułu. Czytelników zainteresowanych bardziej stroną doświadczalną zagadnienia strippingu odsyłam do drukowanego obecnie na ten temat przeglądu Z. W i l h e l m i e g o w *Materiałach z konferencji w Spale* w r. 1954 [2]. W tychże *Materiałach* ukaze się też mój artykuł poświęcony teorii strippingu i zawierający sporo szczegółów rachunkowych [3].

W całym tym artykule przyjęto dla uproszczenia założenie, że masa jądra jest praktycznie nieskończona. Uwzględnienie odrzutu jądra na ogół nie przedstawia trudności.

Pierwszy etap badań zjawiska strippingu

Przy bombardowaniu jąder $X_i(Z, A)$ deuteronami może zajść typowa reakcja jądrowa, której pierwszym stadium jest utworzenie jądra złożonego $C(Z+1, A+2)$, które dopiero w drugim, niezależnym od pierwszego stadium reakcji podlega dalszemu rozpadowi. To pierwsze stadium możemy zapisać w postaci

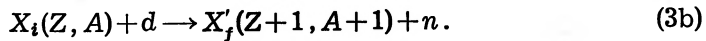
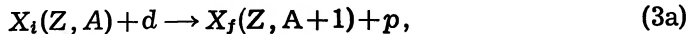


(Przez A oznaczamy ilość nukleonów, przez Z zaś ilość protonów w jądrze).

Jednakże energia wiązania deuteronu $\varepsilon_d = 2,23$ MeV jest nadzwyczaj mała i co za tym idzie, średnia odległość pomiędzy protonem i neutronem w deuteronie

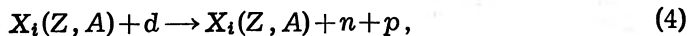
$$R_d = 1/2a = \frac{1}{2} \hbar (M\varepsilon_d)^{-\frac{1}{2}} = 2,18 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (2)$$

(M = masa nukleonu) jest bardzo duża, większa od efektywnego zasięgu sił działających pomiędzy protonem i neutronem w deuteronie $\sim 1,7 \cdot 10^{-13}$ cm. To umożliwia, a nawet uprzywilejowuje inny niż (1) przebieg reakcji. Polega on na tym, że tylko jeden z nukleonów deuteronu oddziałuje z jądrem X_i i zostaje przez nie pochłonięty, drugi zaś nukleon zabiera jedynie nadmiar energii i pędu i biegnie dalej do przodu (tzn. w kierunku padających deuteronów):



Ten mechanizm reakcji (d, p), (d, n) nazywamy za R. Serberem [4] strippingiem (zdzieraniem), ponieważ deutron jest jakby obdarty (striped) z jednego ze swych nukleonów. Mechanizm ten jako jednostopniowy jest prostszy od dwustopniowego mechanizmu (1) poprzez jądro złożone.

Z tych samych przyczyn, co stripping możliwy jest wreszcie mechanizm dezintegracji kulombowskiej:

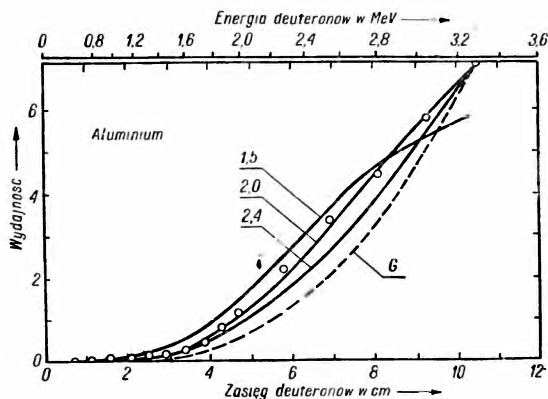


polegający na rozbięciu deuteronu przez pole kulombowskie jądra X_i .

Idea strippingu pochodzi od J. R. Oppenheimera i M. Phillipsa [5], którzy pierwsi wskazali na możliwość tego mechanizmu dla reakcji indukowanych przez powolne deuterony o energii E_d rzędu kilku MeV. Doświadczenia E. O. Lawrence'a, E. McMillana i R. L. Thorntona [6], którzy badali wydajność reakcji (d, p) wywołanych

* Jest to średnia odległość obliczona za pomocą funkcji falowej deuteronu e^{-ar} (ważnej poza małym obszarem wzajemnego oddziaływania nukleonów).

bombardowaniem jąder tarczy przez deuterony o energii od 0 do 3,6 MeV, wykazały, że wydajność ta wzrasta wolniej z energią deuteronów E_d , niż to przewidywała teoria zakładająca mechanizm (1). Przy założeniu tego mechanizmu głównym czynnikiem uzależniającym wydajność reakcji od wartości E_d jest przenikalność deuteronów przez barierę kulombowską, wzrastająca szybko wraz ze wzrostem E_d . Mechanizm reakcji (d, p) zaproponowany przez Oppenheimera i Phillipsa polega na tym, że jedynie nieczuły na barierę kulombowską neutron deuteronu przenika do jądra, proton zaś, któremu bariera ta zagraadza wstęp do jądra, pozostaje w odległości R_d od neutronu na zewnątrz jądra, odległość tę nawet pod wpływem polaryzacji deuteronu przekracza, by w końcu oderwać się od neutronu i biec dalej jako końcowy produkt reakcji (d, p) . Ten strappingowy mechanizm reakcji dla niskich energii zyskał sobie nazwę procesu Oppenheimera — Phillipsa (O-P). W procesie tym przenikalność bariery kulombowskiej odgrywa mniejszą rolę, a stąd wydajność reakcji wzrasta wolniej ze wzrostem E_d . Wyniki pomiarów L a w r e n c e'a i współpracowników dla aluminium wraz z krzywymi teoretycznymi podane są na rys. 1. Ponieważ proton w procesie O-P nie potrzebuje przenikać całej



Rys. 1. Wydajność reakcji $^{27}\text{Al}(d, p)^{26}\text{Al}$ [6]. Pomiar oparto na promieniotwórczości beta jąder ^{26}Al — mierzono mianowicie aktywację folii aluminiowej bombardowanej deuteronami. Kółka oznaczają punkty doświadczalne. Krzywe ciągłe są obliczone na podstawie teorii O-P dla nieznanej wówczas dokładnie energii wiązania deuteronu równej odpowiednio 1,5; 2,0; 2,4 MeV. Krzywa przerywana (G) jest obliczona na podstawie mechanizmu poprzez jądro złożone

bariery kulombowskiej, przeto należy się spodziewać, że proces ten przeważa mechanizm (1). Deuterony mogą więc wywoływać reakcje jądrowe z ciężkimi jądrami przy niższych energiach niż inne cząstki naładowane, co ma praktyczne znaczenie w badaniach jądrowych. Obliczenie przekroju czynnego na proces O-P jest trudne, ponieważ wymaga znajomości funkcji falowej powolnego deuteronu w polu kulombowskim jądra. W następnych pracach teoretycznych o procesie O-P [7], [8] przekonano się, że pierwotnie przeceniano, zwłaszcza dla lekkich jąder, wspom-

nianą wyżej rolę bariery kulombowskiej jako czynnika powodującego, że reakcja (d, p) przebiega raczej jako proces O-P niż poprzez jądro złożone. Jednocześnie jednak stwierdzono, że bariera ta działa w tym samym kie-

runku w jeszcze inny sposób. Powoduje ona mianowicie, że nawet w przypadku pochłonięcia całego deuteronu przez jądro tarczy i powstania jądra złożonego, jądro to rozpada się emitując raczej neutron niż proton, który musiałby jeszcze raz przez barierę tę przeniknąć.

Gdy w roku 1947 po raz pierwszy uruchomiono wielki 470-centymetrowy synchrocyclotron w Berkeley, jedną z pierwszych obserwacji było stwierdzenie, że pod wpływem bombardowania deuteronomi o energii $E_d = 190$ MeV tarcz z różnych materiałów powstają w nich neutrony biegnące do przodu z połówkową rozwartością kątową około 10° i z dobrze określoną energią E_n około 90 MeV (A. C. Helmholtz, E. M. McMillan, D. C. Sewell [9]). Teorię tego zjawiska podał R. Serber [4] przyjmując dla niego mechanizm strippingowy. Wobec dużej energii deuteronów E_d możemy zaniedbać tu efekt kulombowski, przez co teoria ta jest identyczna dla reakcji (d, p) i (d, n) .

Proste oszacowanie oparte na mechanizmie strippingowym prowadzi już do wyjaśnienia wyników Helmholtza i współczynników. Mianowicie neutron powstający w reakcji (d, n) posiada pęd, który jest sumą połowy pędu środka masy deuteronu $p_d = \sqrt{ME_d}$ oraz pędu neutronu wewnątrz deuteronu $P \sim \sqrt{M\epsilon_d}$. Stąd neutron porusza się względem kierunku padającego deuteronu pod kątem $\sim P/p_d = (\epsilon_d/E_d)^{1/2} \sim 6^\circ$ dla $E_d = 190$ MeV, energia zaś neutronu $E_n \sim (p_d \pm P)^2/2M \sim (E_d/2 \pm (\epsilon_d E_d)^{1/2}) \sim (E_d/2 \pm 20)$ MeV.

W swej półklasycznej teorii Serber przyjmuje, że zmiana wewnętrznego położenia nukleonów w deuteronie jest do zaniedbania podczas całego procesu — deutron jest w tym procesie jakby wewnętrznie zamrożony. Z tego założenia wynika warunek

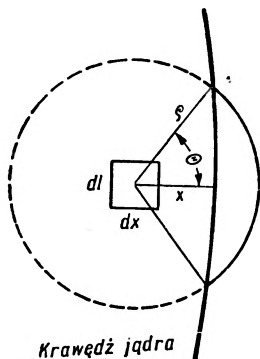
$$E_d > 2\epsilon_d R_i / R_d \quad (5)$$

(R_i oznacza promień jądra bombardowanego), dający dla Be $E_d > 6$ MeV, zaś dla U $E_d > 15$ MeV.

Założmy obecnie, że jądro bombardowane jest nieprzezroczyste, tzn., że gdy nukleon padający trafi w jądro, jest przez nie pochłonięty. Obliczenie całkowitego przekroju czynnego na reakcję (d, n) sprowadza się tu do wyznaczenia prawdopodobieństwa na to, że proton deuteronu trafi w jądro, neutron zaś je ominie. Niech w chwili zderzenia rzut odległości pomiędzy neutronem i protonem deuteronu na płaszczyznę prostopadłą do ruchu deuteronu wynosi ϱ . Jeżeli założymy, że $R_i \gg R_d$, to elementarny rachunek (rys. 2) prowadzi do wyniku, że przekrój czynny $\sigma(\varrho)$ na reakcję (d, n) , w której wspomniana odległość wynosi ϱ , jest

$$\sigma(\varrho) = \iint \theta / \pi dx dl = 2R_i \varrho. \quad (6)$$

Ażeby otrzymać całkowity przekrój czynny, musimy $\sigma(\varrho)$ pomnożyć przez prawdopodobieństwo, że wyżej wspomniana odległość w płaszczyźnie prostopadłej wynosi ϱ i scałkować po wszystkich wartościach ϱ . Używając do tego celu wewnętrznej funkcji deuteronowej w postaci *



Rys. 2. Sytuacja w płaszczyźnie prostopadłej do ruchu deuteronu w momencie reakcji (d, n) [4]

$$\varphi = \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{e^{-\alpha r}}{r}, \quad (7)$$

otrzymujemy

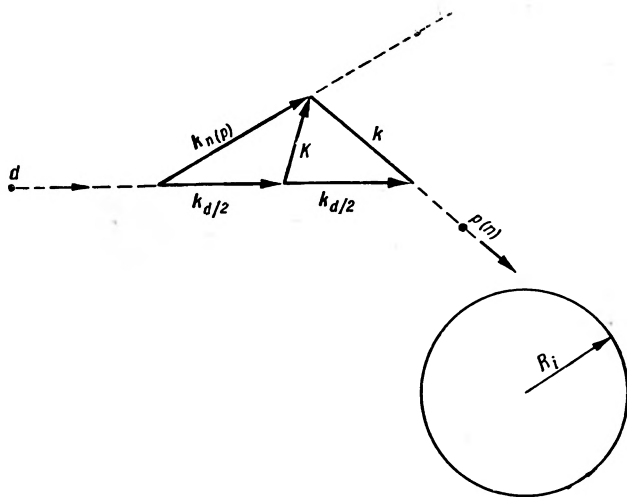
$$\sigma = \frac{\pi}{2} R_1 R_d. \quad (8)$$

Podstawienie $R_1 = 1,5 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm daje

$$\sigma = 5 A^{1/3} \cdot 10^{-26} \text{ cm}, \quad (9)$$

co dla Be wynosi 0,1 barn, dla U zaś 0,3 barn.

Przed podaniem rozkładu kąтового i energetycznego powstających neutronów uprzytomnijmy sobie rozkład pędów występujących w tym procesie (rys. 3). Środek masy deuteronu porusza się z pędem $\mathbf{p}_d = \hbar \mathbf{k}_d$.



Rys. 3. Pędy występujące w reakcji (d, n) [1]. Wskaźniki w nawiasach odnoszą się odpowiednio do reakcji (d, p) . Literami k oznaczono odpowiednie wektory falowe

* Używanie tej postaci funkcji deuteronowej, poprawnej dla odległości neutron-proton większych od zasięgu potencjału deuteronowego, jest usprawiedliwione tym, że mechanizm strippingu funkcjonuje przede wszystkim właśnie wtedy, gdy w chwili zderzenia neutron i proton znajdują się w dużej od siebie odległości.

W chwili rozpadu deuteronu w reakcji (d, n) neutron zabiera pęd wewnętrzny deuteronu $\mathbf{P} = \hbar\mathbf{K}$ i biegnie dalej z pędem $\mathbf{p}_n = \hbar\mathbf{k}_n = (1/2)\hbar\mathbf{k}_d + \hbar\mathbf{K}$. Z resztą pędu $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} = \hbar\mathbf{k}_d - \hbar\mathbf{k}_n$ proton wpada do jądra tarczy. Kąt rozproszenia θ występuje w wyrażeniach na k i K :

$$k^2 = k_d^2 + k_{n(p)}^2 - 2k_d k_{n(p)} \cos \theta, \quad (10)$$

$$K^2 = k_{n(p)}^2 + 1/4k_d^2 - k_d k_{n(p)} \cos \theta \quad (11)$$

(wskaźniki w nawiasach odnoszą się do przypadku reakcji (d, p)).

Celem ułatwienia sobie obliczenia rozkładu energetycznego i kąтового neutronów zamiast nieprzezroczystości założymy, że jądro tarczy jest przezroczyste (dla neutronu), tzn. założymy, że jeżeli proton trafi w jądro, to zostaje przez nie pochłonięty, zaś neutron niezależnie od swego położenia nie jest absorbowany przez jądro. Wychodzimy od prawdopodobieństwa $G(K)^2$ na to, że pęd wewnętrzny deuteronu zawarty jest pomiędzy $\hbar\mathbf{K}$ a $\hbar(\mathbf{K} + d\mathbf{K})$, danego wzorem:

$$G(K)^2 = \frac{1}{(2\pi)^3} \left[\int e^{-i\mathbf{K}\mathbf{r}} \varphi(r) d\mathbf{r} \right]^2 * \quad (12)$$

Używając dla φ postaci (7) otrzymujemy:

$$G(K)^2 = \frac{a}{\pi^2(a^2 + K^2)^2} \quad (13)$$

Stąd prawdopodobieństwo tego, że pęd neutronu zawarty jest w przedziale $\hbar dk_n d\Omega_n$ (Ω_n oznacza biegunowe współrzędne kątowe względem osi z równoległej do \mathbf{k}_d) dane jest przez:

$$G(K)^2 k_n^2 dk_n d\Omega_n = \frac{M}{\hbar^2} G(K)^2 k_n dE_n d\Omega_n \quad (14)$$

Stąd na rozkład kątowy neutronów o danej energii otrzymujemy

$$\sigma_E(\Omega_n) \sim G(K)^2 k_n \sim G(K)^2, \quad (15)$$

ponieważ $k_n \sim k_d/2$. Aby otrzymać rozkład kątowy neutronów wszystkich energii, musimy scałkować (14) po dk_n używając (11) oraz (13). Dla $k_d \gg a$ oraz małych kątów rozpraszania θ otrzymujemy:

$$\sigma(\Omega_n) \sim \frac{\theta}{2\pi(\theta^2 + \Theta^2)^{3/2}}, \quad (16)$$

gdzie $\Theta = 2a/k_d = (\epsilon_d/E_d)^{1/2}$ jest połówkową szerokością rozkładu kąowego,

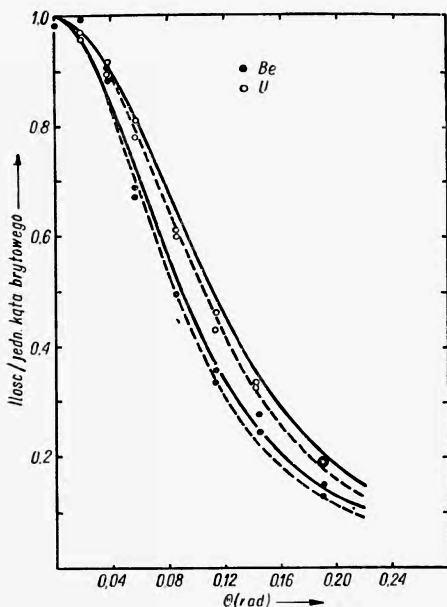
* $G(K)$ jest współczynnikiem rozwinięcia funkcji falowej deuteronu φ na funkcje własne pędu $e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}}/\sqrt{2\pi}$, a więc odpowiednią amplitudą prawdopodobieństwa. Samo prawdopodobieństwo dane jest przez kwadrat tej amplitudy.

do której to wartości doszliśmy już we wstępnym oszacowaniu. Rozkład energetyczny neutronów uzyskujemy całkując (14) po $d\Omega_n$:

$$\sigma(E_n) \sim \frac{1}{\pi} \frac{(\varepsilon_d E_d)^{1/2}}{\left[\left(E_n - \frac{1}{2} E_d \right)^2 + \varepsilon_d E_d \right]}. \quad (17)$$

Półkowa szerokość rozkładu energetycznego wynosi więc $2(\varepsilon_d E_d)^{1/2}$, również zgodnie ze wstępnym oszacowaniem. Okazuje się, że model jądra nieprzezroczystego daje prawie taki sam rozkład kątowy, natomiast bardziej stromy rozkład energetyczny.

Rys. 4 przedstawia doświadczalny rozkład kątowy neutronów wraz z odpowiednimi krzywymi wyliczonymi podług teorii Serbera, w której uwzględniono również w sposób klasyczny efekt kulombowski. W licznych innych doświadczeniach uzyskano dalsze potwierdzenie teorii Serbera. Rys. 5 przedstawia na przykład rozkład energetyczny protonów z reakcji (d, p) badanej przez W. W. Chuppa, E. Gardnera i T. B. Taylora [10].



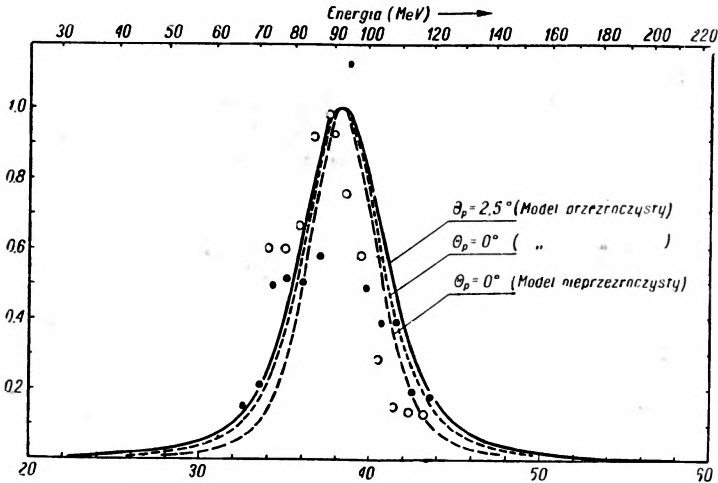
Rys. 4. Rozkład kątowy neutronów z reakcji $d+Be$, $d+U$ [4]. $E_d = 190$ MeV. Krzywe ciągłe są obliczone na podstawie modelu jądra nieprzezroczystego, przerywane na podstawie modelu jądra przezroczystego. Punkty doświadczalne wg [9]

Przytoczone przykłady porównania teorii Serbera z danymi doświadczalnymi jak również zgodność licznych innych doświadczeń z tą teorią jest przekonującym dowodem, że mechanizm strippingowy założony przez Serbera w rzeczywistości ma miejsce. Podkreślić należy piękno tej teorii z uwagi na jej zgodność z doświadczeniem jak również z uwagi na wielką prostotę tej teorii, przejawiającą się między innymi w tym, że brak w niej jakichkolwiek dowolnych parametrów.

Zaznaczyć należy, że odkryta przez Helmholtza i współpracowników reakcja (d, n) znalazła następnie szerokie zastosowanie jako źródło neutronów o dużej i dobrze określonej energii oraz o dobrze określonym kierunku. Oczywiście z uwagi na to, że jądro tarczy po pochłonięciu protonu ma energię wzbudzenia rzędu 100 MeV, emituje ono rozmaite cząstki

o niższej jednakże energii (energia wzbudzenia rozdziela się na wszystkie składniki jądra) oraz w sposób izotropowy.

Również półklasyczną teorię reakcji indukowanych przez deuterony o energii niższej, gdzie wobec warunku (5) teorii Serbera już się nie sto-



Rys. 5. Rozkład energetyczny protonów z reakcji (d, p) dla $E=190$ MeV dla kątów rozproszenia $\theta_p \approx 0$ porównany z teorią Serbera (z uwzględnieniem efektu kulombowskiego) [10].

suje i gdzie nie można już mówić o zamrożeniu deuteronu podczas zderzenia, rozwinął D. C. Peaslee [11]. W myśl założeń Peaslee'ego, podobnych do założeń teorii Serbera, reakcja (d, n) na przykład (dla reakcji (d, p) teoria jest analogiczna) zachodzi wtedy, gdy proton znajdzie się na powierzchni jądra, neutron zaś znajduje się na zewnątrz jądra. Stąd przekrój czynny wyznaczony jest przez

$$\sigma_{(d,n)} = \pi R_i^2 \xi_p \varrho_p, \quad (18)$$

gdzie ξ_p jest prawdopodobieństwem pochłonięcia przez jądro protonu znajdującego się na jego powierzchni, zaś na ϱ_p — gęstość protonów na powierzchni jądra, którym towarzyszą neutrony na zewnątrz jądra — przyjmuje się wyrażenie:

$$\varrho_p = \int_{r_n \geq R_i} d\mathbf{r}_n \int \frac{d\Omega_p}{4\pi} \left| \psi(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_p)_{r_p=R_i} \right|^2, \quad (19)$$

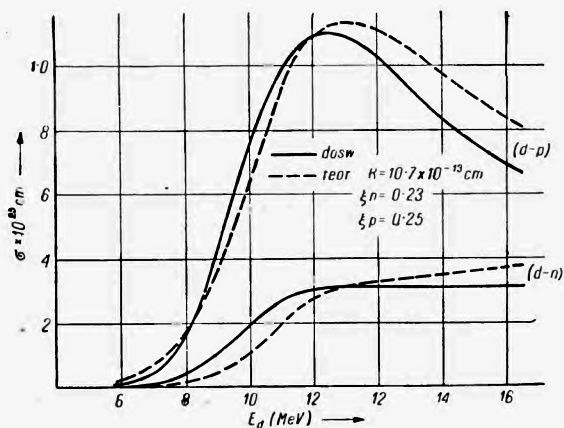
gdzie ψ jest funkcją falową padającego deuteronu, którą Peaslee zakłada w postaci

$$\psi = \varphi_c(\mathbf{r}_p) \varphi(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_p) \quad (20)$$

(φ_c = funkcja falowa cząstki o masie i ładunku deuteronu, która porusza się w polu kulombowskim jądra; φ = niezaburzona funkcja wewnętrzna deuteronu). W powyższych wzorach, jak i dalej, oznaczamy przez r_n, r_p wektory wodzące neutronu i protonu, wyprowadzone ze środka jądra.

Dla niskich energii deuteronów teorie Peaslee'ego oraz Oppenheimera — Phillipsa uzupełniają się nawzajem: pierwsza w odróżnieniu od drugiej uwzględnia skończone rozmiary jądra, druga zaś w odróżnieniu od pierwszej uwzględnia polaryzację deuteronu.

Peaslee oblicza za pomocą wzoru (18) z uwzględnieniem prawa zachowania energii zależność $\sigma_{(d,n)}$ od E_d . Trzeba przy tym uwzględnić, że przy pomiarze przekroju czynnego poprzez pomiar aktywizacji tarczy nie podlegają obserwacji procesy prowadzące do stanów wirtualnych*, z których z kolei emitowany jest nukleon. Ten fakt powoduje malenie mierzonego przekroju czynnego dla większych energii deuteronów, mimo że działanie bariery kulombowskiej jest coraz słabsze. Wyniki teoretyczne i doświadczalne dla reakcji (d, p) i (d, n) , wywołanych w ^{209}Bi , podane są na rys. 6. W przypadkach badanych przez siebie Peaslee uzyskał zgodność



Rys. 6. $\sigma_{(d,p)}, \sigma_{(d,n)}$ dla reakcji $^{209}\text{Bi}(d, p)$ ^{210}Bi i $^{209}\text{Bi}(d, n)$ ^{210}Po [11]

przez stripping, natomiast dla reakcji (d, n) przeważa mechanizm strippingu dla $E_d > 10$ MeV (kiedy jądro złożone powstałe po pochłonięciu deuteronu jest tak wysoce wzbudzone, że emituje kilka cząstek raczej niż jeden neutron), dla niższych zaś wartości E_d mechanizm strippingowy i mechanizm poprzez jądro złożone odgrywają tę samą mniej więcej rolę.

* Stan jądra nazywamy wirtualnym, jeżeli energetycznie jest możliwe oddzielenie od jądra jednego lub kilku nukleonów. W przeciwnym wypadku stan nazywamy związanym. Z wirtualnego stanu możliwa więc jest emisja nukleonów, podczas gdy ze wzbudzonego stanu związanego możliwa jest tylko emisja kwantów gamma.

z doświadczeniem dla wartości parametru ξ_p i analogicznego w przypadku reakcji (d, p) parametru ξ_n na ogół rzędu 0,1.

Porównanie $\sigma_{(d,n)}$ oraz $\sigma_{(d,p)}$ wykazuje, że $\sigma_{(d,p)}/\sigma_{(d,n)} > 1$ dla energii deuteronów E_d porównywalnej z wysokością bariery kulombowskiej, zaś dla $E_d \rightarrow \infty$ $\sigma_{(d,p)}/\sigma_{(d,n)} \rightarrow \xi_n/\xi_p \sim 1$. Peaslee dochodzi do wniosku, że reakcja (d, p) przebiega w całym zakresie energii E_d w przeważającej mierze po-

Widzimy więc, że stripping odgrywa zasadniczą rolę dla reakcji (d, p) i (d, n) dla dowolnych wartości energii deuteronów E_d . Ten fakt znalazł potwierdzenie ze strony wielu doświadczeń, dokonanych za pomocą deuteronów o różnych energiach, doświadczeń, w których badano rozkład kątowy oraz energetyczny neutronów i protonów z reakcji (d, n) i (d, p) (zob. np. [12], [13], [14]). Mechanizm strippingowy przejawia się każdorazowo wyraźnym maksimum rozkładu kąтового rozproszonych nukleonów dla małych kątów rozproszenia (w kierunku do przodu).

Na zakończenie tego rozdziału kilka słów o mechanizmie (4), czyli dezintegracji kulombowskiej deuteronu. Pole kulombowskie działa na proton szybkiego deuteronu jak uderzenie, pod wpływem którego proton może być wybity z deuteronu. S. M. D a n c o f f [15] obliczył stosując przybliżenie Born'a, że przekrój czynny na dezintegrację kulombowską dla $E_d = 200$ MeV nawet dla najwyższych Z nie przekracza jednej czwartej wartości przekroju czynnego na stripping. J. R. O p p e n h e i m e r [16] oraz C. J. M u l l i n i E. G u t h [17] badali teoretycznie dezintegrację kulombowską deuteronu dla różnych energii i doszli do wniosku, że przekrój czynny na tę reakcję początkowo wzrasta dla malejącego E_d , by dla E_d mniejszego od około 30 MeV gwałtownie zacząć opadać. Ostatni autorzy oceniają, że dla $E_d = 15$ MeV oraz dla dużych wartości Z kulombowska dezintegracja może być bardziej prawdopodobna od strippingu. Potwierdzenie doświadczone tego wniosku jest wątpliwe. Temu zagadnieniu poświęcona jest również praca L. L a n d a u a i E. L i f s z y c a [18].

Etap butlerowski badań strippingu

(a) Nowe doświadczenia

Jak to często bywa, zwiastunem nowego etapu badań było stwierdzenie, że dotychczasowa teoria w pewnych wypadkach zawodzi. Po pierwszych pracach doświadczalnych nad strippingiem dla dużych energii deuteronów i sukcesie teorii Serber'a zaczęto wykonywać liczne doświadczenia przechodząc przy tym do niższych energii deuteronów rzędu 10 MeV. Zauważmy, że w teorii Serber'a nie było mowy o stanach energetycznych jądra końcowego. Przy dużych energiach deuteronów E_d w powstałym jądrze końcowym decydującą rolę odgrywały liczne, dostępne przy tych wartościach E_d stany wysoce wzbudzone i one to decydowały o przebiegu zjawiska. Sytuacja uległa zmianie, gdy obniżono energię deuteronów i przy obserwacji rozproszonych nukleonów zaczęto wydzielać poszczególne grupy energetyczne, odpowiadające niskim stanom energetycznym jądra końcowego. Rozważmy prawo zachowania energii dla reakcji

$X_i(d, p)X_{fs}^*$, w której jądro końcowe powstaje w s -tym stanie energetycznym:

$$E_d - \varepsilon_d = E_p - \varepsilon_n^s, \quad (21)$$

gdzie E_p oznacza energię kinetyczną rozproszonego protonu, zaś ε_n^s jest energią wiązania neutronu w s -tym stanie jądra końcowego. Ciepło tej reakcji Q^s wynosi:

$$Q^s = \varepsilon_n^s - \varepsilon_d. \quad (22)$$

ε_n^s jest dodatnie ($Q^s > -\varepsilon_d$), gdy stan s -ty jądra końcowego jest związany, zaś ujemne ($Q^s < -\varepsilon_d$), gdy stan ten jest wirtualny. Ponieważ dodatnia wartość energii wiązania ε_n^s odpowiada ujemnej wartości energii kinetycznej neutronu, przeto spostrzegamy tu charakterystyczną własność strippingu, w którym neutron może wchodzić do jądra tarczy z ujemną energią kinetyczną. W dalszym ciągu skoncentrujemy uwagę właśnie na tych przypadkach chwytania neutronu do stanów związanych jądra końcowego $\varepsilon_n^s > 0$.

Pierwszym doświadczeniem nie dającym się opisać przez teorię Serbera była wykonana w roku 1950 praca H. B. Burrowsa, W. M. Gibsona i J. R. Otblata [19], którzy używając deuteronów o energii 8 MeV z cyklotronu w Liverpool badali rozkład kątowy protonów z reakcji $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$, wydzielając przy tym poszczególne grupy energetyczne protonów. Stwierdzili oni, że protony w zgodzie z teorią Serbera rozpraszane są w wąskim stożku do przodu, jednakże w przypadku powstawania ^{17}O w stanie podstawowym krzywa rozkładu kąowego w pobliżu zerowego kąta rozpraszania wyraźnie stromo opada. Wynik ten znalazł następnie potwierdzenie w licznych innych doświadczeniach, w których stwierdzono, że krzywe rozkładu kąowego dla strippingu wykazują dla małych kątów rozproszenia wyraźną strukturę, dla której nie ma miejsca w teorii Serbera.

W tym czasie S. T. Butler [20], idąc za sugestią Peierlsa, podał teorię strippingu zdającą sprawę z owej struktury różniczkowego przekroju czynnego. Na podstawie tej teorii przez badanie różniczkowego przekroju czynnego okazało się możliwe wyznaczanie parzystości i spinów jąder oraz liczb kwantowych orbitalnego momentu pędu stanów jądra, do których zostaje wychwycony podczas strippingu jeden z nukleonów deuteronu. Tak więc teoria Butlera stała się podstawą licznych prac z zakresu spektroskopii jądrowej. Śmiało można ten etap badań strippingu nazwać etapem butlerowskim.

* Odtąd dla ustalenia uwagi będziemy się zajmowali reakcją (d, p) . Dopóki zaniedbujemy efekty kulombowskie, rozumowanie dla reakcji (d, n) jest identyczne.

(b) Teoria Butlera

Metoda zastosowana przez Butlera wywodzi się z klasycznego sposobu traktowania reakcji jądrowych: przestrzeń konfiguracyjną dzieli się powierzchnią kuli na obszar wewnętrzny, tj. strefę jądra złożonego, i obszar zewnętrzny. W celu obliczenia przekroju czynnego wystarczy rozwiązać równanie Schrödingera dla obszaru zewnętrznego z odpowiednimi warunkami brzegowymi na owej powierzchni. To rozwiązanie można w zasadzie ściśle wyznaczyć i cała trudność sprowadza się do ustalenia warunków na tej powierzchni. W teorii Butlera znajdujemy się w pewnym sensie w sytuacji odwrotnej: ponieważ rolę jądra złożonego gra jądro końcowe X_f , przeto (przynajmniej w przypadku związanego stanu końcowego) warunek brzegowy na tej powierzchni jest całkiem prosty. Na odwrót, rozwiązanie równania Schrödingera w obszarze zewnętrznym z uwagi na występujące oddziaływanie proton — neutron oraz proton — jądro można znaleźć tylko w sposób przybliżony. Przybliżenie Butlera polega na wzięciu kombinacji liniowej fali płaskiej deuteronu i protonu. Nie jest więc niespodzianką, że rezultaty nie różnią się od wyników przybliżenia Borna. Równoważność metody Butlera z metodą Borna została *explicite* wykazana w późniejszych pracach [21], [22], [23].

Ponieważ metoda Borna jest znacznie prostsza od metody Butlera, przeto naszkicuję tu teorię Butlera wychodząc z przybliżenia Borna dla różniczkowego przekroju czynnego na reakcję $X_i(d, p)X_{fs}^*$:

$$\sigma_s(\mathbf{k}_p) = \frac{M(2M)}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_p}{k_d} \sum \left| \int d\mathbf{r}_p d\mathbf{r}_p d\xi \chi_f^* e^{-i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}_p} V_d \Psi_0 \right|^2, \quad (23)$$

gdzie \sum oznacza sumowanie po liczbach magnetycznych jądra końcowego i średniowanie po liczbach magnetycznych deuteronu i jądra początkowego. Ψ_0 reprezentuje falę płaską padającego deuteronu i stan jądra początkowego:

$$\Psi_0 = e^{i\mathbf{k}_d(\mathbf{r}_p + \mathbf{r}_n)} \varphi(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_p) \chi_i(\xi) \quad ** \quad (24)$$

χ_i , χ_f oznaczają funkcje falowe jądra początkowego i końcowego, ξ ogół współrzędnych wewnętrznych jądra początkowego. V_d jest potencjałem deuteronomym (potencjałem oddziaływania pomiędzy protonem i neutronem w deuteronie).

We wzorze (23) zaniedbano oddziaływanie protonu z jądrem tarczy. To przybliżenie można nazwać strippingowym, bo w myśl mechanizmu strip-

* Szkieletuję tu rachunek bez uwzględnienia spinu nukleonów.

** Pominięcie domieszki stanu 3D w funkcji deuteronomowej, jak wykazał R. H. Dalitz [27], jest tu bez znaczenia. W niektórych pracach używano dla φ zamiast postaci (7) funkcji hulthénowskiej, co jednakże znikomo zmienia rozkład kątowy.

pingu jedynie neutron oddziaływa z jądrem. Również całkowicie zaniedbane są wszelkie efekty kulombowskie.

Zauważmy, że dla ustalonego r_n dla całki po d_{rp} w (23) istotne znaczenie mają wartości r_p , różniące się od r_n o zasięg sił jądrowych (zasięg potencjału V_d). Chcąc przeto wydzielić z całki (23) przyczynek pochodzący od czystego strippingu, ograniczamy obszar r_n do wartości $r_n \geq r_0$, gdzie r_0 jest równe promieniowi jądra początkowego plus zasięg sił jądrowych. To sprawia, że dla całki (23) mają znaczenie jedynie wartości r_p większe od promienia jądra początkowego, co odpowiada przyjętemu mechanizmowi, w którym proton nie wchodzi do jądra tarczy. Dla obszaru $r_n \geq r_0$ znamy zależność funkcji podcałkowej od współrzędnych neutronu i protonu i całkowanie (23) możemy wykonać. W wyniku otrzymujemy:

$$\sigma_s(\mathbf{k}_p) = G(K)^2 \sum_{l_n} P_{l_n} L_{l_n}(k), \quad (25)$$

gdzie

$$L_{l_n}(k) = 4\pi \frac{(2l_n + 1) r_0^2}{|h_{l_n}^{(1)}(k_{ns} r_0)|^2} \left| j_{l_n}(kr_0) \frac{\partial h_{l_n}^{(1)}(k_{ns} r_0)}{\partial r_0} - \frac{\partial j_{l_n}(kr_0)}{\partial r_0} h_{l_n}^{(1)}(k_{ns} r_0) \right|^2. \quad (26)$$

$h_{l_n}^{(1)}$, j_{l_n} oznaczają odpowiednie sferyczne funkcje Bessela, zdefiniowane u L. Schiffa [24]. $\hbar k_{ns}$ jest pędem neutronu w s -tym stanie jądra końcowego: $(\hbar k_{ns})^2 / 2M = -\varepsilon_n^s$. l_n oznacza liczbę kwantową orbitalnego momentu pędu wnoszonego przez neutron do jądra początkowego. Wektory k , K określone są wzorami (10), (11).

$$P_{l_n} = \frac{\pi(2M)M}{\hbar^2 M} \frac{k_p}{k_d} \frac{2J_f + 1}{(2J_i + 1)2(2l_n + 1)} \gamma_{l_n}^2. \quad (27)$$

J_i , J_f oznaczają spiny jądra początkowego i końcowego — tu już uwzględnione zostały spiny nukleonów. W przypadku $\varepsilon_n^s < 0$ wzór (25) daje różniczkowy przekrój czynny na reakcję (d, p) bez względu na kierunek neutronu emitowanego z wirtualnego stanu jądra końcowego. γ_{l_n} ma wtedy znaczenie zredukowanej szerokości cząstkowej tego poziomu wirtualnego dla emisji neutronu z momentem orbitalnym l_n z jednoczesnym przejściem jądra do stanu podstawowego jądra początkowego*. W przypadku $\varepsilon_n^s > 0$

$$\gamma_{l_n}^2 = \frac{\hbar^2 r_0^2}{2M} F_{l_n}, \quad (28)$$

gdzie F_{l_n} oznacza prawdopodobieństwo, że neutron w stanie związanym jądra końcowego znajdzie się na powierzchni $r_n = r_0$, pozostawiając jądro początkowe w stanie podstawowym.

* Zredukowaną szerokość cząstkową (tzn. ze względu na określony sposób rozpadu jądra) poziomu otrzymujemy z szerokości cząstkowej poziomu ($\hbar \times$ prawdopodobieństwo danego rozpadu) po odrzuceniu czynników zależnych od warunków zewnątrz jądra (por. [25]).

Zanim przejdziemy do interpretacji otrzymanego wyniku, wspomnę o pracy A. B. B h a t t i, K. H u a n g a, R. H u b y' e g o i H. C. N e w n s a [26], którzy pierwsi zastosowali *explicite* metodę Borna do teorii strippingu zdającej sprawę ze wspomnianej struktury różniczkowego przekroju czynnego. Zamiast jednak wyłączyć z całkowania obszar $r_n \leq r_0$, położyli oni w całce (23) w fali padającego neutronu $r_n = R$, co odpowiada mniej więcej wyobrażeniu, że neutron pochwycony jest przez jądro w odległości $r_n = R$. Uzyskany przez nich wynik ma znowu postać (25), z tym że

$$L_{l_n}(k) = \sum_{mn} \left| \int d\Omega_n Y_{l_n}^{m_n}(\Omega_n) e^{ikr_n} \right|_{r_n=R}^2 = 4\pi(2l_n + 1) j_{l_n}(kR)^2 \quad (29)$$

(Y — funkcje kuliste), podczas gdy P_{l_n} ma w zasadzie identyczne znaczenie jak w teorii Butlera.

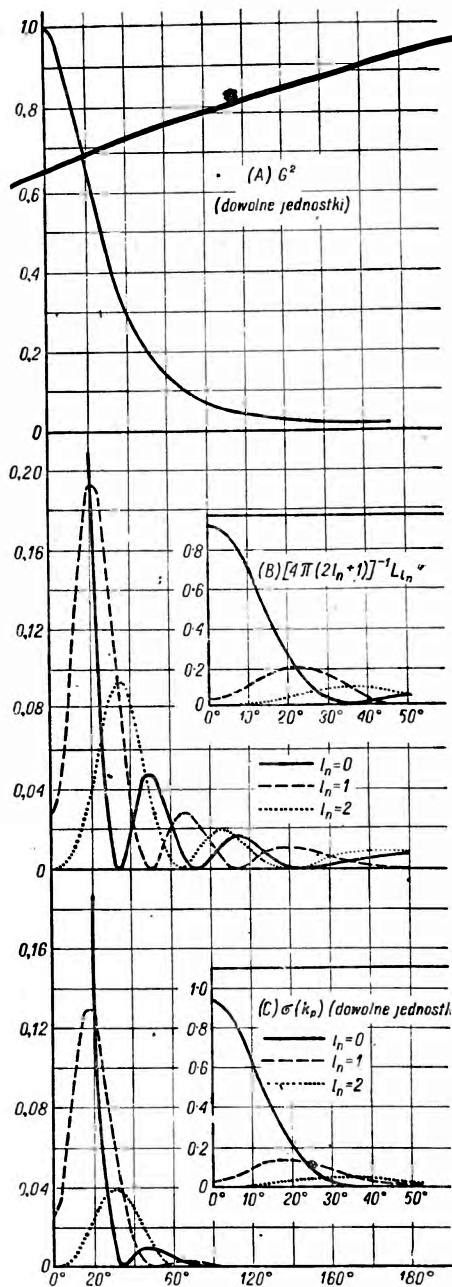
Interpretacja otrzymanych wyników jest bardzo prosta. Odpowiada ona przyjętemu mechanizmowi reakcji uwidocznionemu na rys. 3. Mechanizm ten można rozbić na trzy stadia.

I. Deuteron ulega rozbiciu, przy czym powstaje proton o pędzie $\hbar \mathbf{k}_p$ zabierający z ruchu wewnętrznego w deuteronie pęd $\hbar \mathbf{K} = \hbar(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d/2)$. Jak to już widzieliśmy przy omawianiu teorii Serbera, czynnik $G(K)^2$ jest równy prawdopodobieństwu, że pęd wewnętrzny deuteronu wynosi $\hbar \mathbf{K}$. Tak jak w teorii Serbera czynnik G^2 ma maksimum dla małych kątów rozpraszania, bo im większy kąt rozpraszania θ , tym większy przyrost (zmiana) pędu protonu, tym mniejsze prawdopodobieństwo, że w chwili strippingu ma proton tak duży wewnętrzny pęd w deuteronie.

II. Po rozbiciu deuteronu powstaje neutron o pędzie $\hbar \mathbf{k} = \hbar(\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_p)$ i biegnie w kierunku jądra tarczy. Czynnik $L_{l_n}(k)$ jest właśnie miarą prawdopodobieństwa, że neutron ten dotrze do powierzchni jądra tarczy z momentem orbitalnym $\hbar l_n$, co szczególnie widoczne jest w postaci (29). Postać (26) różni się (jeżeli chodzi o zależność kątową tkwiącą w k) od postaci (29) tylko o składnik $\frac{\partial j_{l_n}(kR)}{\partial R}$ (jeżeli się założy $r_0 = R$), którego znaczenie z uwagi na występujący przy nim współczynnik jest znikome z wyjątkiem wypadku $\varepsilon_n^s \approx 0$. Położenie głównego (pierwszego) maksimum jest w przybliżeniu dane przez klasyczny warunek $\hbar kR = \hbar l_n$.

III. Po osiągnięciu powierzchni jądra neutron o momencie orbitalnym l_n zostaje przez jądro pochłonięty. Prawdopodobieństwo tego pochłonięcia daje czynnik jądrowy P_{l_n} .

Prawdopodobieństwo zajścia całego tego procesu, tzn. jednocześnie wymienionych trzech etapów, dane jest przez iloczyn prawdopodobieństw zajścia każdego z tych etapów, przy czym uzyskany wzór trzeba zsumować po wszystkich możliwych wartościach l_n . W ten sposób dochodzi się do



Rys. 7. Typowy rozkład kątowy protonów w strippingu wg teorii Bhatii i wsp. dla $E_d = 6,9$ MeV, $E_p = 10,8$ MeV, $R = 7,0 \cdot 10^{-13}$ cm. Funkcji deuteronowej użyto w postaci (7). [1]

wzoru (25). Warto zauważyć, że nie ma tu interferencji pomiędzy przyczynkami pochodzącymi od różnych wartości l_n .

Ilość możliwych wartości l_n jest ograniczona przez obowiązujące w strippingu reguły wyboru, wynikające z prawa zachowania momentu pędu oraz parzystości*. Mianowicie prawo zachowania momentu pędu

$$J_i + l_n + 1/2 = J_f \quad (30)$$

powoduje, że l_n jest większe od najmniejszej z liczb $|\pm J_i \pm l_n \pm 1/2|$, mniejsze zaś od $J_i + J_f + 1/2$. Prawo zachowania parzystości powoduje natomiast, że l_n może przyjmować albo tylko wartości parzyste (gdy parzystości stanu jądra początkowego i końcowego są jednakowe), albo tylko nieparzyste (gdy parzystości te są różne).

Z pozostałych wartości l_n wystarczy z reguły — jak wykazuje doświadczenie — uwzględnić jedną tylko wartość l_n , by uzyskać zgodność teoretycznego różniczkowego przekroju czynnego z doświadczalnym. W tym przypadku znamy teoretyczny rozkład kątowy bez znajomości czynnika jądrowego P_{l_n} . Typowy wygląd teoretycznych rozkładów kątowych dla różnych wartości l_n podany jest na rys. 7.

W przypadku doświadczeń z szybkimi deutronami bez wydzielania monoenergetycznych grup protonów występują liczne wartości l_n . Sumo-

* Parzystość stanu układu opisanego funkcją falową $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots)$ nazywamy dodatnią bądź ujemną, gdy zachodzi $\Psi(-\mathbf{r}_1, -\mathbf{r}_2, \dots) = \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots)$ lub $\Psi(-\mathbf{r}_1, -\mathbf{r}_2, \dots) = -\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots)$.

wanie $\sum P_{l_n} L_{l_n}$ po wszystkich występujących wartościach l_n daje w rezultacie czynnik mniej więcej stały, niezależny od kątów. W ten sposób dochodzi się do rozkładu kąтового teorii Serbera, danego przez czynnik $G(K)^2$.

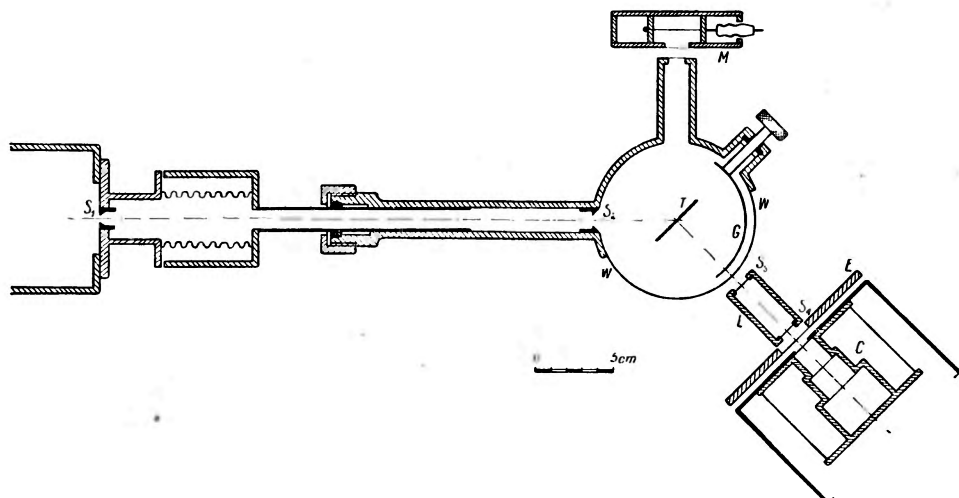
(c) Porównanie teorii Butlera z doświadczeniem i jej zastosowanie w spektroskopii jądrowej

W doświadczeniach nad reakcją (d, p) (i analogicznie nad reakcją (d, n)), których wyniki porównać chcemy z teorią Butlera, konieczne jest uzyskanie widma energetycznego protonów dla poszczególnych kątów rozpraszania, z którego można odczytać natężenie poszczególnych grup energetycznych protonów, odpowiadających różnym stanom wzbudzonym jądra końcowego. Z pomiarów dla dużej ilości kątów rozproszenia możemy stąd wyznaczyć rozkład kątowy poszczególnych grup energetycznych protonów. Aparatura musi być więc tego rodzaju, aby można było dokładnie wydzielić grupy protonów o różnych energiach. Poza tym musi ona wykazywać dużą kątową zdolność rozdzielczą. Główną trudność stanowi pomiar rozkładu kąтового dla małych kątów rozpraszania, szczególnie ważnych dla porównania z teorią, dla których to kątów istnieje duże tło deuteronowe. Można je wyeliminować za pomocą odpowiednich absorbentów, jeżeli chodzi o detekcję protonów najbardziej energicznych, przenikających warstwy absorbenta nieprzenikliwe dla deuteronów. Natomiast jeżeli chodzi o grupy powolnych protonów, to tu trzeba zrezygnować z ich detekcji dla całkiem małych kątów rozproszenia.

Z ogromnej ilości prac doświadczalnych nad reakcją (d, p) wymienię tu serię prac J. R. H o l t a i T. N. M a r s h a m a [28], odznaczających się dużą precyzją. Używali oni wiązki deuteronów o energii 8 MeV z cyklotronu w Liverpool, zogniskowanej magnetycznie na cienkiej folii tarczy i skolimowanej za pomocą apertur S_1, S_2 (ob. rys. 8). Rozproszone protony przechodziły przez okienko celofanowe WW i rejestrowane były przez potrójny licznik proporcjonalny C , pozwalający na rozróżnienie różnych naładowanych cząstek. Widmo energetyczne protonów mierzono przez dobór komórek L z różnym ciśnieniem powietrza oraz za pomocą folii aluminiowych umieszczanych w uchwycie E . Cały układ detekcyjny można było obracać zmieniając w ten sposób kąt rozproszenia. Zakrzywiony pasek ze złota G absorbował deuterony i pozwalał na detekcję energicznych protonów rozpraszanych do przodu. Licznik proporcjonalny M rejestrował elastycznie rozpraszane deuterony i służył jako monitor. Wartość absolutną przekroju czynnego mierzono w niektórych przypad-

kach przez porównanie z ruthefordowskim rozpraszaniem deuteronów pod małymi kątami.

Jeżeli chodzi o reakcję (d, n), to tu pomiar rozproszonych neutronów dla małych kątów rozproszenia nie przedstawia problemu, bo zawsze neutrony przejdą przez absorbent zatrzymujący deuterony. Poważniejszym zagadnieniem jest detekcja neutronów. Najczęściej do tego celu



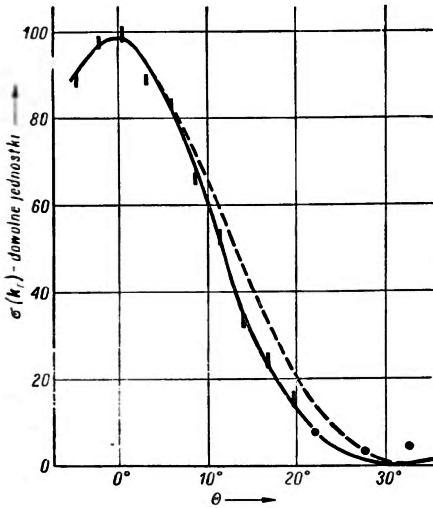
Rys. 8. Układ doświadczalny Holta i Marshama do pomiaru rozkładu kątownego protonów z reakcji (d, p) [28a]

stosowano płyty fotograficzne ustawiane pod różnymi kątami rozproszenia (por. np. [29]).

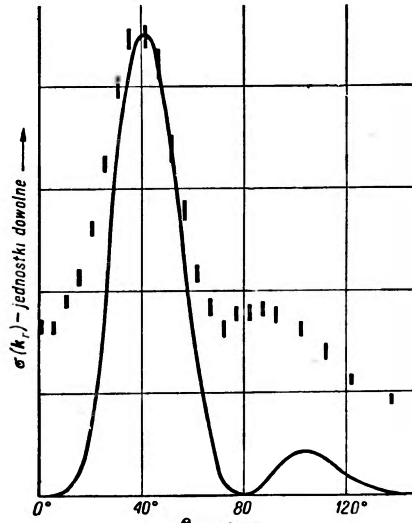
Przy porównywaniu doświadczalnego rozkładu kątownego z teorią Butlera należy dobrać najlepsze wartości parametrów r_0 (lub R w teorii Bhatii i wsp.) oraz l_n dla reakcji (d, p) lub l_p (moment orbitalny chwyczonego protonu) dla reakcji (d, n). Okazuje się, że prawie zawsze (z wyjątkiem przypadków $\epsilon_n^s \approx 0$ dla reakcji (d, p) lub $\epsilon_p^s \approx 0$ (ϵ_p^s oznacza energię wiązania protonu w s -tym stanie jądra końcowego, dla reakcji (d, n)) można dobrać sensowną wartość r_0 (rzędu promienia jądra), dla której krzywa Butlera dla określonej wartości $l_{n(p)}$ zgadza się z doświadczalnym rozkładem kątownym.

Rys. 9 przedstawia rozkład kątowny protonów z reakcji $^{27}\text{Al}(d, p)^{26}\text{Al}$ porównany z krzywymi teorii Butlera dla $l_n = 0$, przy czym dla krzywej ciągłej przyjęto $r_0 = 6,15 \cdot 10^{-13}$ cm, zaś dla krzywej przerywanej $r_0 = 5,14 \cdot 10^{-13}$ cm (promień Gamowa — ob. niżej). W tym przypadku, jak i ogólnie, wyniki są mało czułe na dobór wartości r_0 (lub R). Rys. 10 przedstawia rozkład kątowny protonów z reakcji $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$; krzywa

ciągła jest krzywą Butlera dla $l_n=3$ i dla najlepszej w tym przypadku wartości $r_0=5,9 \cdot 10^{-13}$ cm. W odróżnieniu od powyższych przykładów,

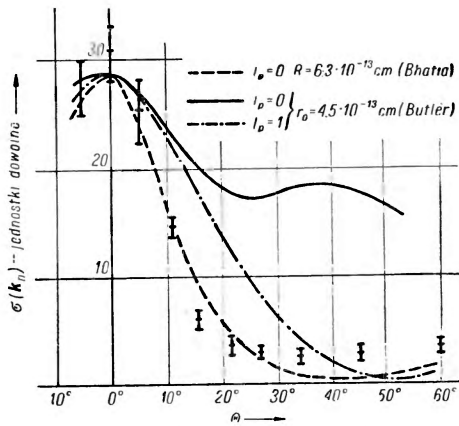


Rys. 9. Rozkład kątowy protonów z reakcji $^{27}\text{Al}(d, p)^{28}\text{Al}$. $E_d=8$ MeV, $Q=5,5$ MeV. [28a]



Rys. 10. Rozkład kątowy protonów z reakcji $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$. $E_d=8$ MeV, $Q=6,14$ MeV [28d]

gdzie teorie Butlera oraz Bhatii i wsp. dawały takie same wyniki (je-dynie $R > r_0$), rozpatrzmy obecnie przykład reakcji (d, n) z $\varepsilon_p^s \approx 0$, gdzie obie teorie dają różne wyniki. Rys. 11 przedstawia rozkład kątowy neutronów z reakcji $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}^*$, porównany z krzywymi teorii Butlera oraz Bhatii i wsp. Widzimy, że teoria Bhatii i wsp. dość wyraźnie wskazuje na wartość $l_p=0$, podczas gdy teoria Butlera zupełnie zawodzi. To jest zjawisko ogólne dla $\varepsilon_{n(p)}^s \approx 0$ (to zn. $Q^s \approx -\varepsilon_d$).



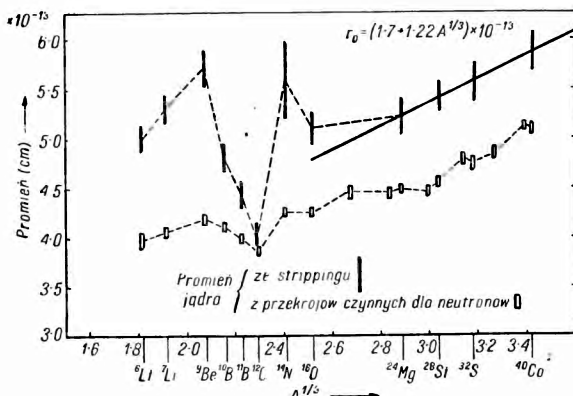
Rys. 11. Rozkład kątowy neutronów z reakcji $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}^*$. $E_d=8$ MeV, $Q=-2,62$ MeV [29]

Jeżeli chodzi o wartość parametrów r_0 (lub R), to okazuje się, że najlepszą zgodność krzywych teoretycznych z doświadczalnymi uzyskuje się kładąc:

$$r_0 = R_G + (0,36 \pm 0,44) \cdot 10^{-13} \text{ cm}, \quad (31)$$

$$R = R_G + (2,00 \pm 0,50) \cdot 10^{-13} \text{ cm}, \quad (31')$$

gdzie R_G jest empirycznym wzorem na promień jądra podanym przez Gamow: $R_G = (1,7 + 1,22A^{1/3}) \cdot 10^{-13}$ cm, przy czym dla lekkich jąder wartości te ulegają indywidualnym zmianom dla każdego jądra (ob. rys. 12). Widzimy, że wartości r_0 odpowiadają bardziej przypisywanemu



Rys. 12. Zmiana w zależności od liczby masowej A najlepiej dobranych wartości r_0 oraz wartości promieni jąder (początkowych) zmierzonych za pomocą całkowitego przekroju czynnego dla szybkich neutronów. Odpowiednie wartości dla R leżą wyżej od r_0 o około $2 \cdot 10^{-13}$ cm [28e]

tej wielkości fizycznej znaczeniu niż wartości R . W zasadzie jednak należy zarówno r_0 , jak i R uważać za parametry rzędu promienia jądra, których wartości należy dopasowywać do wyników doświadczeń. Ogólnie stwierdzić należy, że z wyjątkiem nielicznych wypadków we wszystkich doświadczeniach nad reakcjami (d, p) , (d, n) przy użyciu jąder deuteronów o energii rzędu 10 MeV uzyskano zgodność z teorią Butlera lub Bhati i wsp. i jednoznacznie wyznaczono liczby kwantowe orbitalnego momentu pędu $l_{n(p)}$ stanów, do których chwytany jest jeden z nukleonów deuteronu. W nielicznych wypadkach trzeba było użyć dwóch wartości $l_{n(p)}$ co najczęściej tłumaczy się bliskim położeniem dwóch poziomów jądra końcowego, ewentualnie zanieczyszczeniami w tarczy. Dla dużych kątów rozpraszania punkty doświadczalne z reguły leżą powyżej krzywych teoretycznych, co tłumaczy się domieszką mechanizmu reakcji poprzez jądro złożone, który to mechanizm daje nukleony rozproszone izotropowo. Jest rzeczą ciekawą, że mimo zaniebdania w teorii Butlera (oraz Bhatii i wsp.) efektów kulombowskich uzyskano zgodność wyników doświadczalnych z tą teorią w wielu przypadkach również dla energii deuteronów znacznie mniejszych od wysokości bariery kulombowskiej (dochodzących nawet poniżej 1 MeV, por. np. [30]).

Tak więc liczne doświadczenia potwierdziły słuszność teorii Butlera. Co prawda, zrozumienie mechanizmu reakcji jest samo w sobie ważne, jednak najważniejsze znaczenie powodzenia teorii Butlera polega na jej zastosowaniu w spektroskopii jądrowej. Teoria ta pozwala mianowicie na podstawie doświadczalnych rozkładów kątowych wyznaczyć liczbę kwantową $l_{n(p)}$ stanu, do którego chwycony jest neutron (proton) deuteronu. Już sam fakt, że w większości przypadków $l_{n(p)}$ ma ściśle ustaloną jedną

wartość, stanowi potwierdzenie modelu powłokowego jądra *. Wyznaczone metodą strippingu wartości $l_{n(p)}$ zgadzają się z reguły z wartościami przewidywanymi przez model powłokowy. Dalej: znajomość $l_{n(p)}$ z uwagi na omawiane w punkcie (b) prawo zachowania parzystości pozwala stwierdzić, czy parzystości stanu jądra początkowego i końcowego są jednakowe ($l_{n(p)}$ parzyste) czy różne ($l_{n(p)}$ nieparzyste). Wreszcie z reguły wyboru (30) wynika, że J_f jest większe od najmniejszej z liczb $\left| J_i \pm l_{n(p)} \pm \frac{1}{2} \right|$, a większe od $J_i + l_{n(p)} + 1/2$. Stąd znając $l_{n(p)}$ możemy wyznaczyć z dokładnością do kilku możliwości ** wartość J_f , jeżeli znamy J_i . Jest to szczególnie ważne w przypadkach, gdy jądro końcowe powstaje w stanie wzbudzonym, kiedy to inne metody pomiaru spinu J_f zawodzą.

Jako przykład rozpatrzmy wspomnianą reakcję $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ (ob. rys. 10) [28d]. Ponieważ wyznaczona wartość $l_n = 3$, przeto parzystość stanu podstawowego ^{41}Ca jest różna od parzystości stanu podstawowego ^{40}Ca . Ponieważ spin jądra ^{40}Ca jest $J_i = 0$, przeto mamy na spin J_f stanu podstawowego ^{41}Ca warunek: $3 - 1/2 \leq J_f \leq 3 + 1/2$, a więc $J_f = 5/2$ albo $7/2$. Wynik ten zgadza się z modelem powłokowym, w myśl którego stan podstawowy jądra ^{41}Ca powstaje przez dodanie neutronu w stanie $f_{7/2}$ do jądra ^{40}Ca . Ponieważ jądro ^{40}Ca jest podwójnie magiczne, tzn. ma zapełnioną powłokę neutronową i protonową, przeto należy się spodziewać, że stan, do którego chwytny jest w reakcji $^{40}\text{Ca}(d, p)^{41}\text{Ca}$ neutron, jest stanem neutronu poruszającego się na orbicie dookoła jądra ^{40}Ca . Na taki jednocząstkowy charakter poziomów wskazują J. R. Holt i T. N. Marsham [28d] na podstawie zmierzonej dużej wartości absolutnej przekroju czynnego (podobna sytuacja jest w przypadku reakcji $^{28}\text{Si}(d, p)^{29}\text{Si}$ [28c]).

W podobny jak w przytoczonych przykładach sposób wyznaczono liczby $l_{n(p)}$, spiny i względną parzystość poziomów jądrowych w bardzo wielkiej ilości przypadków.

H. A. Bethe i S. T. Butler [32], [33] zwrócili uwagę na istnienie w pewnych przypadkach możliwości dokładnego sprawdzenia modelu powłokowego za pomocą strippingu. Mianowicie jeżeli przyjąć, że wartości P_{l_n} dla danego jądra są tego samego rzędu dla różnych wartości l_n , to wysokość pierwszego maksimum w rozkładzie kątowym protonów maleje 10—100 razy, gdy l_n wzrasta o 2 (por. rys. 7). W myśl modelu powłokowego możliwa jest tylko jedna wartość $l_n = l_n^0$. Przypuśćmy, że w badanym przypadku znane wartości J_i, J_f dopuszczają możliwość kilku wartości l_n , w tym również wartości $l_n < l_n^0$. W takim przypadku można bar-

* Porównaj wydrukowany w Postęпах Fizyki artykuł J. Pniewskiego o modelu powłokowym jądra [31].

** Ta niejednoznaczność jest najpoważniejszym brakiem strippingowej metody wyznaczania spinów jądrowych. Niejednoznaczność tę dałoby się usunąć przez pomiar korelacji kierunkowych — ob. następny punkt (d).

dzo dokładnie stwierdzić ewentualną domieszkę tych wartości $l_n < l_n^0$. W ten sposób ustalili np. J. S. King i W. C. Parkinson [34], że dla reakcji $^{35}\text{Cl}(d, p) ^{36}\text{Cl}$ $l_n=2$ jest w zgodzie z modelem powłokowym, z tym, że domieszka wartości $l_n=2$ mniejsza niż 4%. Dla reakcji (d, n) rozumowanie jest oczywiście identyczne.

Pomiar absolutnej wartości przekroju czynnego daje w zasadzie na podstawie równań (27), (28) możliwość pomiaru szerokości zredukowanych poziomów wirtualnych, do których chwytny jest w strippingu nukleon lub wielkości F_{l_n} w przypadku stanu związanego jądra końcowego. Jednakże teoria Butlera z uwagi na poczynione w niej upraszczające założenia — jak się o tym przekonamy w następnym punkcie (d) — nie odaje dobrze absolutnych wartości przekrojów czynnych, stąd to jej zastosowanie jest na razie wątpliwe.

Wspomnę o jeszcze jednym zastosowaniu reakcji strippingu, nie wymagającej nota bene całej przedstawionej teorii. Mianowicie analizując energetycznie widmo rozpraszanych nukleonów i mierząc odpowiednie wartości Q^s (ob. równ. (22)) można wyznaczać energie poszczególnych poziomów wzbudzonych jądra końcowego.

(d) Dalszy rozwój teorii *

Po ukazaniu się pracy Butlera, dość skomplikowanej rachunkowo, być może nie pozbawionej błędów rachunkowych (wynik końcowy jest oczywiście bezbłędny, bo potwierdzony w innych pracach), pojawiły się prace, których autorowie pokazywali, jak w sposób prostszy od butlerowskiego można dojść do wyników Butlera, częściowo je uzupełniając (np. uwzględnienie wypadku chwycenia neutronu do poziomu wirtualnego). Należy tu praca R. Huby'ego [35], który przełożył rachunek Butlera na język macierzy rozproszeniowej, dalej wspomniana już praca R. H. Dalitza [27], który specjalnie dostosował rachunek do obliczania korelacji kątowych z następującym po schwyceniu neutronu promieniowaniem jądrowym (ob. niżej), wykazał, że rozproszone protony są niespolaryzowane (tzn. spin ich nie wykazuje żadnej orientacji przestrzennej) i wreszcie dowiódł, że domieszka stanu ^3D w funkcji deuteronowej jest bez znaczenia dla strippingu.

Obok prac stosujących metodę Butlera ukazały się prace stosujące inne metody. Tu wymienić należy wspomniane prace stosujące w strippingu przybliżenie Borna [21], [22], [23], [26] oraz pracę N. C. Francis'a i K. M. Watsona [36], w której przedyskutowano reakcję strippingu

* Nadal dla ustalenia uwagi mówię tu o reakcji (d, p) ; z wyjątkiem rozważań dotyczących efektu kulombowskiego wszystkie uwagi odnoszą się tak samo do reakcji (d, n) .

z punktu widzenia modelu optycznego jądra i uzyskano pewne osłabienie założeń teorii Butlera, wreszcie prace rozwijające dla strippingu metodę Lippmana-Schwingera [37], [38]. F. L. Friedman i W. Toboćman [39] oraz S. Yoshida [40] wyrażają przekrój czynny na stripping za pomocą przesunięć fazowych dla reakcji: neutron — jądro początkowe.

Pracą, która posunęła naprzód teorię strippingu, jest praca J. Horowitz i A. M. L. Messiah [41], w której zbadali oni wpływ oddziaływania pomiędzy protonem a jądrem początkowym. Uwzględnili oni mianowicie rozpraszanie elastyczne (tak zwane potencjałowe) protonów na jądrze początkowym i stwierdzili, że uwzględnienie tego rozpraszania powoduje 2—6-krotne zmniejszenie absolutnej wartości przekroju czynnego, daje mało zmieniony rozkład kątowy, wreszcie pociąga za sobą częściową polaryzację protonów [42] (w zgodzie z półklasyczną teorią H. C. N e w n s a [43]). To zmniejszenie wyjaśnia, dlaczego przy wyznaczaniu szerokości zredukowanej poziomów z zaobserwowanych absolutnych wartości przekroju czynnego na stripping (na podstawie równań (27) i (28) uzyskiwano na te szerokości wartości za małe. Wyjaśnia to również, dlaczego G. A b r a h a m [44], który dla stanów jednocząstkowych (por. poprzedni ustęp (c)) chwytanego neutronu oblicza absolutną wartość przekroju czynnego na stripping, otrzymuje za duże wartości tego przekroju. Jeżeli chodzi o polaryzację protonów, to dotychczas doświadczalnie jej nie badano.

Dużym niedostatkiem dotychczas przedstawionej teorii było zupełne zaniedbanie efektu kulombowskiego. Specjalnie temu zagadnieniu poświęcono kilka notatek [45], [46], których autorzy badali reakcję (d, n) używając zamiast fali płaskiej deuteronowej odpowiedniej funkcji kulombowskiej. Okazuje się, że kulombowska polaryzacja deuteronu nie ma większego znaczenia. Autorowie stwierdzają, że efekt kulombowski ma mały wpływ na przebieg reakcji (d, n) . Najpełniejszą pracą na ten temat jest praca J. Y o c c o z a [47], w której autor zbadał dla lekkich jąder (dla których $E_d > B - \epsilon_d$, gdzie B oznacza wysokość bariery kulombowskiej) zarówno reakcje (d, n) , jak i (d, p) , używając dla tej ostatniej również zamiast płaskiej fali protonowej odpowiedniej funkcji kulombowskiej. Efekt kulombowski przejawia się w pewnym spłaszczeniu rozkładów kątowych, zwłaszcza dla reakcji (d, p) , w znacznym (w niektórych przypadkach przeszło 10-krotnym) pomniejszeniu absolutnej wartości przekroju czynnego oraz w częściowej polaryzacji rozpraszanych nukleonów. Stosunkowo nieistotny wpływ efektu kulombowskiego na rozkład kątowy w strippingu (w każdym razie dla $E_d > B - \epsilon_d$) wyjaśnia, dlaczego z powodzeniem stosowano teorię Butlera dla reakcji wywoływanych przez deuterony o energii niższej od bariery kulombowskiej.

Zarówno efekt kulombowski, jak i oddziaływanie jądrowe protonu z jądrem uwzględnił w swojej pracy W. T o b o c m a n [48], stosując zmo-

dyfikowaną metodę Borna. Niedokładność metody Borna pochodzi stąd, że zastępujemy w niej funkcję falową deuteronu przez falę płaską, co szczególnie odbiega od rzeczywistości w obszarze wewnątrz jądra. Poza tym metoda ta, jeśli ją stosować konsekwentnie, wymaga znajomości funkcji falowej nukleonów wewnątrz jądra końcowego, której bez dalszych modelowych założeń nie mamy. Rozwiązanie tej trudności podane przez Tobocmana polega na zastąpieniu w metodzie Borna całkowania po całej przestrzeni przez całkowanie po przestrzeni zewnątrz jądra. Pojawiają się przy tym parametry, które można zinterpretować jako parametry rozproszeniowe nukleonów oddziałujących z końcowym jądrem. Ostatnio W. Tobocman i W. Kalos [49] donoszą o wykonywaniu rachunków numerycznych.

Ostatnio I. P. Grant [50] zajmuje się teorią strippingu uwzględniającą zarówno oddziaływanie nukleonu rozproszonego z jądrem tarczy oraz efekt kulombowski, jak i wpływ konkurencyjnego mechanizmu poprzez jądro złożone. W ogłoszonej pierwszej części pracy rozwija Grant schemat formalny teorii z pominięciem efektu kulombowskiego. W szczególności wykazuje on, że mechanizm poprzez jądro złożone, podobnie jak mechanizm strippingowy, daje niekoherentne przyczynki pochodzące od różnych momentów orbitalnych zaabsorbowanego nukleonu. Fakt, że prosta teoria strippingu Butlera jest w dobrej zgodności z doświadczeniem, wynika więc albo stąd, że udział mechanizmu poprzez jądro złożone jest znikomy, albo też być może stąd, że mechanizm ten daje podobny efekt, jak mechanizm strippingu.

W przypadku, gdy reakcja strippingu prowadzi do jądra końcowego w stanie wzbudzonym, następuje po strippingu emisja jakiejś cząstki, najczęściej kwantu gamma, która winna wykazywać pewien rozkład kątowy względem cząstek biorących udział w strippingu, czyli korelację kierunkową. Zagadnieniu temu poświęcono już kilka prac teoretycznych [51], [52], [53], [54], [55]. Okazuje się, że doświadczenia korelacyjne mogą dostarczyć dodatkowych informacji o spinach oraz o typie sprzężenia (LS -- JJ). Charakterystyczne dla strippingu jest to, że kierunek k (ob. rys. 3) jest osią symetrii rozkładu kąowego emitowanych cząstek (przy nieuwzględnieniu oddziaływania protonu z jądrem — ob. [54]) w odróżnieniu od potrójnego kaskadowego przejścia w przypadku procesu przebiegającego poprzez jądro złożone. Dotychczas nie uzyskano jeszcze wyraźnych wyników doświadczalnych dla omawianych tu korelacji kierunkowych. Wyniki takie byłyby ważne, bo pozwoliłyby jednoznacznie wyznaczyć spin jądra końcowego oraz dokładnie (z uwagi na człony interferencyjne) ocenić domieszkę różnych wartości l_n .

Reakcje typu strippingu

Procesami odwrotnymi do strippingu są procesy (p, d) , (n, d) przebiegające w ten sposób, że padający nukleon wrywa z jądra bombardowanego drugi nukleon i tworzy z nim razem deuteron (bez stadium jądra złożonego). Dla procesu tego przyjęła się nazwa procesu pickup.

Doświadczenia nad reakcją (n, d) dla dużej energii padających neutronów $E_n \sim 90$ MeV wykonywali J. H a d l e y i H. Y o r k [56] i stwierdzili, że deuterony są rozpraszane do przodu (połówkowa rozwartość kątowna np. dla tarczy C $\sim 25^\circ$ — 30°), a ich rozkład energetyczny ma maksimum dla $E_d \sim 60$ — 65 MeV (dla C). Mechanizm pickup tego procesu został zasugerowany przez G. F. C h e w a i M. L. G o l d b e r g e r a [57], którzy w swej pracy teoretycznej uzyskali wyjaśnienie wyników Hadleya i Yorka (por. też [58]). Dla tych wysokich energii jądro jest prawie przezroczyste dla neutronów, które oddziałują z indywidualnymi nukleonami jądra. Prawdopodobieństwo procesu pickup jest głównie wyznaczone przez prawdopodobieństwo, że jeden z protonów w jądrze ma odpowiedni pęd, by biec dalej z pierwotnym neutronem tworząc z nim deuteron. Dla energii padających neutronów przewyższającej ~ 300 MeV już jest mało prawdopodobne, by pierwotny neutron natrafił w jądrze na proton o dostatecznie dużym pędzie. Zaczyna wtedy przeważać tak zwany proces pickup niewprost, zasugerowany przez B. H. B r a n s d e n a [59], polegający na tym, że pierwotny neutron w zderzeniu z drugim nukleonem jądra tarczy przekazuje mu część swego pędu, a dopiero ten drugi nukleon zderza się z trzecim, by z nim razem utworzyć deuteron i opuścić jądro. Ten mechanizm mógłby wyjaśnić powstawanie deuteronów w gwiazdach kosmicznych (500—1000 MeV).

Nadzwyczaj interesujące wydają się doniesienia W. S e l o v e 'a [60] o wykonywaniu doświadczeń pickup za pomocą protonów o energii około 100 MeV i obliczaniu z rozkładu kątownego powstających deuteronów gęstości nukleonów w jądrze (uzyskał on pewne wskazówki o konfiguracji alfowej nukleonów). O podobnych doświadczeniach dla energii padających nukleonów ~ 300 MeV komunikują ostatnio W. N. H e s s i B. J. M o y e r [61] (ich wyniki potwierdzają mechanizm pickup niewprost Bransdena). Zarówno oni, jak i referujący podobną pracę na zeszłorocznej konferencji jądrowej w Glasgow A. C. H e l m h o l t z donoszą o zaobserwowanym zagęszczeniu neutronów na powierzchni jąder. Przed badaniami typu strippingu otwierają się więc bardzo ciekawe nowe możliwości.

Od niedawna zaczęto badać doświadczalnie proces „pickup“ dla średnich energii z punktu widzenia teorii Butlera (ob. np. [62]). Teoria jest tu analogiczna do teorii strippingu (ob. np. [38], [63], [64]). Jest ona jednak zbyt techniczna, bo przekrój czynny na reakcję pickup można natychmiast uży-

skąć z przekroju czynnego na reakcję strippingu za pomocą twierdzenia o wzajemności dla reakcji jądrowych (ob. np. [24]) *. Uzyskane wyniki w pełni zgadzają się z teorią Butlera.

Przy omawianiu zmodyfikowanej metody Borna zastosowanej przez Tobocmana wspomniałem, że można wykonać całkowanie po całej przestrzeni, występujące w bornowskim wyrażeniu na przekrój czynny przy przyjęciu określonego modelu jądra. Zakładając model powłokowy dla jądra ${}^9\text{Be}$, poparty doświadczeniami foto- i elektrodezintegracji, można dokładnie obliczyć przybliżenie Borna dla reakcji ${}^9\text{Be}(p, d) {}^8\text{Be}$ uzyskując zgodność z doświadczalnym rozkładem kątowym przy za dużej wartości absolutnej przekroju czynnego [65]. Występujący tu konkurencyjny proces dezintegracji kulombowskiej jąder ${}^9\text{Be}$ został obliczony przez J. Sawickiego [66].

Procesem zupełnie podobnym do procesu pickup jest proces (d, t) . Teorię tego procesu — analogiczną do teorii Butlera — podał H. C. Newns [67] (por. też [68]). Uzyskany teoretyczny rozkład kątowy zgadza się z doświadczalnym [28e]. Okazuje się, że rozkład ten jest mało czuły na dobór wewnętrznej funkcji falowej trytu. Reakcja odwrotna (t, d) znalazła zastosowanie w produkcji deuteronów o wysokiej energii (320 MeV) [70].

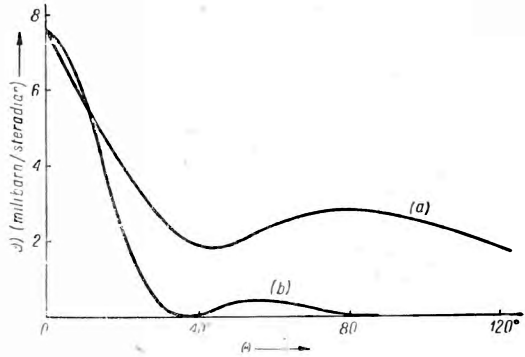
Obok reakcji, w których bierze udział deuteron, okazało się, że i inne reakcje wykazują mechanizm strippingowy. Na przykład K. F. Chakett i J. H. Fremlin [70] wykonali doświadczenia, w których uzyskanymi z cyklotronu jonami ${}^{14}\text{N}^{6+}$ o energii około 50 MeV bombardowali tarczę aluminiową ${}^{27}\text{Al}$ i stwierdzili, że powstają przy tym jądra ${}^{13}\text{N}$ rozpraszane w swej przewodzie do przodu, co wskazuje na strippingowy mechanizm reakcji.

Inną reakcją mogącą wykazywać mechanizm strippingowy, a dokładniej mówiąc — mechanizm pickup, jest reakcja (n, t) . Takiej reakcji pickup należy się spodziewać przy bombardowaniu neutronami jąder, w których skład wchodzi luźno związany deuteron. Takim jądrem jest ${}^6\text{Li}$, dla którego energia wiązania deuteronu wynosi zaledwie 1,48 MeV. Przyjawszy dla jądra ${}^6\text{Li}$ model cząstki alfa plus deuteron można stosując przybliżenie Borna podobnie jak w [65] wylczyć przekrój czynny na reakcję ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ [71]. Uzyskany rozkład kątowy (ob. rys. 13) zgadza się z rozkładem doświadczalnym [72] z wyjątkiem dużych kątów, gdzie dochodzi do głosu tło mechanizmu poprzez jądro złożone. Również otrzymane teoretycznie wartości absolutne przekroju czynnego zgadzają się nieźle z danymi doświadczalnymi. Tak w tym przypadku, jak i w przypadku reakcji ${}^9\text{Be}(p, d){}^8\text{Be}$

* Dla wysokich energii nie można w ten sposób obliczyć przekroju czynnego na proces pickup z teorii Serbera. W strippingu powstaje bowiem jądro wysoce wzbudzone, w procesie zaś pickup jądro początkowe jest w stanie podstawowym.

okazuje się, że poprzez badanie reakcji typu strippingu można uzyskać potwierdzenie dla prostych modeli jądrowych.

Z uwagi na słabe wiązanie deuteronu w jądrze ${}^6\text{Li}$ można spodziewać się reakcji strippingowych (${}^6\text{Li}, {}^4\text{He}$) lub (${}^6\text{Li}, d$). Zaobserwowanie takiej reakcji byłoby dalszym potwierdzeniem modelu „cząstka alfa plus deuteron“ jądra ${}^6\text{Li}$ oraz dałoby informacje o stanie, w jaki chwywany jest deuteron lub cząstka alfa jądra ${}^6\text{Li}$. Ten ostatni przypadek ważny dla badania modelu alfowego jąder. Jako przykład wymienię tu reakcję ${}^{14}\text{N}({}^6\text{Li}, {}^4\text{He}){}^{16}\text{O}$, zasugerowaną przez prof. A. S o ł t a n a. Dotychczas jak mi wiadomo, przy bombardowaniu deuteronami jąder ${}^{14}\text{N}$ nie zaobserwowano powstawania ${}^{16}\text{O}$. Wyzwała się bowiem przy tym duża energia (~ 21 MeV), która powoduje natychmiastowy rozpad tak wysoce wzbudzonego ${}^{16}\text{O}^*$. W przypadku proponowanej reakcji mógłby jednak powstać tlen ${}^{16}\text{O}$ w stanie podstawowym, bo nadmiar energii mógłby wynieść cząstka alfa.



Rys. 13. Rozkład kątowy trytów z reakcji ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$. (a) — krzywa doświadczalna; (b) — krzywa teoretyczna (wartości względne). Energia padających neutronów $E = 14$ MeV [71]

Literatura

1. R. Huby, Progress in Nuclear Physics, London, 3, 177 (1953).
2. Z. Wilhelmi, Materiały z konferencji fizyków w Spale 1954 r., PWN.
3. J. Dąbrowski, Materiały z konferencji fizyków w Spale 1954 r., PWN.
4. R. Serber, Phys. Rev., 72, 1008 (1947).
5. J. R. Oppenheimer, M. Phillips, Phys. Rev., 48, 500 (1935).
6. E. O. Lawrence, E. McMillan, R. L. Thornton, Phys. Rev., 48, 493 (1935).
7. H. A. Bethe, Phys. Rev., 53, 39 (1938).
8. G. M. Volkoff, Phys. Rev., 57, 866 (1940).
9. A. C. Helmholtz, E. McMillan, D. C. Sewel, Phys. Rev., 72, 1003 (1947).
10. W. W. Chupp, E. Gardner, T. B. Taylor, Phys. Rev., 73, 742 (1948).
11. D. C. Peaslee, Phys. Rev., 74, 1001 (1948).
12. A. J. Allen, J. F. Nechaj, K. H. Sun, B. Jennings, Phys. Rev., 81; 533 (1951).
13. B. L. Cohen, Phys. Rev., 81, 632 (1951).
14. B. L. Cohen, C. E. Falk, Phys. Rev., 84; 173 (1951).
15. S. M. Dancoff, Phys. Rev., 72, 1017 (1947).
16. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev., 47, 845 (1935).

17. C. J. Mullin, E. Guth, *Phys. Rev.*, **82**, 141 (1951).
18. Л. Ландау, Е. Лифшиц, *Ж. Э. Т. Ф.* **18**, 750 (1948).
19. H. B. Burrows, W. H. Gibson, J. Rotblat, *Phys. Rev.*, **80**, 1095 (1950).
20. S. T. Butler, *Proc. Roy. Soc.*, **A208**, 559 (1951).
21. P. B. Ditch, J. B. French, *Phys. Rev.*, **87**, 900 (1952).
22. N. Austern, *Phys. Rev.*, **89**, 318 (1952).
23. E. Gerjuoy, *Phys. Rev.*, **91**, 645 (1953).
24. L. Schiff, *Quantum Mechanics*, New York 1949.
25. J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, New York 1952.
26. A. B. Bhatia, K. Huang, R. Huby, H. C. Newns, *Phil. Mag.*, **43**, 485 (1952).
27. R. H. Dalitz, *Proc. Phys. Soc.*, **A66**, 23 (1953).
28. J. R. Holt, T. N. Marsham, *Proc. Phys. Soc.*, **A66**, 249 (1953a); 258 (1953b); 467 (1953c), 565 (1953d), 1032 (1953e).
29. R. Middleton, F. A. El-Bedewi, C. T. Tai, *Proc. Phys. Soc.*, **A66**, 95 (1953).
30. H. M. Jongerius, F. P. G. Valckx, F. M. Endt, *Physica*, **20**; 29 (1954).
31. J. Pniewski, *Postępy Fizyki*, **4**, 151 (1953).
32. H. A. Bethe, S. T. Butler, *Phys. Rev.*, **85**, 1045 (1952).
33. S. T. Butler, *Phys. Rev.*, **88**, 685 (1952).
34. J. S. King, W. C. Parkinson, *Phys. Rev.*, **88**, 141 (1952).
35. R. Huby, *Proc. Roy. Soc.*, **A215**, 385 (1952).
36. N. C. Francis, K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **93**, 355 (1954).
37. Y. Fujimoto, S. Hayakawa, K. Nishijimo, *Progr. Theor. Phys.*, **10**, 113 (1953).
38. E. Clementel, *Nuovo Cim.*, **11**, 412 (1954).
39. F. L. Friedman, W. Tobočan, *Phys. Rev.*, **92**; **93** (1953).
40. S. Yoshida, *Progr. Theor. Phys.*, **10**, 1 (1953).
41. J. Horowitz, A. M. L. Messiah, *J. Phys. Rad.*, **14**, 695 (1953).
42. J. Horowitz, A. M. L. Messiah, *J. Phys. Rad.*, **14**, 731 (1953).
43. H. C. Newns, *Proc. Phys. Soc.*, **A66**, 477 (1953).
44. G. Abraham, *Proc. Phys. Soc.*, **A67**, 273 (1954).
45. N. Austern, S. T. Butler, *Phys. Rev.*, **95**, 605 (1954).
46. S. T. Butler, N. Austern, *Phys. Rev.*, **93**; 355 (1954).
47. I. Yoccoz, *Proc. Phys. Soc.*, **A67**, 813 (1954).
48. W. Tobočan, *Phys. Rev.*, **94**, 1655 (1954).
49. W. Tobočan, W. Kalos, *Phys. Rev.*, **95**, 605 (1954).
50. I. P. Grant, *Proc. Phys. Soc.*, **A67**, 981 (1954).
51. G. R. Satchler, J. A. Spiers, *Proc. Phys. Soc.*, **A65**, 980 (1952).
52. J. L. Gallaher, W. B. Cheston, *Phys. Rev.*, **88**, 684 (1952).
53. L. C. Biedenharn, K. Boyer, R. A. Charpie, *Phys. Rev.*, **88**, 517 (1952).
54. J. Horowitz, A. M. L. Messiah, *J. Phys. Rad.*, **15**, 142 (1954).
55. G. R. Satchler, *Proc. Phys. Soc.*, **A66**, 1081 (1953), **A61**; 471 (1954).
56. J. Hadley, H. York, *Phys. Rev.*, **80**, 345 (1950).
57. G. F. Chew, M. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **77**, 470 (1950).
58. J. Heidmann, *Phys. Rev.*, **80**, 171 (1950).
59. B. H. Bransden, *Proc. Phys. Soc.*, **A65**, 738 (1952).
60. W. Selove, *Phys. Rev.*, **92**, 1328 (1953); **95**, 663 (1954).
61. W. N. Hess, B. J. Moyer, *Phys. Rev.*, **96**, 859 (1954).
62. J. Benveniste, B. Cork, *Phys. Rev.*, **89**, 422 (1953).
63. M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **91**, 398 (1953).

64. B. J. Malenka, *Phys. Rev.*, **92**, 516 (1953).
65. J. Dąbrowski, J. Sawicki, *Nuovo Cim.*, **12**, 293 (1954).
66. J. Sawicki, *Acta Phys. Pol.*, w druku.
67. H. C. Newns, *Proc. Phys. Soc.*, **A65**, 916 (1952).
68. S. T. Butler, E. E. Salpeter, *Phys. Rev.*, **89**, 891 (1953).
69. J. Ise Jr., R. V. Pyle, *Rev. Sci. Instr.*, **25**, 637 (1954).
70. K. F. Chackett, J. H. Fremlin, *Phil. Mag.*, **45**, 735 (1954).
71. J. Dąbrowski, J. Sawicki, *Phys. Rev.*, **97**, 1002 (1954).
72. G. M. Frye, *Phys. Rev.*, **93**, 1086 (1954).

Mieczysław Subotowicz
Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej

Fotoemisja z półprzewodników a ich struktura energetyczna i niektóre procesy kinetyki elektronów

Uwagi wstępne

W fizyce ciała stałego wykształciły się dwa sposoby opisywania zjawisk: jeden operuje modelem przestrzennym sieci krystalicznej lokalizując mikroprocesy przestrzennie, drugi — opierający się i wychodzący z mechaniki falowej a prowadzący do tzw. modelu pasmowego — opisuje przede wszystkim stan energetyczny elektronów w kryształach.

Oba te obrazy, będące w istocie pewnymi przybliżeniami rzeczywistości, uzupełniają się nawzajem.

Uwagi nasze będą raczej dotyczyły obrazu energetycznego ciała stałego, chociaż w paru miejscach opiszemy zjawiska w języku modelu przestrzennego.

Zewnętrzne zjawisko fotoelektryczne stanowi cenną metodę badania struktury energetycznej ciała stałego. Z drugiej strony — poważny rozwój fizyki ciała stałego w ciągu ostatnich kilkunastu lat pozwala coraz lepiej zrozumieć wiele faktów nie znajdujących należytego wyjaśnienia w dotychczasowych teoriach zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego, odkryte przed bez mała 70-ciu laty.

Fotoemisja stała się poważnym narzędziem badania współdziałania między promieniowaniem a ciałem stałym, pozwalając nie tylko określić zasadnicze parametry energetyczne ciała stałego, ale i wyciągnąć wnioski bardziej ogólne. Dotyczą one obecności oraz gęstości stanów powierzchniowych w metalach i półprzewodnikach, wzajemnego położenia poziomów i pasm energetycznych ciał stałych, struktury pasmowej związków intermetalicznych, potencjałów kontaktowych, ekscytonowego mechanizmu wzbudzenia fotoelektrycznego itd.

W dalszym ciągu zajmiemy się zjawiskiem fotoelektrycznym zewnętrznym uwzględniając przede wszystkim nowsze wyniki badań doświadczalnych nad izolatorami i półprzewodnikami. Literatura naszego zagadnienia obejmuje kilkadziesiąt publikacji z okresu ostatnich pięciu lat; warto zara-

zem zauważyć, że zakres stosowalności omawianej metody stale się rozszerza.

Przejdziemy obecnie do scharakteryzowania metody i dyskusji wyników.

Podstawowe metody eksperymentalne

Wiele właściwości fotokatod opisują ich charakterystyki prądowo-napięciowe (pośrednio — rozkład fotoelektronów wylatujących z katody według prędkości) oraz krzywe wydajności kwantowej jako funkcji długości fali lub charakterystyki prądowo-spektralne (zależność fotoprądu od długości fali padającego na katodę światła traktowanego jako monoenergetyczne dla całego badanego obszaru widma). Te dwa rodzaje charakterystyk nie wyczerpują oczywiście pełnego obrazu działania fotokatody. Dla wielu celów istotna jest na przykład znajomość optycznych parametrów katody, jej współczynniki załamania, absorpcji, odbicia wyrażone jako funkcje długości fali padającego promieniowania. Informacje o temperaturowej zależności pewnej funkcji wyrażenia $h\nu/kT$ (teoria Fowlera [1]) pozwalają wyznaczyć tak ważny parametr jak próg fotoelektryczny katody.

Zajmiemy się przede wszystkim metodami pomiaru energii kinetycznej fotoelektronów, emitowanych z badanej fotokatody, gdyż rozkład energetyczny prowadzi nie tylko do określenia granicy długofalowej zjawiska fotoelektrycznego i pracy wyjścia, ale także dostarcza informacji o gęstości i rozkładzie stanów energetycznych fotokatody.

Istnieją trzy zasadnicze metody pomiaru energii kinetycznej fotoelektronów: 1) metoda odchylenia w polu magnetycznym, 2) metoda pola hamującego w kondensatorze płaskim lub kulistym, 3) metoda ogniskowania radialnym polem elektrycznym w kondensatorze cylindrycznym.

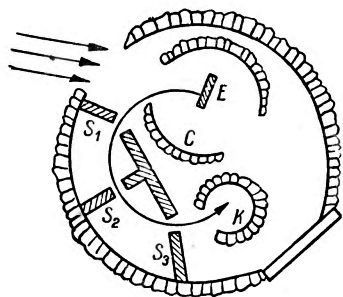
1) Metodę pola magnetycznego zastosowano do pomiaru rozkładu prędkości fotoelektronów stosunkowo dawno, np. C. R a m s a u e r [2], K l e m p e r e r [3], W o l f [4], i inni.

Cylinder pomiarowy (rys. 1) umieszczamy w polu magnetycznym, prostopadłym do płaszczyzny rysunku. Fotoelektrony, wysłane przez emiter E , a posiadające odpowiednią prędkość przebywają przy danym polu magnetycznym drogę między szczelinami S_1, S_2, S_3 i zbierane są w kolektorze K , połączonym z układem pomiarowym (elektrometr, lampa elektrometryczna). Krzywa zależności rejestrowanego prądu od natężenia pola magnetycznego wyraża bezpośrednio rozkład prędkości fotoelektronów. Fakt ten stanowi niewątpliwą zaletę metody*.

* Komora K l e m p e r e r a (rys. 1) umożliwia dokonanie pomiaru także metodą pola hamującego; rolę kolektora spełnia wtedy osłona C .

Omawiana metoda posiada duże wady, które ograniczają jej dokładność:

a) zbyt słabe prądy zmuszają do poszerzenia szczelin, co zmniejsza zdolność rozdzielczą układu,



Rys. 1. Schemat komory Klemperera do pomiaru rozkładu prędkości fotoelektronów w polu magnetycznym lub elektrycznym.

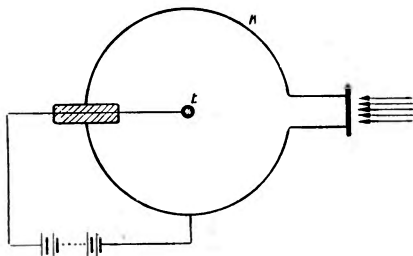
S_1, S_2, S_3 — szczeliny
 C — kolektor do pomiaru metodą pola hamującego
 K — kolektor do pomiaru w polu magnetycznym
 E — emiter (fotokatoda)

potencjału hamującego jedynie składowa prędkości elektronu normalna do powierzchni kolektora K . W ten sposób otrzymana krzywa dotyczy jedynie normalnej składowej prędkości.

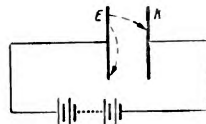
b) elektrony o mniejszej lub większej prędkości niż ta na którą układ jest nastawiony, mogą po wielokrotnym odbiciu od ścianek komory dotrzeć do kolektora K . Okoliczność ta jest szczególnie niesprzyjająca, gdy liczba elektronów w strumieniu biegnącym poprzez szczeliny jest mała (co zachodzi dla prędkości maksymalnych i bliskich zeru).

Dlatego uzyskane tą metodą krzywe reprezentują najdokładniej rozkład prędkości w obszarze średnich energii fotoelektronów.

2) W metodzie pola hamującego rolę układów pomiarowych spełniają kondensatory płaskie lub kuliste (ryc. 2a, b). Kształt charakterystyki prądowo-napięciowej zależy tu od kształtu i wzajemnego rozmieszczenia emitera i kolektora. Przy użyciu kondensatora płaskiego czynna jest w pokonywaniu



Rys. 2a. Kondensator kulisty do pomiaru rozkładu prędkości metodą pola hamującego (elektrycznego). E , K — emiter i kolektor



Rys. 2b. Kondensator płaski do pomiaru rozkładu prędkości metodą pola hamującego. E — emiter, K — kolektor

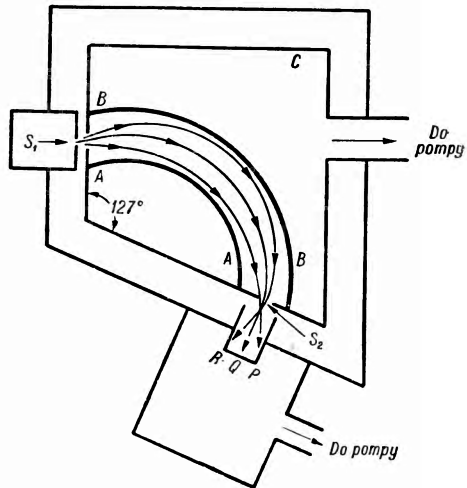
Zastosowanie kondensatora kulistego (rys. 2a) umożliwia uzyskanie krzywej pełnego rozkładu energii elektronów, niezależnie od kierunku

emitowanych fotoelektronów. Przy precyzyjnych pomiarach z kondensatorem kulistym można bowiem zaniedbać błędy w rozkładzie energetycznym, związane z nieradialnym kierunkiem ruchu elektronów do kolektora. Przy odpowiedniej geometrii emitera i kolektora błędy te wynoszą ok. 2% całkowitego pola hamującego.

Dla uzyskania rozkładu prędkości fotoelektronów trzeba różniczkować krzywe prądowo-napięciowe.

3) Metoda ogniskowania radialnym polem elektrostatycznym (Hughes, Rojansky, Mc Millan [5], [6]) jest w swojej realizacji analogiczna do metody Ramsauera pola magnetycznego. Mimo szeregu zalet w porównaniu z poprzednimi metoda ta nie znalazła szerszego zastosowania przy analizie prędkości fotoelektronów.

W wersji zaproponowanej przez Hughesa - Rojanskiego [5] metoda kondensatora cylindrycznego polega na wykorzystaniu ogniskującego działania radialnego pola elektrostatycznego. Elektrony wylatujące z pewną jednakową prędkością średnią są ogniskowane w kondensatorze cylindrycznym $A-B$ (rys. 3) po przebyciu kąta $127^{\circ}17'$, nawet gdy kierunki ich prędkości są nieco różne.



Rys. 3. Schemat układu pomiarowego metodą ogniskowania radialnym polem elektrostatycznym w kondensatorze cylindrycznym.

S_1 — szczelina wejściowa

S_2 — szczelina wyjściowa

$A-B$ — kondensator cylindryczny

C — ściany komory

R, Q, P — ślady elektronów w kolektorze

Uwagi ogólne o zjawisku fotoelektrycznym zewnętrznym z półprzewodników

Zewnętrzne zjawisko fotoelektryczne z katod metalicznych różni się w sposób istotny od analogicznego zjawiska na katodach półprzewodnikowych. Różnica ta polega przede wszystkim na niejednakowych wartościach termoelektrycznej i fotoelektrycznej pracy wyjścia dla półprzewodników; związane to jest ze znacznie bardziej skomplikowaną strukturą energetyczną półprzewodników niż metali. Jak wiadomo, w metalach termoelektryczna praca wyjścia χ pokrywa się (przy zaniedbaniu zależności od temperatury) z głębokością (w sensie energetycznym) poziomu Fermiego (ina-

czej — potencjału elektrochemicznego mierzonego w jednostkach energii) E_0 , wziętego z ujemnym znakiem:

$$\chi = -E_0 \quad (1)$$

Maksymalna energia kinetyczna fotoelektronów z katody metalicznej, na którą pada promieniowanie o częstości ν , będzie zatem równa:

$$\left(\frac{m \cdot v^2}{2}\right)_{max} = h\nu - \chi. \quad (2)$$

Niech praca wyjścia metalu, z którego jest sporządzony kolektor, będzie równa χ_u . Różnica potencjałów kontaktowych metalu kolektora i fotokatody jest więc $\chi_u - \chi$. Jeżeli zewnętrzną różnicę potencjałów niezbędną dla zahamowania najszybszych elektronów w metodzie pola hamującego oznaczymy przez V_{zk} , to spełnione będzie następujące równanie:

$$\left(\frac{1}{2}mv^2\right)_{max} = e \cdot V_{zk} + (\chi_u - \chi). \quad (3)$$

Przyrównując (3) i (2) otrzymamy:

$$V_{zk} = \frac{1}{e}(h\nu - \chi_u). \quad (4)$$

Widzimy więc, że położenie końca krzywej hamowania przy danym ν i danym kolektorze χ_u nie zależy od pracy wyjścia metalicznej fotokatody. Jest to istotna własność metody pola hamującego.

W przypadku metalicznego emitera i kolektora sytuację należy ilustrować rys. 4. Z rysunku widać, że $eV_z = h\nu - \chi = eV_{zk} + (\chi_k - \chi)$, skąd otrzymujemy wyrażenie (4): $V_{zk} = \frac{1}{2}(h\nu - \chi_u)$.

Dokonyamy identycznego eksperymentu, zamieniając fotokatodę metaliczną półprzewodnikiem samoistnym. Szerokość wzbronionego pasma półprzewodnika jest ΔE , zaś termoelektryczną pracę wyjścia oznaczymy przez χ' . Niech odległość od górnego brzegu pasma podstawowego do poziomu potencjału elektrochemicznego (poziomu Fermiego) wynosi δ . Ponieważ w półprzewodniku samoistnym potencjał elektrochemiczny przebiega po środku obszaru wzbronionego, więc $\delta = \Delta E/2$. Fotoelektryczna praca wyjścia z półprzewodnika samoistnego równa jest $\chi' + \Delta E/2$. Potencjał odpowiadający maksymalnej prędkości fotoelektronu wyrwanego z półprzewodnika przez kwant $h\nu$ oznaczymy przez V'_z , zaś — przez V'_{zk} — zewnętrzną różnicę potencjałów, niezbędną dla zahamowania najszybszych elektronów w metodzie pola hamującego.

$$\left(\frac{1}{2}mv^2\right)_{max} = h\nu - (\chi' + \delta) = eV'_z = eV'_{zk} + (\chi_u - \chi').$$

Stąd mamy:

$$eV'_{zk} = h\nu - \chi_u - \delta. \quad (5)$$

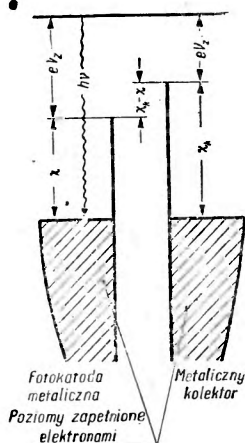
Ale

$$h\nu - \chi_u = eV_{zk},$$

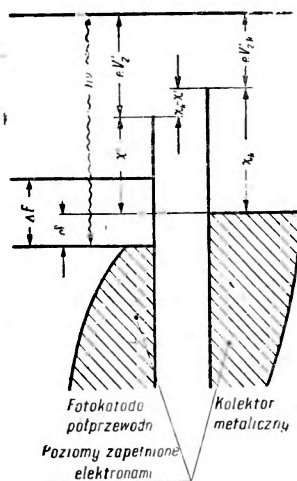
czyli:

$$e(V'_{zk} - V_{zk}) = -\delta \text{ lub } e(V_{zk} - V'_{zk}) = \delta = \frac{\Delta E}{2}, \quad (6)$$

gdzie V_{zk} oznacza potencjał, przy którym byłyby zahamowane najszybsze elektrony, gdyby emiter był metaliczny.



Rys. 4. Pomiar rozkładu energetycznego fotoelektronów metodą kondensatora kulistego; schemat energetyczny. Fotokatoda i kolektor sporządzone z metalu. Napięcie hamujące V_{zk} nie zależy od pracy wyjścia emitera.



Rys. 5. Pomiar rozkładu energetycznego fotoelektronów metodą kondensatora kulistego; schemat energetyczny. Fotokatoda jest półprzewodnikiem samoistnym, kolektor — sporządzony z metalu. Napięcie hamowania najszybszych elektronów zależy nie tylko od częstości padającego promieniowania oraz rodzaju kolektora, ale i od własności energetycznych półprzewodników emitera.

Opisane stosunki ilustruje rys. 5. Według równania (6) mamy więc

$$e \cdot V'_{zk} = e \cdot V_{zk} - \Delta E/2. \quad (7)$$

Z równania (5) widać, że potencjał, przy którym zostaną zahamowane najszybsze elektrony, zależy nie tylko od częstości padającego promieniowania oraz pracy wyjścia metalicznego kolektora, ale i właściwości ener-

getycznych półprzewodnikowej fotokatody (w przypadku półprzewodnika samoistnego — od połowy szerokości pasma wzbronionego).

Kładąc dla najwolniejszych fotoelektronów $\left(\frac{m \cdot v^2}{2}\right)_{max} = 0$, obliczymy łatwo granicę długofalową zjawiska fotoelektrycznego:

$$h\nu_0 = \chi' + \delta. \quad (8)$$

W ten sposób metoda pola hamującego w przypadku fotokatody półprzewodnikowej prowadzi do obliczenia ważnego parametru energetycznej struktury półprzewodnika: szerokości jego pasma wzbronionego ΔE (dla półprzewodnika samoistnego).

Obecnie zatrzymamy się krótko nad kształtem krzywych hamowania. Rozpatrzmy trzy przypadki dla fotokatody metalicznej, kiedy $\chi = \chi_u$, oraz trzy przypadki dla fotokatody półprzewodnikowej, kiedy stanowi ją półprzewodnik samoistny, nadmiarowy i niedmiarowy.

Wykreślając zależność gęstości stanów kwantowych dZ/dE od energii elektronów E dla metalu i półprzewodnika przy jednakowych termoelektrycznych pracach wyjścia $\chi = -E_0$, możemy łatwo zorientować się w przyczynach różnego kształtu krzywych hamowania. Gęstość stanów kwantowych w pasmie przewodnictwa $dZ/dE = n(E)$ rośnie wraz z energią zarówno dla metali jak i półprzewodników. Natomiast w pasmie podstawowym — gęstość stanów kwantowych dZ/dE maleje dla półprzewodników w miarę zbliżania się do granicy pasma E_2 .

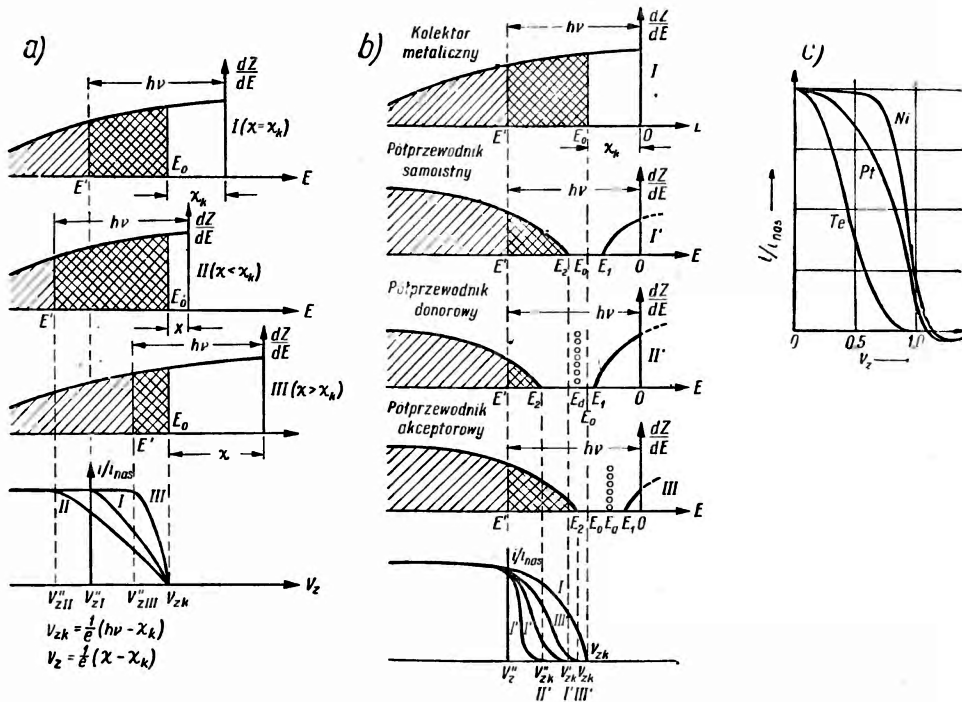
Przyjmijmy, że zjawisko fotoelektryczne zachodzi w metalu i półprzewodniku pod wpływem kwantów o tej samej energii $h\nu$. W przypadku metalu — będą wyrwane fotoelektrony o energii w przedziale od E' do E_0 , natomiast w przypadku półprzewodnika — o energii od E' do E_2 (rys. 6). Przedział energii kinetycznych fotoelektronów będzie dla katody metalicznej szerszy niż dla półprzewodnikowej; z tego powodu krzywe hamowania $i_f(V_z)$ będą dla metali odpowiadały większemu przedziałowi potencjałów hamujących V_z niż dla półprzewodników.

Jeżeli chodzi o przebieg krzywej hamowania, to należy spodziewać się, że — ze względu na kształt krzywej gęstości stanów energetycznych dla półprzewodników w pobliżu górnej granicy pasma podstawowego — krzywa hamowania będzie zbliżać się do osi napięcia jako styczna. Przyczyną tego jest fakt zmniejszania się dZ/dE z rosnącym E w pasmie podstawowym półprzewodników. Dlatego krzywa hamowania dla półprzewodników będzie miała kształt taki jak na rys. 6b (krzywa „wklęsła“).

Dla fotokatod metalicznych, gdzie krzywa hamowania przecina oś napięcia pod określonym kątem, liczba elektronów o energii $E + h\nu$ rośnie wraz z energią E , gdyż dZ/dE rośnie wraz z E (rys. 6a). Krzywe hamowania $i_f(V_z)$ dla metali przedstawione są na rys. 6a. Są one „wypukłe“. Charakter

analogicznych krzywych dla pierwiastków lub substancji intermetalicznych (As, Sb, Bi) powinien być pośredni.

Przewidywania te o kształcie krzywych hamowania potwierdza w zupełności eksperyment (rys. 6c), chociaż jakościowy charakter powyższych wywodów nie uwzględnia szeregu czynników, które mogą zmodyfikować przebieg krzywych hamowania.



Rys. 6a. W metalach gęstość stanów kwantowych w pasmie przewodzenia rośnie wraz z energią w miarę zbliżania się do poziomu Fermiego E_0 .

χ — praca wyjścia metalicznej fotokatody,
 χ_k — praca wyjścia metalicznego kolektora.

(we wszystkich przypadkach mamy jednakowy kolektor i oświetlamy fotokatodę promieniowaniem o jednakowej energii $h\nu$). Położenie końca krzywej hamowania V_{zk} nie zależy od pracy wyjścia metalicznej fotokatody. V_z'' — początkowy punkt spadku krzywej hamowania, odpowiadającej elektronom o najmniejszych energiach.

b. Przyjmujemy, że zjawisko fotoelektryczne zachodzi z podstawowego pasma półprzewodnika, zarówno — samoistnego, jak i donorowego lub akceptorowego. Strumień fotoelektr. z pasma przewodzenia półprzewodników jest znikomo mały. Dlatego najwyższy poziom wzbudzenia fotoelektronów E_2 nie pokrywa się w półprzewodnikach z potencjałem elektrochemicznym E_0 (poziom Fermiego). Na rysunku poziom E_0 wszystkich półprzewodników i kolektora jest jednakowy, podobnie jak padające na fotokatodę promieniowanie $h\nu$. Położenie potencjału hamowania najszybszych fotoelektronów V_{zk} nie jest jednakowe i zależy od różnicy $E_0 - E_2 = \delta$. Gęstość stanów kwantowych w pasmie podstawowym półprzewodnika maleje w miarę zbliżania się do górnej granicy tego pasma E_2 .

c. Krzywe hamowania uzyskane z doświadczenia. Ich kształt dla metali i półprzewodników jest taki, jakiego należałoby się spodziewać wg rys. 6a i 6b.

Fotoemisja a kinetyka niektórych procesów fizyko-chemicznych

Prócz struktury energetycznej — można z analizy fotoemisji poczynić pewne wnioski o kinetyce i wyniku niektórych procesów fizyko-chemicznych, jak zmiany fazy, przebieg aktywacji reagujących cząsteczek podczas katalizy kontaktowej, czy wreszcie — zjawiska aktywacji wydajnych fotokatod złożonych.

Badanie procesów elementarnych na drodze analizy fotoelektrycznej — aczkolwiek eksperymentalnie nieraz bardzo trudne — jest o tyle dogodne, że pozwala obserwować zjawiska w formie stosunkowo czystej. Zarazem zaś użyty indykator (promieniowanie widzialne lub bliska podczerwień czy ultrafiolet) nie zmienia w sposób istotny badanego obiektu, co stanowi ważny mankament wielu innych metod. Opanowanie odpowiedniej techniki pomiarów oraz interpretacja otrzymanych metodą fotoelektryczną wyników znajdują się jednak dopiero w fazie początkowej.

S u h r m a n n i D e h m e l t [7] badali zmiany termo- i fotoelektrycznych stałych emisyjnych fotokatody cezowo-srebrowej podczas aktywacji w miarę wzrostu temperatury. Potwierdzono także dla procesu aktywacji znany fakt mniejszej wartości termoelektrycznej pracy wyjścia od wartości fotoelektrycznej pracy wyjścia. Prześledzenie zmian pracy wyjścia w czasie aktywacji termicznej daje wgląd w proces formowania warstwy światłoczułej fotokatody złożonej. Okazuje się, że istnieje możliwość spowodowania zmian stałych termoemisji podczas aktywacji — do zmian stałych fotoemisji; te ostatnie są uwarunkowane fizyko-chemiczną strukturą powierzchni fotokatody.

Mierzone fotoelektrycznie zmiany pracy wyjścia elektronu z powierzchni metalicznych, spowodowane adsorpcją obcych cząsteczek, mogą stanowić cenną metodę badania adsorpcji (jak to pokazał S u h r m a n n [8] w serii ostatnio opublikowanych prac. Metodę tę można zastosować także i do półprzewodników.

Dzięki dużemu powinowactwu elektronowemu powierzchni metali oraz znacznej ruchliwości elektronów metali, w procesie adsorpcji występuje współdziałanie elektronów obcej cząsteczki z elektronami metalu. To współdziałanie jest silniejsze dla cząsteczek słabiej wysyconych. Dla cząsteczek całkowicie wysyconych (H_2 lub O_2) występuje przy adsorpcji jedynie wiązanie poprzez siły Van der Waalsa. Natomiast pojawienie się atomu wodoru H na powierzchni metalu (rys. 7) prowadzi do silnego współdziałania jedyne go elektronu atomu wodoru z elektronami metalu; w rezultacie wzrasta koncentracja elektronów przy powierzchni metalu, dzięki czemu maleje praca wyjścia. Atom tlenu „dąży“ do zabrania elektronu z powierzchni metalicznej; koncentracja elektronów przy po-

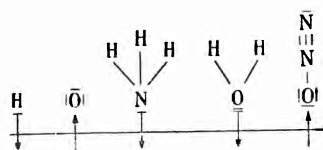
wierzchni maleje i w konsekwencji — praca wyjścia wzrasta. Cząsteczki NH_3 i H_2O zachowują się podobnie jak atom wodoru, zaś cząsteczka N_2O — jak atom tlenu. W przypadku N_2O atom O jest związany semipolarnie z cząsteczką N_2 (atom O wysyca jedno wiązanie atomu N cząsteczki N_2). Gdy atom O może otrzymać elektrony z metalu, wiązanie między O i N_2 zostaje osłabione i przy wystarczającym pobudzeniu termicznym może nastąpić wydzielenie cząsteczki N_2 z cząsteczki N_2O . Pozostały na powierzchni atom tlenu łączy się z drugim atomem tlenu, regenerując cząsteczkę O_2 , która opuszcza powierzchnię metalu. Omówiony mechanizm objaśnia katalityczny rozkład N_2O na katalizatorach metalicznych. Warto zauważyć, że adsorpcja N_2O w niskich temperaturach nie prowadzi do rozpadu cząsteczki, natomiast przez zmniejszenie koncentracji elektronów w pobliżu powierzchni — powoduje wzrost pracy wyjścia. Cząsteczki pierścieniowe (benzen, ftalocyanina), które posiadają łatwe do przesunięcia elektrony π powinny przy adsorpcji na metalach o dużym powinowactwie elektronowym prowadzić do obniżenia pracy wyjścia. Uwagi te w pełni potwierdza doświadczenie.

Metoda fotoemisji szczególnie dobrze nadaje się do badania rozkładu zaadsorbowanych cząsteczek i zmian właściwości emisyjnych adsorbenta wywołanych przez adsorpcję niewielkiej liczby obcych cząsteczek; własności te bowiem zależą w bardzo czuły sposób od liczby zaadsorbowanych cząsteczek.

Wywołany przy bombardowaniu elektronami powierzchni metalu wzrost fotoemisji objaśnia Suhrmann dysocjacją cząsteczek H_2 na atomy oraz usuwaniem atomów wodoru zaadsorbowanych na powierzchni. Atomy wodoru powodują na drodze wyżej omówionego mechanizmu obniżenie pracy wyjścia. Optymalnemu obsadzeniu powierzchni atomami H odpowiada maksymalna fotoemisja. Cząsteczki tlenu O_2 powodują niewielkie obniżenie fotoczułości powierzchni metalu aktywowanej atomami wodoru. Natomiast atomy tlenu O, wywołują gwałtowny spadek fotoemisji, zgodnie z omówionym mechanizmem. Podobnie podnoszą pracę wyjścia adsorbowane cząsteczki N_2O , obniżają zaś — cząsteczki NH_3 i H_2O . Zagadnienia te są obszernie omawiane w ostatniej pracy Suhrmanna i Sachtlera [24].

W ten sposób ze zmiany czułości fotoelektrycznej (lub pracy wyjścia) metali przez zaadsorbowane obce cząsteczki można wnioskować, jak cząsteczki siedzą na powierzchni oraz jak są rozmieszczone ich elektrony.

Warto w końcu zauważyć, że Suhrmann nie operuje w zreferowanej pracy modelem energetycznym ciała stałego. Wprowadzenie koncepcji



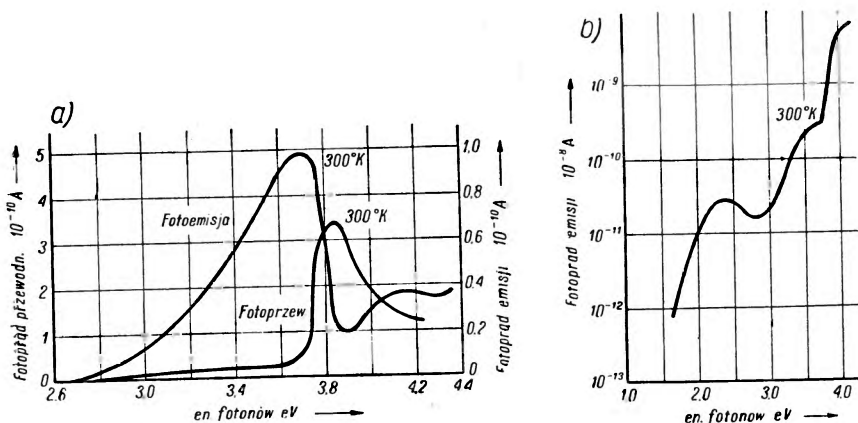
Rys. 7. Udział elektronów w procesie adsorpcji różnych cząsteczek na metalu

stanów powierzchniowych objaśnia łatwo mechanizm opisanych procesów na gruncie modelu pasmowego (patrz artykuł autora w *Postęпах Fizyki*, 5, 182, 1954).

Uwagi Suhrmanna o katalizatorach metalicznych można po zmodyfikowaniu przenieść na katalizatory półprzewodnikowe.

Badanie katod tlenkowych (BaO, SrO) metodą zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego

Katody tlenkowe są źródłem elektronów w niemal wszystkich lampach elektronowych. Emisja elektronów zachodzi na drodze termicznej (katody żarzone). Zrozumienie mechanizmu termoemisji, struktury katod (zwykle półprzewodnikowych) oraz procesów ich aktywacji dla zwiększenia wydajności posiada więc — prócz naukowego — duże znaczenie praktyczne. Kilka prac wykonanych w ciągu ostatnich paru lat w oparciu o metody rozpatrywane w niniejszym artykule, przynosi nowe informacje o budowie



Rys. 8a. Charakterystyka widmowa fotoprzewodnictwa i fotoemisji przy 300°K dla katody BaO nieaktywowanej

b. Spektralna charakterystyka fotoemisji przy 300°K dla aktywowanej katody BaO. Krzywa fotoprzewodnictwa nie ulega istotnym zmianom po aktywacji.

substancji stanowiących najważniejsze składowe wydajnych termoelektrycznie warstw półprzewodnikowych (BaO, SrO).

Jednoczesne badania fotoemisji oraz fotoprzewodnictwa katody pokrytej tlenkiem baru (BaO) wykazały odmienny charakter oraz różny przebieg krzywych fotoprzewodnictwa i fotoemisji, zależnie od temperatury i stopnia aktywacji katody (rys. 8a). Zarazem okazało się, że punkt wzrostu krzywej fotoprzewodnictwa odpowiada granicy absorpcji optycznej (w temperaturze pokojowej — dla $h\nu=3,7$ eV). Krzywe widmowe

zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego rosną wraz z rosnącą energią. Około granicy absorpcji rozpoczyna się drugi proces, obniżający fotoemisję i nakładający się na poprzedni. Zjawisko to wiąże się z czynnikami optycznymi. Wspomniane zjawiska można objaśnić w oparciu o model pasmowy, uwzględniając ekscytonowy * mechanizm kinetyki elektronów. Nieaktywowany BaO wykazuje w przedziale temperatur od 300 do 700° stosunkowo niewielką termoemisję. Aktywacja polega na ogrzaniu do 1200° K i ochłodzeniu.

Uważa się, że w nieuczulonym BaO liczba znajdujących się w pasmie zabronionym poziomów donorowych jest znacznie mniejsza niż — akceptorowych. Dlatego poziom Fermiego leży stosunkowo nisko. Proces aktywacji polega na utworzeniu dużej liczby poziomów donorowych; poziom Fermiego podnosi się, aż zrówna się ona z liczbą poziomów akceptorowych. Przy dalszej aktywizacji — wzrost liczby donorów nie zmienia położenia potencjału elektrochemicznego. Dużą absorpcję optyczną i wzrost foto-przewodnictwa około $h\nu=3,7$ eV tłumaczymy przejściem elektronów z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa (co jest jednak mniej prawdopodobne ze względu na zbyt małą wartość powinowactwa elektronowego) lub — na poziomy położone w jego pobliżu, skąd — na drodze termicznej — elektrony przechodzą do pasma przewodnictwa. Przyjmuje się odległość między obu pasmami nieco większą niż 3,7 eV; maleje ona ze wzrostem temperatury o $7 \cdot 10^{-4}$ eV/stop, co m. in. potwierdza przesunięcie pasma absorpcji do mniejszych $h\nu$. Przeprowadzone doświadczenia wykazują wzrost fotoemisji aktywowanego BaO dla promieniowania o energii nieco większej niż 3,7 eV (rys. 8b), tymczasem zarówno foto-przewodnictwo jak i rozkład energii prowadzą do wniosku, że na tym poziomie nie ma elektronów.

Dlatego A p k e r [10] przypuszcza, że fotoemisja dla fotonów o większej energii niż 3,7 eV wywołana jest współdziałaniem ekscytonów z elektronami na poziomach donorowych. Zakłada się zarazem istotną rolę powierzchni w przebiegu zjawiska, chociaż nie jest pewne, czy w BaO nie

* Elektron współdziałający z dodatnią dziurą nazywamy ekscytonem; w ten sposób realizuje on układ quasi-wodorowego atomu. Pojęcie ekscytonu wprowadził do fizyki J. Frenkiel [9]. Ekscyton można traktować jako układ mający dwie składowe energii: energię wewnętrzną względem stanu, kiedy dziura i elektron są swobodne, oraz — energię ruchu postępowego. Ekscytony można wytwarzać, naświetlając kryształ promieniowaniem w obszarze widma, odpowiadającego przejściu na pierwszy stan wzbudzony. Dla dobrych izolatorów maksimum pochłaniania tego obszaru leży w ultrafiolecie; obszar ten nosi nazwę pierwszego podstawowego pasma absorpcji optycznej sieci kryształu (C — 2200 Å, NaCl — 1580 Å, NaBr — 1920 Å, KJ — 2200 Å). Dla kryształów krzemu i germanu maksimum to leży w bliskiej podczerwieni. „Ogon“ krzywej absorpcji rozciąga się w kierunku fal dłuższych. W obszarze tego pasma absorpcja jest tak silna, że w większości izolatorów ekscytony są wytwarzane w pobliżu powierzchni. Średnia droga swobodna kwantu w kryształach NaBr wynosi około 10^{-6} cm. W obszarze „ogona“ krzywej absorpcji średnia droga swobodna kwantu może być dłuższa.

przeważają efekty objętościowe. Według Apkera — kwanty o dużych energiach powodują pojawienie się ekscytonów w pobliżu powierzchni kryształu. Ekscyton albo dysocjuje termicznie tworząc elektron przewodnictwa, albo rekombinuje, albo wreszcie — spotykając elektron w stanie donorowym w pobliżu powierzchni przekazuje mu swą energię wzbudzenia, co powoduje emisję tego elektronu. Wysoka wartość współczynnika załamania świadczy o dużej gęstości ekscytonów przy powierzchni i dlatego prawdopodobieństwo uwolnienia elektronów donorowych na drodze ekscytonowej jest większe niż — w drodze zwykłego procesu fotoelektrycznego. Występujący w doświadczeniu wzrost fotoprzewodnictwa i obniżenie fotoemisji z rosnącą do 600°K temperaturą objaśnimy łatwo tym, że ekscyton — zanim napotka elektron w stanie donorowym — zdąży termicznie zdysocjować. Natomiast wzrost fotoemisji dla temperatur powyżej 600°K można objaśnić termoemisją z pasma przewodnictwa tych elektronów, które tam się dostały w rezultacie termicznej dysocjacji ekscytonów.

Badanie charakterystyk spektralnych fotoemisji z nieaktywowanego BaO i po jego aktywacji prowadzi do wniosku, że gęstość stanów donorowych obsadzonych i nieobsadzonych jest przed aktywacją — mała, po aktywacji — większa. Stany te — na głębokości 2,5 eV zapełniają się elektronami z pasma przewodnictwa; szczególnie dużo poziomów donorowych jest na głębokości 3,7 eV. Taka geometria poziomów energetycznych BaO objaśnia przebieg zjawisk prądowo-widmowych. Wnioski te potwierdzają badania termoemisji, znajdujące swój wyraz w nachyleniu prostych Richardsona. Podobnie — wzrost prądu fotoprzewodnictwa po aktywacji — objaśniamy prosto — wzrostem gęstości obsadzonych stanów donorowych; zjawisko to powoduje zarazem wzrost emisji termoelektronowej. Wzrost ruchliwości elektronów w pasmie przewodnictwa po aktywacji można objaśnić zmniejszeniem gęstości pułapek elektronowych. Aby wytłumaczyć wzrost fotoprzewodnictwa jedynie w obszarze absorpcji, a nie w całym obszarze widmowym, trzeba byłoby jednak założyć, że prawdopodobieństwo rekombinacji ekscytonów w porównaniu z ich dysocjacją termiczną jest znacznie większe przed aktywacją i maleje — po aktywacji.

Jak widzimy, praca De Vore'a i Dewdneya [11] — poświęcona fotoprzewodnictwu i fotoemisji BaO — jest bogata w interesującą problematykę praktyczną i teoretyczną, a wyciągnięte wnioski oraz sugerowane rozwiązania rzucają sporo nowego światła na mechanizm zjawisk w półprzewodnikach.

Najważniejszym wynikiem pracy Apkera-Tafta-Dickey [10], poświęconej powiązaniu fotoemisji BaO z jego strukturą energetyczną, jest określenie głębokości górnego brzegu pasma podstawowego względem poziomu wyjścia. Wynosi ona ponad 5 eV. Po utlenieniu obserwowano dla

$h\nu=5$ eV skok wydajności kwantowej do około 10^{-2} elektronów/kwant, co autorzy wiążą z emisją z pasma podstawowego BaO. Natomiast przy $h\nu < 5$ eV fotoemisja zachodzi z różnego rodzaju domieszek i zakłóceń sieci. Stałe centra emisji związane są z obecnością albo nadmiarowego baru, albo też — atomów obcych. Stwierdzono zarazem powstanie centrów meta-trwałych w rezultacie naświetlenia promieniowaniem ultrafioletowym, szczególnie dla $h\nu \approx 3,8$ eV (także w pracach M c N a r r y [12] oraz T a f t - D i c k e y [13]). Fotoefekt zewnętrzny może zachodzić właśnie z tych centrów i jest wywołany przez ekscytony. Nie jest to efekt pierwotny, a prowadzący do niego mechanizm opisaliśmy wcześniej w związku z pracą D e V o r e - D e w d n e y [11]. Z krzywych hamowania można wnioskować, iż szerokość pasma zabronionego wynosi $\Delta E \approx 3,5$ eV, zaś odległość od dna pasma przewodnictwa do poziomu wyjścia równa jest 1,6 eV. Dane te potwierdzają pomiary spektralne: na odległość od górnego brzegu pasma podstawowego do poziomu emisji dają one wartość 5,1 eV.

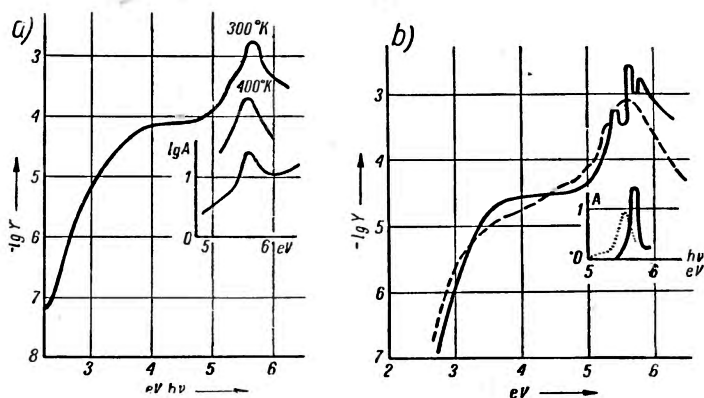
Z przebiegu krzywych hamowania ze zmianą temperatury widać, iż potencjał elektrochemiczny obniża się przy ogrzewaniu, co jest charakterystyczne dla półprzewodników typu n o małej koncentracji donorów (przesunięcie jest szczególnie wyraźne dla próbek dobrze utlenionych; proces utlenienia obniża koncentrację donorów).

Zewnętrzne zjawisko fotoelektryczne z centrów F i ekscytonowy mechanizm wzbudzenia fotoemisji

Badania fotoemisji kryształów z centrami F , stanowiących klasyczny obiekt pierwszych prac nad zjawiskami optycznymi w ciele stałym, doprowadziły do wyjaśnienia i ugruntowania poglądu o ekscytonowym mechanizmie wzbudzenia fotoemisji oraz fotoprzewodnictwa.

Próbki halogeno-alkaliczne (naparowane warstewki) zawierające centra F były poddawane wszechstronnym badaniom optycznym, prądowo-spektralnym i fotoenergetycznym. Wyciągane stąd wnioski oparte były na bogatym materiale eksperymentalnym. Najwcześniejsze pomiary wykonano na zabarwionych w znany sposób kryształach KJ (A p k e r - T a f t [10]). Krzywa fotoelektrycznej wydajności kwantowej jako funkcji energii padających fotonów zaczyna się od $h\nu = 2,5$ eV, rośnie, przy $h\nu = 4,00$ eV osiąga plateau i przechodzi dalej do ostrego maksimum przy $h\nu = 5,66$ eV. Punktowi temu odpowiada pierwsze maksimum absorpcji optycznej (rys. 9a). Wierzchołek ten przesuwają się wraz ze wzrostem temperatury w analogiczny sposób jak krzywa absorpcji optycznej. Dla wyjaśnienia emisji fotoelektrycznej autorzy rozpatrują dwa mechanizmy: dla energii fotonów $h\nu$ mniejszej od około 5 eV oraz — bliskiej energiiom, odpowiadającym maksimum krzywej ($h\nu = 5,63$ eV).

Proces pierwszy ($h\nu < 5 \text{ eV}$) polega na bezpośredniej jonizacji centrów F ; część elektronów uchodzi poza powierzchnię kryształu, dając fotoemisję. Drugi proces, który przy $h\nu = 5,63 \text{ eV}$ przeważa nad pierwszym, jest dwustopniowy i polega na wytworzeniu w drodze absorpcji optycznej — ekscytonu, jonizującego centrum F . Emitowane elektrony rozpoczynają swą drogę do powierzchni w warstwie o grubości około 10^{-6} cm , to jest głębiej niż średnia droga swobodna fotonu o energii $5,63 \text{ eV}$ w kryształce.



Rys. 9a. Rozkład widmowy wydajności fotoelektrycznej Y (w elektronach na kwant) dla KJ, zawierającego centra F . Niżej podano charakterystykę widmową absorpcji A (w dowolnych jednostkach) w temperaturze 293°K oraz 400°K . b. Rozkład widmowy wydajności kwantowej Y (w elektronach na kwant) przy zewnętrznym zjawisku fotoelektrycznym z RbJ, zawierającego centra F . Krzywa kreskowana odpowiada temperaturze 300°K , zaś krzywa ciągła — temperaturze 85°K . Obok podano współczynnik absorpcji optycznej w dowolnych jednostkach.

Dlatego sensowne jest przyjęcie (za Seitzem i Mottem), że przy $h\nu = 5,63 \text{ eV}$ absorpcja optyczna prowadzi do wytworzenia ekscytonów; liczba tych ekscytonów jest proporcjonalna do stałej absorpcji. Wydajność fotoemisji elektronów jest w tych warunkach proporcjonalna do iloczynu gęstości centrów F i ekscytonów w badanej warstwie. Należy zauważyć, że nie wszystkie ekscytony biorą udział w wytworzeniu fotoemisji elektronów (na co wskazuje zbyt mała wydajność kwantowa fotoemisji: $2 \cdot 10^{-3}$ elektronów na kwant promieniowania). Jednak nawet tej małej liczby ekscytonów wystarcza, aby podnieść wydajność kwantową fotoemisji o przeszło jeden rząd wielkości. Podobny mechanizm należałoby wprowadzić także dla zjawiska fotoprzewodnictwa.

Następna praca A p k e r a - T a f t a (1951) nad RbJ potwierdziła wyniki badań centrów F w KJ, dając zarazem pewne wyobrażenie o kinetyce ruchu ekscytonów w kryształce dzięki rozszerzeniu badań na niskie tem-

peratury (85°K). Znalezione mianowicie, że w temperaturze 85°K krzywa spektralnej wydajności kwantowej zjawiska fotoelektrycznego posiada dwa maksima, rozdzielone wąskim minimum dla 5,72 eV (rys. 9b). Położenie tego minimum odpowiada maksimum absorpcji optycznej RbJ, które w temperaturze 300°K przypada na kwanty o energii 5,63 eV, zaś w temperaturze 85°K — na 5,80 eV. Autorzy podają trzy sposoby objaśnienia takiego przebiegu krzywej wydajności; jeden ze sposobów pochodzi od H e b b a [15]. Przesunięcie maksimum wydajności wraz z obniżeniem temperatury odpowiada przesunięciu maksimum krzywej absorpcji. Wzbudzona przez ekscytony fotoemisja rośnie początkowo ze wzrostem stałej absorpcji A i uzyskuje wartość maksymalną dla $A \approx 10^8 \text{ cm}^{-1}$, dalej zaś maleje mimo wzrostu A . Zachodzi to wtedy, gdy gęstość centrów F maleje w kierunku do powierzchni. W ten sposób ekscyton utworzony w pierwotnym akcie absorpcji fotonu dyfunduje do centrum F , uwalnia elektron przekazując mu energię wzbudzenia, wystarczającą do opuszczenia kryształu, sam zaś (ekscyton) — rozpada się. Spodziewaną wydajność tego procesu należy obniżyć z kilku powodów:

a) ekscytony mogą rozpadać się przy dyfuzyjnym zbliżeniu do powierzchni („zderzenie“ z powierzchnią),

b) proces a) ulegnie wzmocnieniu, gdy ekscytony-dipole na skutek sił zwierciadlanego odbicia lub — struktury powierzchni kryształu będą dodatkowo przyciągane do powierzchni,

c) gęstość centrów F w pobliżu powierzchni jest mniejsza niż wewnątrz kryształu,

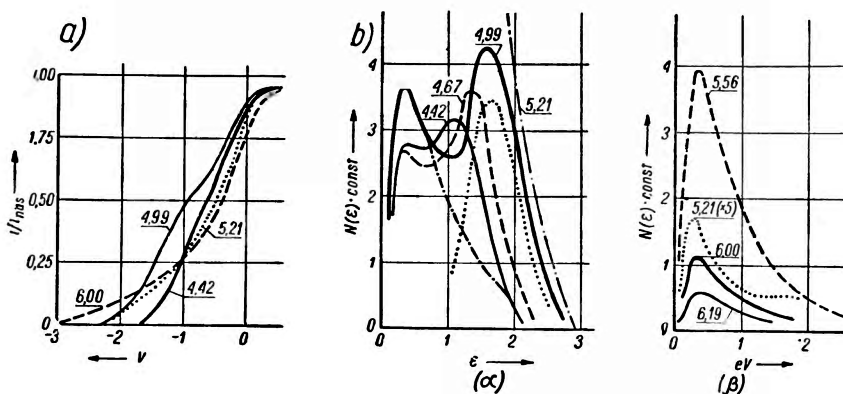
d) obecność szczelin, sięgających stosunkowo znacznej głębokości, może poprzez mechanizm (a) uczynić nieefektywną warstwę powierzchniową o znacznej grubości. Być może, iż przy powierzchni istnieje warstwa o pewnej grubości d , gdzie nie zachodzi wzbudzenie elektronów przez ekscytony.

Inny sposób wyjaśnienia wyników badań RbJ zakłada, że przy dostatecznie dużej absorpcji, kiedy większość ekscytonów tworzy się w warstwie o grubości 10^{-6} cm i gęstość ich jest znaczna, rezultat powierzchniowego rozpadania się ekscytonów (lub — na skutek ich wzajemnego współdziałania) może przewyższać efekt ekscytonowego wzbudzenia elektronów do emisji; wtedy wydajność kwantowa maleje.

T a f t i A p k e r dopuszczają jeszcze możliwość wpływu czynników optycznych, warunkujących obserwowane osobliwości.

Szczególnie interesujący jest rozkład energetyczny fotoelektronów z centrów F kryształu RbJ, badany przez T a f t a - A p k e r a (rys. 10a). Uzyskany z różniczkowania krzywych hamowania rozkład energetyczny fotoelektronów rozpada się wyraźnie na dwie grupy: jedną (rodzaj f) reprezentują stosunkowo szybkie elektrony, drugą (rodzina s) przedsta-

wiają fotoelektrony powolne. Okazuje się, że fotoelektrony grupy *f* o rozkładzie Gaussowskim pochodzą z bezpośredniej jonizacji centrów *F* przez fotony. Krzywa energetycznego rozkładu elektronów grupy *s* posiada maksimum w obszarze kilku dziesiątych eV i opada wykładniczo ze wzrostem energii. Te elektrony pochodzą z ekscytonowego wzbudzenia centrów *F*. Położenia maksimum grupy *s* nie zależą od elektronów grupy *f*. Przesunięcie maksimum krzywej *f* zachodzi proporcjonalnie do energii fotonów $h\nu$. Przy energiach $h\nu < 5$ eV w fotoemisji przeważa grupa *f* (wtedy tworzy się mało ekscytonów). Rola grup *f* i *s* jest jednakowa dla fotonów



Rys. 10a. Charakterystyki prądowo-napięciowe fotoprądu z RbJ, zawierającego centra *F* (dla różnych energii padającego promieniowania)

b. Rozkład energii fotoelektronów przy oświetleniu RbJ kwantami, których energia $h\nu$ jest mniejsza (α) od energii odpowiadającej głównemu pasmu absorpcji RbJ i równa lub większa (β). Krzywa dla $h\nu = 4,99$ eV jest rozdzielona na grupy *f* i *s*, co zaznaczono linią punktowaną.

o energii $h\nu \approx 5$ eV, kiedy udział obu mechanizmów jest mniej więcej równy (rys 10b). Przy $h\nu > 5$ eV przeważają elektrony ze wzbudzenia ekscytonowego; podczas gdy grupa *f* rośnie stosunkowo wolno, przy $h\nu = 5,56$ eV udział grupy *s* w fotoprądzie jest już 50-krotnie większy i wierzchołek grupy *f* przestaje być dostrzegalny na krzywej rozkładu energii. Nie jest prosta interpretacja krzywej *s*, gdyż może ona być rezultatem zahamowania elektronów w ich dyfuzji do powierzchni kryształu (H e b b, [15]). Aby proces ten nie występował dla elektronów grupy *f*, trzeba przyjąć, że wzbudzenie ich następuje bliżej niż elektronów grupy *s*; zachodzi to wtedy, gdy ekscytony rozpadają się w pobliżu powierzchni kryształu. Inną przyczyną pojawienia się powolnych elektronów może być proces obniżania energii ekscytonów przy ich ruchu do centrum *F*.

Trzecim sposobem powstawania grupy *s* może być wzbudzenie przez ekscytony elektronów z innych stanów początkowych niż centra *F*.

Interesująca metoda badania spektralnego rozkładu elektronów w fotoefekcie zewnętrznym z polikrystalicznych warstw halogeno-alkalicznych (zawierających centra F) za pomocą licznika $G-M$ została wypracowana w Polsce przez S u j a k a [16]. Metoda ta wiąże się z pomysłami K r a m e r a [17]. B. S u j a k zauważył paralelizm między absorpcją optyczną i wydajnością fotoelektryczną. Wynik ten potwierdza wcześniejsze prace cytowane w niniejszym artykule, dokonywane jednak na innych substancjach halogeno-alkalicznych i przy wzbudzeniu promieniowaniem ultrafioletowym. Metoda ta jest o tyle ciekawa, że pozwala mierzyć bardzo słabą fotoemisję (fotoprądy rzędu 10^{-17} A), wzbudzoną promieniowaniem widzialnym. Brakiem metody jest sam mechanizm pracy licznika $G-M$, przy którym możliwe jest wprowadzanie niekontrolowanych zakłóceń do badanej substancji polikrystalicznej.

Mechanizm ekscytonowy objaśnia nie tylko jonizację centrów F , ale i proces ich powstawania. Maksymalny czas życia ekscytonu w kryształach halogeno-alkalicznych wynosi 10^{-8} sec. Przy prędkości ekscytonów takiej jak elektronów termicznych (10^{-7} cm/sec) mógłby on przebyć drogę 0,1 cm. Na skutek współdziałania z polem fononowym (drżania termiczne sieci) faktycznie przebywana droga mieści się w kole o promieniu około 10^{-4} cm. W obszarze tym ekscyton niemal zawsze spotka jakieś zakłócenie sieci (m. in. dyslokacje) w czasie znacznie krótszym niż 10^{-8} sec. Dlatego według S e i t z a [14] — ekscyton raczej przekaże swą energię zakłóceniu, niż ją wypromieniuje. Potwierdza to wcześniejsza obserwacja S m a k u l i, że centra F można produkować (w stadium początkowym) z wydajnością jedno na kwant, dopóki gęstość centrów F nie przekroczy 10^{-14} na cm^3 . Kryształ halogeno-alkaliczny był przy tym naświetlany promieniowaniem z obszaru „ogona“ krzywej absorpcji podstawowej sieci. Doświadczenia te sugerują następujący mechanizm powstawania centrów F : ekscyton migruje z miejsca powstania do miejsca, gdzie może wytworzyć centrum F (luka po jonie metaloidu lub dyslokacja). Pusty węzeł po jonie metaloidu wychwytuje elektron od ekscytonu, tworząc centrum F . Według sugestii D e x t e r a i H e l l e r a pozostająca luka może być schwytała przez lukę po jonie dodatnim.

Z poprzednich uwag widzieliśmy, że zachodzi także odwrotny proces do powstawania centrów F , mianowicie — ekscytonowy proces jonizacji centrum F (przy zderzeniu ekscytonu z centrum F).

W swym obszernym przeglądzie problematyki centrów barwnych w kryształach halogeno-alkalicznych, sporo miejsca poświęca F. S e i t z [14] wynikom prac T a f t a - A p k e r a [10], sugeruje zarazem badania nad wytwarzaniem i migracją ekscytonów w pojedynczych kryształach, czystych i zabarwionych.

W badaniach szkoły niemieckiej nad absorpcją optyczną kryształów halogeno-alkalicznych w ultrafiolecie stwierdzono istnienie innego pasma absorpcji niż to, które odpowiada pasmu absorpcji podstawowej. Wierzchołek tego nowego pasma absorpcyjnego, zwanego pasmem beta, jest nieco przesunięty w kierunku fal dłuższych. Dla KJ energia odpowiadającego wierzchołkowi absorpcji pasma podstawowego wynosi 5,80 eV, zaś — pasma beta — 5,48 eV.

Według *Seitza* [14] — pochodzenie pasma beta jest następujące: absorpcja beta prowadzi do stanu wzbudzonego, który można traktować jako schwytyany ekscyton w centrum F (lub jako dziurę schwytaną w centrum F'). Odpowiadająca tej konfiguracji energia elektronu jest większa niż energia elektronu spoczywającego w próżni (poza kryształem). Dlatego konfiguracja ta może rozpaść się na lukę po jonie ujemnym i elektron o znacznej energii kinetycznej, która pozwoli mu wyjść poza kryształ w postaci fotoelektronu. Ten typ zjawiska fotoelektrycznego wzbudzonego przez ekscyton różni się od omawianego wcześniej ekscytonowego wzbudzenia fotoemisji. Taką interpretację *Seitza*, dotyczącą pochodzenia pasma beta, poparły doświadczenia *Tafta - Apekera*, 1952 [10]. Znalaziono mianowicie na krzywej wydajności widmowej fotoefektu zewnętrznego wierzchołek, odpowiadający pasmu beta, dla kwantów o energii 5,5 eV. Podobny wierzchołek znaleziono też na odpowiedniej krzywej we wcześniejszych badaniach nad RbJ dla kwantów o energii 5,4 eV; obecność tego wierzchołka łączą autorzy z rozpadem stanu wzbudzonego związanego z absorpcją beta.

Oczywista na krzywych pojawia się też wierzchołek, odpowiadający zwykłemu wzbudzeniu ekscytonowemu.

Podsumowując wyniki można zauważyć, że w badaniach centrów F metodą zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego jest wprawdzie wiele punktów niejasnych, ale podjęcie na tym gruncie problematyki ekscytonów wydaje się być obiecujące. Pamiętamy, że ze względu na prostotę budowy i przejrzystość zachodzących w nich zjawisk kryształy halogeno-alkaliczne z centrami F stanowiły jeden z najwcześniejszych obiektów owocnych badań fizyki ciała stałego. To samo da się powiedzieć o ekscytonach w powiązaniu z centrami F . Wysunięta przez *Frenkla* hipoteza ekscytonów znalazła więc swe empiryczne potwierdzenie nie tylko w pracach optycznych radzieckiej grupy *Grossa* [18] nad kryształami Cu_2O i CdS , ale i w badaniach ciał stałych (szczególnie półprzewodników) metodą zewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego. Zarazem zaś — sugestia *Grossa*, że ekscytonowa absorpcja w pobliżu krawędzi podstawowego pasma absorpcji jest zjawiskiem typowym dla wszelkich kryształów, znalazłaby nowe potwierdzenie.

Zakończenie

Nie omawialiśmy tu prac dotyczących struktury półprzewodnikowej fotokatod złożonych (Cs-Sb, Cs-O-Ag i in.), stanowiących powszechnie używane katody fotokomórek o zewnętrznym zjawisku fotoelektrycznym; problem ten stanowi temat specjalny. Zagadnienie to potraktowane jest bliżej w pracy autora niniejszego artykułu (1952) [19].

Podobnie nie zatrzymaliśmy się bliżej nad sprawą badania cienkich warstewek półprzewodników metodą zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego. Fizyce cienkich warstewek metalicznych i półprzewodnikowych poświęcony jest artykuł I. K o n o z i e n k o [20] — 1954, pisany jednak pod innym kątem widzenia; celem wspomnianego artykułu jest raczej analiza strukturalnych i elektrycznych własności cienkich warstewek, aniżeli — ich własności fotoelektrycznych.

Prac teoretycznych o fotoemisji półprzewodników jest mało, zaledwie kilka. Z tych najbardziej interesujące — bo ilościowe — są dwie: D y k m a n a [21] oraz H u n t i n g t o n a i A p k e r a [22]. D y k m a n w swej pracy zajmuje się fotoemisją katody złożonej, której przypisuje budowę półprzewodnikową o strukturze jonowej sieci krystalicznej; nie dotyczy więc ona ogólnego przypadku półprzewodnika. Funkcję rozkładu fotoelektronów wewnątrz pasma przewodzenia znajduje Dykman metodą równania kinetycznego, postępując według procedury podanej przez D a w y d o w a i S z m u s z k i e w i c z a [23]. Warunki optyczne, doświadczenie i własności materiałowe fotokatody znajdują swój wyraz w odpowiednim kształcie funkcji tworzącej.

W pracy jest jednak szereg uproszczeń, związanych z brakiem teoretycznie obliczonych i na rzeczywistym obrazie półprzewodnika opartych prawdopodobieństw pobudzenia fotoelektrycznego i wyjścia fotoelektronu poza półprzewodnik.

Te same trudności próbują pokonać H u n t i n g t o n i A p k e r, podchodząc — jak sami piszą w konkluzji — „z prostym przybliżeniem do bardzo skomplikowanego problemu“. Przybliżenie to oparte jest na pewnej analogii z teorii fotoemisji katod metalicznych.

Ostatnio ukazała się teoretyczna praca T o y o z a w y [25], gdzie autor — stosując prosty model — obliczył prawdopodobieństwo jonizacji schwytanego elektronu (centrum F) przez ekscyton. Autor pokazał, że ekscytony anihilują się, raczej jonizując centrum F , aniżeli w procesie spontanicznej emisji, skoro tylko gęstość centrów F jest większa niż 10^{16} na cm^3 . Wynik ten jest odmienny od wyniku D e x t e r a [26], gdzie jonizacja centrum F jest procesem dwustopniowym; T o y o z a w a otrzymuje proces jednostopniowy. Rezultaty T o y o z a w y są zgodne z pracami doświadczalnymi T a f t a - A p k e r a [10].

Teoria fotoemisji z półprzewodników nie jest zakończona ani nawet szerzej opracowana; wymaga ona bogatszego materiału doświadczalnego i lepszych metod rachunkowego opisu półprzewodników.

Promieniowanie padające na półprzewodnik stanowi dogodną sondę, która nie zmienia na ogół struktury badanej substancji. Dlatego emisja fotoelektronów może dostarczyć istotnych informacji o emitującej katodzie. Nie zawsze łatwo jest odczytać te informacje z danych eksperymentalnych, gdyż mierzone fotoprądy stanowią rezultat działania bardzo złożonych czynników. Przedstawione wyniki badań doświadczalnych oraz ich dyskusja pokazują, że przed klasyczną metodą zewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego fizyka ciała stałego otworzyła nowe możliwości.

Literatura

1. R. H. Fowler, *Phys. Rev.*, **38**, 45 (1931).
2. C. Ramsauer, *Ann. d. Phys.*, **45**, 961 (1914).
3. O. Klemperer, *Zs. f. Phys.*, **16**, 280 (1923).
4. F. Wolf, *Ann. d. Phys.*, **83**, 1001 (1927).
5. A. Hughes, V. Rojansky, *Phys. Rev.*, **34**, 284 (1929).
6. A. Hughes, McMillan, *Phys. Rev.*, **34**, 291 (1929).
7. R. Suhrmann, F. Dehmett, *Zs. f. Phys.*, **118**, 677 (1941—42).
8. R. Suhrmann, *Angew. Chemie*, **63**, 244, (1951); *Z. Elektrochem.*, **56**, 351, (1952); *Arbeitstagung: Festkörperphysik*, Berlin 1952, s. 74.
9. J. Frenkiel, *Phys. Rev.*, **37**, 17, 1276, (1931); *ЖЭТФ* **6**, 7 (1936).
10. L. Apker, E. Taft, *Phys. Rev.*, **76**, 270, 453 (1949); **79**, 964 (1950); **81**, 698 (1951); **82**, 814 (1951); **84**, 508 (1951); *J. Chem. Phys.* **20**, 1648 (1952).
11. H. B. De Vore, J. W. Dewdney, *Phys. Rev.*, **83**, 805 (1951).
12. B. McNarry, *Phys. Rev.*, **81**, 631 (1951).
13. E. Taft, J. Dickey, *Phys. Rev.*, **78**, 625 (1950); **80**, 308 (1950).
14. F. Seitz, *Rev. Mod. Phys.*, **26**, 7 (1954).
15. M. H. Hebb, *Phys. Rev.*, **81**, 702 (1951).
16. B. Sujak, *Acta Phys. Pol.*, **12**, 241 (1953).
17. J. Kramer, *Zs. f. Phys.*, **129**, 34 (1951).
18. Гросс, Карыев, *ДАН СССР*, **84**, 261, (1952); **84**, 471 (1952);
Гросс, Захаревич, *ДАН СССР*, **90**, 745 (1953),
Гросс, Рейнар, *ДАН СССР*, **92**, 265 (1953).
19. M. Subotowicz, *Annales UMCS*, **7**, 59 (1952).
20. Ю. Конозенко, *УФН*, **52**, 561 (1954)
21. И. М. Дыкман, *ЖЭТФ*, **18**, 1426, (1948)
22. H. B. Huntington, L. Apker, *Phys. Rev.*, **89**, 352 (1953).
23. Б. Давыдов, Ю. Шмушкевич, *ЖЭТФ*, **10**, 1043 (1940).
24. R. Suhrmann, W. Sachtler, *Z. f. Nat. Forsch.* **9a**, 14 (1954).
25. V. Toyozawa, *Progr. of Theor. Phys.* **12**, 421—42 (1954).
26. D. L. Dexter, W. R. Heller, *Phys. Rev.*, **84**, 377 (1951), Dexter; *J. Chem. Phys.*, **21**, 836 (1953).

Wojciech Królikowski
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego

O metodzie Tamma-Dancoffa *

1. Wstęp

Do 1945 r. w kwantowym zagadnieniu wielu ciał stosowano wyłącznie tzw. podejście adiabaticzne. Polega ono na wyznaczaniu najpierw efektywnego potencjału oddziaływania pomiędzy cząstkami, a dopiero następnie ruchu cząstek przy tym potencjale. Potencjał efektywny otrzymywano bądź na drodze fenomenologicznej, bądź wyprowadzono go przy pewnych istotnych — jak się później okazało — założeniach upraszczających, z przyjętego formalizmu opisującego cząstki i pole przenoszące oddziaływanie. Przybliżenia te polegały: 1) na zupełnym lub częściowym zaniedbaniu retardacji, oraz 2) na zupełnym zaniedbaniu procesów wirtualnych wyższych rzędów. Inaczej mówiąc zaniedbywano: 1) (zupełnie lub częściowo) ruch cząstek wytwarzających pole podczas wymiany kwantów pola przenoszącego oddziaływanie oraz 2) (zupełnie) wymianę jednoczesną większej liczby kwantów i powstawanie par wirtualnych. W ten sposób otrzymywano w pierwszym przybliżeniu jednokwantowy potencjał statyczny a następnie do niego poprawki retardacyjne.

Potencjał jednokwantowy wraz ze swymi wszystkimi poprawkami retardacyjnymi nosi nazwę oddziaływania Møllera. W szczególności tzw. terminy Breita powstające przez przybliżenie oddziaływania Møllera w elektrodynamice, przedstawiają statyczne oddziaływanie magnetyczne i pierwszą poprawkę retardacyjną do oddziaływania elektrycznego.

Oddziaływanie Møllera przedstawione w postaci szeregu złożonego z potencjału statycznego i wszystkich poprawek retardacyjnych stanowi operator różniczkowy (względem współrzędnych cząstek) nieskończonego rzędu. Sumując powyższy szereg uzyskuje się oddziaływanie Møllera przedstawione w formie operatora całkowego (względem współrzędnych cząstek). Nie jest to więc multiplikatywny operator oddziaływania, który nazwaliśmy wyżej potencjałem efektywnym.

* Na artykuł ten złożył się częściowo referat wygłoszony na IV Konferencji Fizyków (Spała, wrzesień 1954 r.). Artykuł poniższy przeznaczony jest dla Czytelników znających elementy kwantowej teorii pola.

Okazało się później, że poprawki drugiego rodzaju, mianowicie poprawki pochodzące od oddziaływania poprzez więcej niż jeden kwant i od powstawania par wirtualnych, również nie prowadzą już w sposób ścisły (nawet w przybliżeniu statycznym i nawet każda z tych poprawek z osobna) do multiplikatywnego operatora oddziaływania, czyli potencjału efektywnego (L é v y [1]). Stanowią one operatory całkowite. Można je przedstawiać przez operatory multiplikatywne jedynie w przybliżeniu, dla wielkich odległości między cząstkami (w porównaniu z ich falą comptonowską).

Kolejne oddziaływanie wielokwantowe i pochodzące od par wirtualnych są proporcjonalne do kolejnych potęg stałej sprzężenia pola danych cząstek z polem przenoszącym oddziaływanie. Oddziaływanie dowolnego rzędu w stałej sprzężenia można rozwinąć na szereg, którego pierwszy wyraz przedstawia oddziaływanie statyczne danego rzędu, zaś dalsze wyrazy dają poprawki retardacyjne do tego oddziaływania. Poprawki te są proporcjonalne — mówiąc w przybliżeniu — do kolejnych potęg stosunku prędkości cząstek do prędkości przenoszenia oddziaływania.

Postępowanie adiabaticzne dało bardzo dobre rezultaty w elektrodynamice, gdzie poprawki obu wyżej wymienionych rodzajów są nieznaczne z uwagi na: 1) wielką prędkość przenoszenia oddziaływania, oraz 2) małą wartość stałej sprzężenia.

Z powyższych uwag wynika, że nie można się było właściwie nawet spodziewać, aby w mezodynamice postępowanie adiabaticzne prowadziło do poprawnych rezultatów. Jakiś czas wiązano nadzieje z poprawkami retardacyjnymi do potencjału jednokwantowego, które, jak stwierdził m. in. W e r l e [2], osłabiają niepożądaną osobliwość potencjału statycznego. Jednakże L é v y [3] pokazał, że uwzględnienie pełnego nawet oddziaływania Møllera przy sprzężeniu $PS-PS$ nie daje stanów związanych przy oddziaływaniu proton-neutron.

Widzimy, że teoria jądra wymagała porzucenia podejścia adiabaticznego i to głównie w celu uwzględnienia wpływu na oddziaływanie procesów wyższych rzędów.

W 1945 r. T a m m [4], a w 1950 r. D a n c o f f [5] zainicjowali tzw. podejście nieadiabaticzne.

Postępowanie nieadiabaticzne, mówiąc ogólnikowo, nie separuje procesu wyznaczania oddziaływania w danym rzędzie w stałej sprzężenia od procesu wyznaczania równania ruchu cząstek obowiązującego w tym rzędzie. Polega ono na rozpisaniu równania stanu na składowe w rozważanej reprezentacji i na eliminacji z tak powstałego nieskończonego układu równań wszystkich składowych z wyjątkiem tych, które odnoszą się do badanego układu cząstek. W ten sposób uzyskuje się równanie całkowite lub różniczkowo-całkowe na amplitudę prawdopodobieństwa opisującą dany układ.

Metoda nieadiabatyczna Tamma-Dancoffa (mówimy o niej dalej $T-D$) w pierwotnym ujęciu uwzględniała tylko oddziaływanie poprzez jeden kwant pola. Była ona sformułowana w reprezentacji pędowej w formie niekowariantnej relatywistycznie. Większą liczbę wirtualnych kwantów i wirtualne pary wprowadził do formalizmu Lévy [1]. Zastosował on swoją metodę do deuteronu uzyskując przy sprzężeniu $PS-PS$ dobrą zgodność z doświadczeniem. Procesy rozbieżne musiał on — niekonsekwentnie — traktować za pomocą innej metody nieadiabatycznej: metody Bethe-Salpetera z uwagi na niekowariantną postać formalizmu $T-D^*$. Cini [6] sformułował metodę $T-D$ w reprezentacji położeniowej i nadał jej formę ewidentnie relatywistyczną. Dzięki temu ostatniemu mógł przenieść tu postępowanie renormalizacyjne Dysona-Matthewsa dla macierzy S . Dyson [7] podał zmodyfikowaną, wygodną do renormalizacji, wersję metody $T-D$ i nazwał ją nową metodą Tamma-Dancoffa. Taylor [8] pokazał jednak, że w wyższych przybliżeniach nowa metoda $T-D$ nie daje się zrenormalizować za pomocą postępowania Ciniego. Przedstawił on nową metodę $T-D$ w reprezentacji położeniowej. Fubini [9] a następnie Dyson et al. [10] zastosowali metodę $T-D$ do zagadnienia rozpraszania mezonów π na nukleonach uzyskując wyraźny postęp w zgodności z doświadczeniem w porównaniu z dawnymi rachunkami metodą perturbacyjną słabego sprzężenia.

W 1951 r. Salpeter i Bethe [11] podali inną metodę nieadiabatyczną. Jest to w przeciwieństwie do metody $T-D$ metoda czterowymiarowa: operuje całkami czterowymiarowymi, przy czym całkowanie względem czasu, tak jak całkowanie względem pozostałych trzech współrzędnych, jest rozciągnięte na całą oś liczbową. Metoda Bethe-Salpetera (mówimy dalej $B-S$), jest ewidentnie relatywistyczna i w związku z tym renormalizowalna. Salpeter [12] z sukcesem zastosował nową metodę do subtelnej struktury wodoru, zaś Karplus i Klein [13] oraz Fulton i Martin [14] do subtelnej i nadsubtelnej struktury positronium. Gell-Mann i Low [15] wyprowadzili ją z formalizmu drugiej kwantyzacji. Inne równoważne sformułowanie tej metody pochodzi od

* W kwantowej teorii pola przy obliczaniu niektórych elementów macierzowych pojawiają się, jak wiadomo, obok wyrażeń skończonych wyrażenia rozbieżne do nieskończoności. Rozbieżności te są różnych typów. W tzw. teoriach renormalizowanych rozbieżne wyrazy dają się, jeżeli postępujemy w sposób relatywistycznie kowariantny, jednoznacznie odseparować od wyrażeń skończonych i włączyć addytywnie do masy i multiplikatywnie do stałej sprzężenia. Przyjmując na tak zmodyfikowaną masę i zmodyfikowaną stałą sprzężenia skończone wartości otrzymywane doświadczalnie usuwamy z formalizmu w zasadzie wszystkie rozbieżności. Postępowanie to nosi nazwę renormalizacji w sensie Dysona i Matthewsa. Jest ono, jak dotychczas, związane z rozwinięciem na szeregi potęgowe według stałej sprzężenia. Do teorii renormalizowalnych należy m. in. elektrodynamika kwantowa i mezodynamika kwantowa typu $PS-PS$, zakładająca, że pole mezonów jest pseudoskalarne i oddziaływa z polem nukleonów w sposób pseudoskalarny.

Schwingera [16]. Tę samą metodę co Bethe-Salpeter rozwinął jednocześnie Günther [17], nadając jej następnie ogólniejsze sformułowanie [18].

2. Związek metod nieadiabacyjnych Tamma-Dancoffa i Bethe-Salpetera*

Ograniczę się tu do następującej charakterystyki związku między metodami $T-D$ i $B-S$.

Funkcja falowa w reprezentacji położeniowej dla układu N fermionów ma w formalizmie $T-D$ postać (Cini [6]):

$$\Psi_{a_1 \dots a_N}^{T-D}(x_1 \dots x_N) [\sigma] = \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle V_0 | \psi_{a_1}(x_1) \dots \psi_{a_N}(x_N) \Psi[\sigma] \rangle \quad (1)$$

($|V_0\rangle$ — stan próżni fermionów i bozonów swobodnych). Stąd, dalej, dla punktów x_1, \dots, x_N leżących na przestrzennej hiperpowierzchni σ (biorąc dla prostoty σ płaską), mamy

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle V_0 | e^{\frac{i}{\hbar} \overset{\circ}{H} t} \psi_{a_1}(\vec{x}_1) \dots \psi_{a_N}(\vec{x}_N) \Psi_S(t) \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle V_0 | \psi_{a_1}(\vec{x}_1) \dots \psi_{a_N}(\vec{x}_N) \Psi_S(t) \rangle = \langle \vec{x}_1 a_1 \dots \vec{x}_N a_N | \Psi_S(t) \rangle = \\ &= \Psi_S(\vec{x}_1 a_1 \dots \vec{x}_N a_N, t). \end{aligned}$$

($\overset{\circ}{H}$ — hamiltonian pól swobodnych, indeks S wskaźnikuje obraz Schrödingera). Widzimy, że funkcja falowa $T-D$ dla x_1, \dots, x_N leżących na σ jest amplitudą prawdopodobieństwa znalezienia N cząstek w tych punktach, jest więc konfiguracyjną funkcją falową w sensie konwencjonalnie przyjętym.

Równanie całkowe względnie różniczkowo-całkowe, które spełnia funkcja (1) jest to równanie $T-D$ w reprezentacji położeniowej.

Funkcja falowa w reprezentacji położeniowej dla układu N fermionów jest w formalizmie $B-S$ dana wzorem (Gell-Mann i Low [15]):

$$\begin{aligned} \Psi_{a_1 \dots a_N}^{B-S}(x_1 \dots x_N) &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle V | T(\psi_{a_1}(x_1) \dots \psi_{a_N}(x_N)) \Psi[-\infty] \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle V_0 | T(U[\infty, -\infty] \psi_{a_1}(x_1) \dots \psi_{a_N}(x_N)) \Psi[-\infty] \rangle \quad (2) \end{aligned}$$

($|V\rangle$ — stan próżni fermionów i bozonów oddziaływających ze sobą,

* Ustęp ten będzie zrozumiały dla Czytelnika nieco bardziej zaznajomionego z kwantową teorią pola. Ustęp poniższy można opuścić bez straty ciągłości rozważań.

indeks H wskaźnikuje obraz Heisenberga, T oznacza operator chronologicznego porządkowania operatorów w sensie Wicka). Stąd dla punktów x_1, \dots, x_N leżących na σ mamy

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle V | \psi_{a_1}(x_1) \dots \psi_{a_N}(x_N) \Psi[-\infty] \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle V | U^{-1}[\sigma, -\infty] \psi_{a_1}(x_1) \dots \psi_{a_N}(x_N) \Psi[\sigma] \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle V_0 | U[\infty, -\infty] U^{-1}[\sigma, -\infty] \psi_{a_1}(x_1) \dots \psi_{a_N}(x_N) \Psi[\sigma] \rangle \\ &\neq \langle \vec{x}_1 a_1 \dots \vec{x}_N a_N | \Psi[\sigma] \rangle. \end{aligned}$$

Widzimy, że funkcja falowa $B-S$ nie jest konfiguracyjną funkcją falową w sensie konwencjonalnym, tzn. nie może bez przeliczenia służyć w zwykły sposób do obliczania iloczynów skalarnych stanów. Może ona jednak służyć do wyznaczania energii układu (S a l p e t e r [12]).

Równanie całkowe bądź różniczkowo-całkowe, które spełnia funkcja (2) jest to równanie $B-S$ w reprezentacji położeniowej.

G ü n t h e r [18] wprowadził funkcję falową postaci:

$$\Psi_{a_1 \dots a_N}^G(x_1 \dots x_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} T(\psi_{a_1}(x_1) \dots \psi_{a_N}(x_N)) \Psi[-\infty]. \quad (3)$$

Z (2) i (3) widzimy, że zachodzi związek

$$\Psi_{a_1 \dots a_N}^{B-S}(x_1 \dots x_N) = \langle V | \Psi_{a_1 \dots a_N}^G(x_1 \dots x_N) \rangle, \quad (4)$$

zaś z (1) i (3) mamy dla punktów x_1, \dots, x_N leżących na σ :

$$\Psi_{a_1 \dots a_N}^{T-D}(x_1 \dots x_N) = \langle V_0 | U[\sigma, -\infty] \Psi_{a_1 \dots a_N}^G(x_1 \dots x_N) \rangle. \quad (5)$$

Oznaczmy przez N_1, N_2, \dots , liczby cząstek, fermionów i bozonów (w swobodnych stanach energetycznych), nieuwzględnionych przy ustalonym N w sposób konfiguracyjny. Nazwijmy je cząstkami tła. Wówczas dla punktów x_1, \dots, x_N na σ mamy (dla prostoty bierzemy σ płaską):

$$\begin{aligned} &\langle N_1 N_2 \dots | U[\sigma, -\infty] \Psi_{a_1 \dots a_N}^G(x_1 \dots x_N) \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle N_1 N_2 \dots | U[\sigma, -\infty] \psi_{a_1}(x_1) \dots \psi_{a_N}(x_N) \Psi[-\infty] \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle N_1 N_2 \dots | \psi_{a_1}(x_1) \dots \psi_{a_N}(x_N) \Psi[\sigma] \rangle = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle N_1 N_2 \dots | \psi_{a_1}(\vec{x}_1) \dots \psi_{a_N}(\vec{x}_N) \Psi_S(t) \rangle e^{\frac{i}{\hbar} E_{t_0} t} = \\
 &= \frac{1}{\sqrt{N!}} \langle N_1 N_2 \dots \vec{x}_1 a_1 \dots \vec{x}_N a_N | \Psi_S(t) \rangle e^{\frac{i}{\hbar} E_{t_0} t}.
 \end{aligned}$$

Stąd na mocy zupełności układu $|N_1 N_2 \dots\rangle$ wynika, że funkcja falowa Günthera dla punktów x_1, \dots, x_N na σ przedstawia w obrazie Heisenberga (z dokładnością do czynnika fazowego $\exp\left(\frac{i}{\hbar} E_{t_0} t\right)$) amplitudę prawdopodobieństwa znalezienia N cząstek w tych punktach (tzn. konwencjonalną konfiguracyjną funkcję falową), jest zaś abstrakcyjnym wektorem stanu ze względu na cząstki tła.

3. Metoda Tamma-Dancoffa w reprezentacji pędowej

3.1. Wprowadzenie

Niech $\Psi_S(t)$ będzie stanem stacjonarnym układu o energii E (dla prostoty bierzemy σ płaską). Wtedy

$$\Psi_S(t) = \Psi_H e^{-\frac{i}{\hbar} E t},$$

gdzie

$$({}^0 H + {}^1 H - E) \Psi_H = 0. \quad (6)$$

Tutaj ${}^0 H$ i ${}^1 H$ są odpowiednio hamiltonianem pól swobodnych i hamiltonianem oddziaływania między tymi polami.

Oznaczmy przez N zespół liczb poszczególnych cząstek występujących w rozważanym układzie, np. $N = (n, a, m)$, gdzie n, a, m są odpowiednio liczbami nukleonów, antynukleonów oraz mezonów π . Niech $\lambda(N)$ będzie zespołem wartości własnych opisujących stan energetyczny N cząstek swobodnych:

$${}^0 H | \lambda(E) \rangle = E_{\lambda(N)} | \lambda(N) \rangle.$$

Reprezentacja ta może być wskaźnikowana m. in. wartościami własnymi pędów cząstek, jest więc reprezentacją pędową: $| \lambda(N) \rangle = | \vec{p}(N) \rangle$ (dla skrótu nie zaznaczyliśmy zależności $| \vec{p}(N) \rangle$ od innych wartości własnych)

Równanie (6) rozpisane na składowe w reprezentacji $| \lambda(N) \rangle$ ma postać:

$$(E - E_{\lambda(N)}) c_{\lambda(N)} = \sum_{N'} \sum_{\lambda'(N')} \langle \lambda(N) | {}^1 H | \lambda'(N') \rangle c_{\lambda'(N')}, \quad (7)$$

gdzie

$$c_{\lambda(N)} = \langle \lambda(N) | \Psi_H \rangle = \Psi_H(\lambda(N)) \quad (8)$$

jest amplitudą prawdopodobieństwa znalezienia układu w stanie $|\lambda(N)\rangle$. Zachodzi zwykły związek między tą amplitudą a amplitudą typu (1) w reprezentacji położeniowej $|\vec{x}(N)\rangle$:

$$\Psi_S(\vec{x}(N), t) = \langle \vec{x}(N) | \Psi_S(t) \rangle = \sum_{\lambda(N)} \langle \vec{x}(N) | \lambda(N) \rangle c_{\lambda(N)} e^{-\frac{i}{\hbar} E t}$$

(dla skrót u nie zaznaczyliśmy zależności $|\vec{x}(N)\rangle$ od wskaźników spinorowych fermionów wchodzących w skład N cząstek). Ostatni wzór jest transformacją Fouriera z całką wielokrotną. Przedstawia on konstrukcję konfiguracyjnej funkcji falowej N cząstek (oddziaływających ze sobą) za pomocą ich funkcji falowej w reprezentacji energetycznej cząstek swobodnych (czyli w reprezentacji pędowej).

Należy rozróżnić dwie metody rozwiązywania nieskończonego układu równań (7). Obie one noszą wspólną nazwę metody $T-D$.

Pierwsza z nich jest pierwotną metodą $T-D$. Polega ona na przyrównywaniu do zera w (7) wszystkich amplitud $c_{\lambda(N)}$ odnoszących się do „większej“ liczby cząstek niż pewne N_{max} . Powstały w ten sposób skończony układ sprzężonych równań całkowych rozwiązuje się już w zasadzie ściśle np. numerycznie. Np. opisując układ proton-neutron kładziemy w pierwszym przybliżeniu wszystkie amplitudy $c_{\lambda(n, a, m)} = 0$, poza $c_{\lambda(200)}$ i $c_{\lambda(201)}$ (do przybliżenia tego ograniczyli się Tamm i Dancoff), opisując natomiast rozpraszanie mezonów π na nukleonach kładziemy w pierwszym przybliżeniu wszystkie $c_{\lambda(n, a, m)} = 0$ poza $c_{\lambda(101)}$ i $c_{\lambda(100)}$, $c_{\lambda(102)}$, $c_{\lambda(210)}$, $c_{\lambda(212)}$ (do tego przybliżenia ograniczyli się D y s o n et al.). Przy stosowaniu powyższej metody przyjmuje się założenie, że amplitudy $c_{\lambda(N)}$ dla N „większych“ od N_{max} są małe. Nie zakłada się natomiast nic o względnej wielkości amplitud pozostawionych w równaniach (7). Założenie to więc tylko częściowo pokrywa się z założeniem małości stałej sprzężenia stosowanym w metodzie perturbacyjnej (w przypadkach słabego sprzężenia).

Druga metoda rozwiązywania (7) została podana przez L é v y'ego [1] i K l e i n a [19]. W metodzie tej wyodrębniamy pewne określone N_0 i eliminujemy kolejno z nieskończonego układu (7) wszystkie inne amplitudy poza $c_{\lambda(N_0)}$. Przechodząc do ∞ z liczbą kroków eliminacyjnych otrzymujemy liniowe równanie całkowe na amplitudę $c_{\lambda(N_0)}$ z jądrem w postaci nieskończonego szeregu potęgowego w stałej sprzężenia. Jest to równanie w zasadzie ściśle. Przybliżenia stosowane w praktyce polegają na urywaniu szeregu dającego jądro na pewnej potędze stałej sprzężenia. Używając tej metody przyjmuje się więc — podobnie jak w metodzie $B-S$ — założenie zbieżności rozwinięcia jądra według potęg stałej sprzężenia. Jest to założenie mocniejsze od stosowanego w pierwotnym postępowaniu $T-D$.

Obie metody $T-D$ prowadzą zresztą w pierwszym przybliżeniu do tych samych równań całkowych. L é v y w swojej pracy [1] postępował właści-

wie najpierw pierwotną metodą $T-D$, ale następnie otrzymany w ten sposób skończony układ równań całkowych rozwiązywał iteracyjnie tak, że w rezultacie sprowadzał zagadnienie do jednego równania całkowego z jądrem w postaci nieskończonego szeregu potęgowego w stałej sprzężenia.

Dyson [7] uważa, że w przyszłości należy raczej wiązać nadzieje z pierwotnym postępowaniem $T-D$ ze względu na wątpliwą zbieżność rozwinięć według stałej sprzężenia. Niestety rozwiązywanie nawet skończonego układu równań całkowych staje się niezmiernie trudne, gdy rezygnujemy z metody iteracyjnej. W związku z tym nie wiadomo jeszcze w tej chwili, czy pierwotna metoda $T-D$ jest zbieżna, gdy liczba N_{max} „rośnie“.

Postępowanie normalizacyjne jest, jak dotąd, związane z rozwinięciami według stałej sprzężenia. W związku z tym potrafimy w tej chwili renormalizować postępowanie Lévy-Kleina, ale nie potrafimy renormalizować pierwotnego postępowania $T-D$.

3.2 Metoda Lévy-Kleina

Przedstawię teraz bliżej myśl metody Lévy-Kleina nadając jej inne nieco ujęcie.

Przepiszemy układ (7) w postaci

$$\left\{ \begin{array}{l} (E - E_{\lambda(N_0)}) c_{\lambda(N_0)} = \sum_{\lambda'(N_0)} \langle \lambda(N_0) | \frac{1}{H} | \lambda'(N_0) \rangle c_{\lambda'(N_0)} + \\ + \sum_{N' \neq N_0} \sum_{\lambda'(N')} \langle \lambda(N_0) | \frac{1}{H} | \lambda'(N') \rangle c_{\lambda'(N')}, \\ (E - E_{\lambda(N)}) c_{\lambda(N)} = \sum_{\lambda'(N_0)} \langle \lambda(N) | \frac{1}{H} | \lambda'(N_0) \rangle c_{\lambda'(N_0)} + \\ + \sum_{N' \neq N_0} \sum_{\lambda'(N')} \langle \lambda(N) | \frac{1}{H} | \lambda'(N') \rangle c_{\lambda'(N')}. \end{array} \right. \quad (9)$$

Korzystając z faktu, że $\langle \lambda(N) | \frac{1}{H} | \lambda'(N) \rangle = 0$ i podstawiając do pierwszego z tych równań na miejsce $c_{\lambda'(N')}$ ($N' \neq N_0$) ich wartości z równań pozostałych mamy:

$$\begin{aligned} (E - E_{\lambda(N_0)}) c_{\lambda(N_0)} = \\ = \sum_{\lambda'(N_0)} \sum_{N_1 \neq N_0} \sum_{\lambda_1(N_1)} \frac{\langle \lambda(N_0) | \frac{1}{H} | \lambda_1(N_1) \rangle \langle \lambda_1(N_1) | \frac{1}{H} | \lambda'(N_0) \rangle}{E - E_{\lambda_1(N_1)}} c_{\lambda'(N_0)} + \\ + \sum_{N' \neq N_0} \sum_{\lambda'(N')} \sum_{N_1 \neq N_0} \sum_{\lambda_1(N_1)} \frac{\langle \lambda(N_0) | \frac{1}{H} | \lambda_1(N_1) \rangle \langle \lambda_1(N_1) | \frac{1}{H} | \lambda'(N') \rangle}{E - E_{\lambda_1(N_1)}} c_{\lambda'(N')}. \end{aligned}$$

Do ostatniego równania znów podstawiamy na miejsce $c_{\lambda'(N')}$ ($N' \neq N_0$) ich wartości z równań (9) itd. Przechodząc do ∞ z liczbą kolejnych kroków otrzymujemy następujące równanie całkowe na $c_{\lambda(N_0)}$:

$$(E - E_{\lambda(N_0)})c_{\lambda(N_0)} = \sum_{\substack{\lambda'(N_0) \\ \lambda_1(N_1)}} \left(\sum_{\substack{N_2 \neq N_0 \\ \lambda_2(N_2)}} \frac{\langle \lambda(N_0) | \overset{1}{H} | \lambda_1(N_1) \rangle \langle \lambda_1(N_1) | \overset{1}{H} | \lambda'(N_0) \rangle}{E - E_{\lambda_1(N_1)}} + \right. \\ \left. \sum_{\substack{N_3 \neq N_0 \\ \lambda_3(N_3)}} \frac{\langle \lambda(N_0) | \overset{1}{H} | \lambda_1(N_1) \rangle \langle \lambda_1(N_1) | \overset{1}{H} | \lambda_2(N_2) \rangle \langle \lambda_2(N_2) | \overset{1}{H} | \lambda_3(N_3) \rangle \langle \lambda_3(N_3) | \overset{1}{H} | \lambda'(N') \rangle}{(E - E_{\lambda_1(N_1)}) (E - E_{\lambda_2(N_2)}) (E - E_{\lambda_3(N_3)})} + \dots \right) c_{\lambda'(N_0)}. \quad (10)$$

Równanie (10) możemy przepisać w postaci

$$(E - E_{\lambda(N_0)})c_{\lambda(N_0)} = \sum_{\lambda'(N_0)} U(\lambda(N_0), \lambda'(N_0); E) c_{\lambda'(N_0)}, \quad (11)$$

przy czym

$$U(\lambda(N_0), \lambda'(N_0); E) = \sum_{\substack{N_1 \neq N_0 \\ \lambda_1(N_1)}} \frac{\langle \lambda(N_0) | \overset{1}{H} | \lambda_1(N_1) \rangle K(\lambda_1(N_1), \lambda'(N_0))}{E - E_{\lambda_1(N_1)}},$$

gdzie jądro K jest określone przez odpowiedni szereg nieskończony, lub przez układ równań całkowych (już z jądrem w skończonej postaci):

$$K(\lambda(N), \lambda'(N')) = \langle \lambda(N) | \overset{1}{H} | \lambda'(N') \rangle + \\ + \sum_{\substack{N_1 \neq N_0 \\ \lambda_1(N_1)}} \sum_{\substack{N_2 \neq N_0 \\ \lambda_2(N_2)}} \frac{\langle \lambda(N) | \overset{1}{H} | \lambda_1(N_1) \rangle \langle \lambda_1(N_1) | \overset{1}{H} | \lambda_2(N_2) \rangle}{(E - E_{\lambda_1(N_1)}) (E - E_{\lambda_2(N_2)})} K(\lambda_2(N_2), \lambda'(N')). \quad (12)$$

Widzimy, że oddziaływanie między cząstkami jest dane w postaci operatora całkowego (jak to było wspomniane w ustępie 1):

$$U(\lambda(N_0); E) = \sum_{\lambda'(N_0)} U(\lambda(N_0), \lambda'(N_0); E),$$

działającego na zmienne $\lambda(N_0)$ funkcji falowej $c_{\lambda(N_0)}$. Zauważmy, że oddziaływanie to zależy od energii całkowitej E co uniemożliwia traktowanie równania (11) jako problemu własnego na energię E . W celu pokonania tej trudności rozwinięto (Klein [20], Taylor [21]) metody aproksymacyjne, które zastępują w operatorze oddziaływania energię całkowitą E przez energię cząstek swobodnych $E_{\lambda(N_0)}$. Idea tych metod polega na następującym postępowaniu. Przepiszmy równanie (11) w postaci

$$(E - E_{\lambda(N_0)})c_{\lambda(N_0)} = U(\lambda(N_0); E)c_{\lambda(N_0)},$$

przy czym (por. (11) i (10))

$$U(\lambda(N_0); E) = \sum_{l=1}^{\infty} U_l(\lambda(N_0); E),$$

$$U_l(\lambda(N_0); E) = \sum_{\lambda'(N_0)} U_l(\lambda(N_0), \lambda'(N_0); E).$$

Zakładając, że różnica $E - E_{\lambda'(N_0)}$ jest mała, jako ciąg $\{c_{\lambda(N_0)}^{(m)}\}$ przybliżający $c_{\lambda(N_0)}$ bierzemy pod uwagę ciąg funkcji spełniających równania

$$(E - E_{\lambda(N_0)})c_{\lambda(N_0)}^{(1)} = U_1(\lambda(N_0); E_{\lambda(N_0)})c_{\lambda(N_0)}^{(1)},$$

$$(E - E_{\lambda(N_0)})c_{\lambda(N_0)}^{(2)} = \left[U_1(\lambda(N_0); E_{\lambda(N_0)}) + (E - E_{\lambda(N_0)}) \frac{\partial U_1(\lambda(N_0); E_{\lambda(N_0)})}{\partial E_{\lambda(N_0)}} + U_2(\lambda(N_0); E_{\lambda(N_0)}) \right] c_{\lambda(N_0)}^{(2)}$$

itd.

Jeśli w występujących tu po prawej stronie operatorach oddziaływania położymy drastycznie $E_{\lambda(N_0)}$ równe energii spoczynkowej N_0 cząstek, wtedy uzyskujemy operatory oddziaływania, które Klein nazywa potencjałami adiabatycznymi.

3.3 Pierwotna metoda Tammy-Dancoffa

Przejdę teraz do pierwotnej metody $T-D$. Zrobię to najpierw w przypadku układu proton-neutron, ograniczając się do pierwszego przybliżenia. Założmy, że różne od zera są tylko amplitudy $c_{\lambda(200)}$ i $c_{\lambda(201)}$ (do przybliżenia tego ograniczali się Tamm i Dancoff). Wtedy (7) sprowadza się do następującego układu dwu równań całkowych na dwie funkcje niewiadome:

$$(E - E_{\lambda(200)})c_{\lambda(200)} = \sum_{\lambda'(201)} \langle \lambda(200) | \frac{1}{H} | \lambda'(201) \rangle c_{\lambda'(201)},$$

$$(E - E_{\lambda(201)})c_{\lambda(201)} = \sum_{\lambda'(200)} \langle \lambda(201) | \frac{1}{H} | \lambda'(200) \rangle c_{\lambda'(200)},$$

Eliminując stąd $c_{\lambda(201)}$, dostajemy równanie całkowe na $c_{\lambda(200)}$:

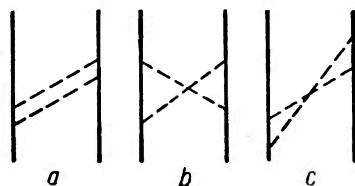
$$(E - E_{\lambda(200)})c_{\lambda(200)} = \sum_{\lambda'(200)} \sum_{\lambda_1(201)} \frac{\langle (200) | \frac{1}{H} | \lambda_1(201) \rangle \langle \lambda_1(201) | \frac{1}{H} | \lambda'(200) \rangle}{E - E_{\lambda(201)}} c_{\lambda'(200)}, \quad (13)$$

które opisuje w pierwszym przybliżeniu pierwotnej metody $T-D$ układ proton-neutron. Uwzględnia ono w sposób nieadiabatyczny oddziaływanie poprzez jeden mezon (rys. 1).

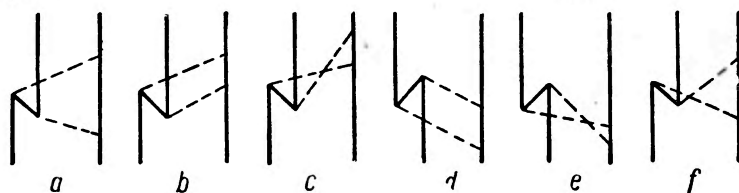
Chcąc uwzględnić oddziaływanie poprzez dwa mezony (rys. 2) trzeba założyć, że dodatkowo różna od zera jest amplituda $c_{\lambda(202)}$. Aby uwzględnić powstawanie (podczas wymiany mezonów) jednej pary wirtualnej (rys. 3) trzeba przyjąć dodatkowo za różne od zera amplitudy $c_{\lambda(310)}$, $c_{\lambda(311)}$, $c_{\lambda(312)}$, — dwu par wirtualnych (rys. 4) — amplitudy $c_{\lambda(420)}$, $c_{\lambda(421)}$, $c_{\lambda(422)}$ itd.



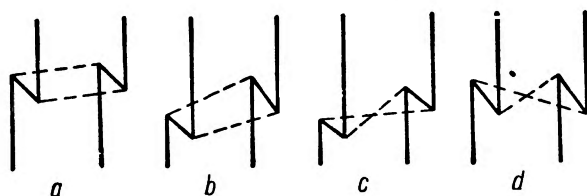
Rys. 1



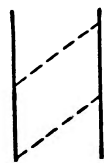
Rys. 2



Rys. 3



Rys. 4

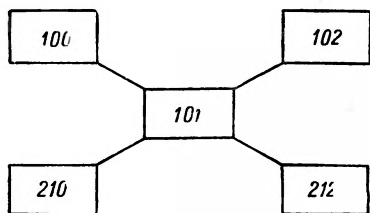


Rys. 5

Procesy wirtualne powstające przez powtarzanie w czasie procesów przedstawionych na rys. 1—4 są już zawarte w odpowiednich równaniach całkowych, które otrzymujemy przy wymienionych powyżej założeniach. Procesy te pojawiają się przy iteracyjnym rozwiązywaniu powyższych równań. Np. kolejna wymiana dwu pojedynczych mezonów wirtualnych (rys. 5, nie rys. 2a!) jest już zawarta w równaniu (13).

Ze względu na to, że przedstawiony powyżej formalizm T — D jest trójwymiarowy, zmienia się w nim w stosunku do formalizmu czterowymiarowego pojęcie diagramu redukowalnego i nieredukowalnego, tzn. takiego, który może albo nie może powstać z diagramów prostszych przy iteracyjnym rozwiązywaniu równania całkowego. Podobnie zmienia się tożsamość diagramów między sobą. Pochodzi to stąd, że węzły diagramu Feynmanowskiego (tzn. diagramu formalizmu czterowymiarowego) przesuwają się po całej płaszczyźnie papieru, podczas gdy węzły diagramu formalizmu trójwymiarowego przesuwają się jedynie po prostych poziomych. Np. w formalizmie czterowymiarowym diagramy 2a, 3c, 3e, 3f, 4a, 4b, 5 są iden-

tyczne i redukowalne, podczas gdy w formalizmie trójwymiarowym wszystkie one są od siebie różne, przy czym 2a, 3c, 3e, 3f, 4a, 4b są nieredukowalne, a tylko 5 jest redukowalny.



Rys. 6

Przedstawię obecnie jeszcze raz pierwotną metodę $T-D$, tym razem w przypadku rozpraszania π na nukleonach, ograniczając się znów do pierwszego przybliżenia. Założmy, że różne od zera są tylko amplitudy: $c_{\lambda(101)}$ i $c_{\lambda(100)}$, $c_{\lambda(102)}$, $c_{\lambda(210)}$, $c_{\lambda(212)}$, a więc bierzemy pod uwagę spośród stanów wirtualnych tylko te, które komunikują się z interesującymi nas stanami $|\lambda(101)\rangle$ za pomocą przejść pierwszego rzędu (rys. 6) (do przybliżenia tego ograniczali się Dyson et al.). Przy tym założeniu wzór (7) daje nam następujący układ pięciu równań całkowych na pięć funkcji niewiadomych:

$$\begin{aligned}
 (E - E_{\lambda(101)})c_{\lambda(101)} &= \sum_{\lambda'(100)} \langle \lambda(101) | \overset{1}{H} | \lambda'(100) \rangle c_{\lambda'(100)} + \\
 &+ \sum_{\lambda'(102)} \langle \lambda(101) | \overset{1}{H} | \lambda'(102) \rangle c_{\lambda'(102)} + \\
 &+ \sum_{\lambda'(210)} \langle \lambda(101) | \overset{1}{H} | \lambda'(210) \rangle c_{\lambda'(210)} + \\
 &+ \sum_{\lambda'(212)} \langle \lambda(101) | \overset{1}{H} | \lambda'(212) \rangle c_{\lambda'(212)}, \\
 (E - E_{\lambda(100)})c_{\lambda(100)} &= \sum_{\lambda'(101)} \langle \lambda(100) | \overset{1}{H} | \lambda'(101) \rangle c_{\lambda'(101)}, \\
 (E - E_{\lambda(102)})c_{\lambda(102)} &= \sum_{\lambda'(101)} \langle \lambda(102) | \overset{1}{H} | \lambda'(101) \rangle c_{\lambda'(101)}, \\
 (E - E_{\lambda(210)})c_{\lambda(210)} &= \sum_{\lambda'(101)} \langle \lambda(210) | \overset{1}{H} | \lambda'(101) \rangle c_{\lambda'(101)}, \\
 (E - E_{\lambda(212)})c_{\lambda(212)} &= \sum_{\lambda'(101)} \langle \lambda(212) | \overset{1}{H} | \lambda'(101) \rangle c_{\lambda'(101)}.
 \end{aligned}$$

Eliminując stąd $c_{\lambda(100)}$, $c_{\lambda(102)}$, $c_{\lambda(210)}$, $c_{\lambda(212)}$ otrzymujemy równanie całkowe na $c_{\lambda(101)}$:

$$\begin{aligned}
 (E - E_{\lambda(101)})c_{\lambda(101)} &= \sum_{\lambda'(101)} \left(\sum_{\lambda''(102)} \frac{\langle \lambda(101) | \overset{1}{H} | \lambda''(102) \rangle \langle \lambda''(102) | \overset{1}{H} | \lambda'(101) \rangle}{E - E_{\lambda(101)}} + \right. \\
 &+ \left. \sum_{\lambda''(102)} \frac{\langle \lambda(101) | \overset{1}{H} | \lambda''(102) \rangle \langle \lambda''(102) | \overset{1}{H} | \lambda'(101) \rangle}{E - E_{\lambda(102)}} + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{\lambda''(210)} \frac{\langle \lambda(101) | \hat{H} | \lambda''(210) \rangle \langle \lambda''(210) | \hat{H} | \lambda'(101) \rangle}{E - E_{\lambda(210)}} + \\
 & + \sum_{\lambda''(212)} \frac{\langle \lambda(101) | \hat{H} | \lambda''(212) \rangle \langle \lambda''(212) | \hat{H} | \lambda'(101) \rangle}{E - E_{\lambda(212)}} \Big) c_{\lambda'(101)}.
 \end{aligned}$$

Równanie to opisuje w pierwszym przybliżeniu pierwotnej metody $T-D$ układ nukleon — mezon π . Wprowadzając tu na oznaczenie jądra jeden symbol U_1 ($\lambda(101)$, $\lambda'(101), E$) możemy przepisać to równanie w formie (11):

$$(E - E_{\lambda(101)}) c_{\lambda(101)} = \sum_{\lambda'(101)} U_1(\lambda(101), \lambda'(101); E) c_{\lambda'(101)}.$$

Badając rozproszenie mezonów π na nukleonach możemy ostatnie równanie przekształcić do postaci

$$c_{\lambda(101)} = \delta(E - E_{\lambda(101)}) + P \frac{1}{E - E_{\lambda(101)}} \sum_{\lambda'(101)} U_1(\lambda(101), \lambda'(101); E) c_{\lambda'(101)},$$

bowiem dla funkcji δ Diraca zachodzi relacja

$$(E - E_{\lambda(101)}) \delta(E - E_{\lambda(101)}) = 0,$$

zaś w zagadnieniach rozproszonych energia cząstek swobodnych $E_{\lambda(101)}$ może być równa energii cząstek oddziałujących E . Np. zachodzi to dla energii początkowej $E_{\lambda(101)}$, bowiem w chwili początkowej odległość między cząstkami przyjmujemy jako nieskończoną. Symbol P oznacza powyżej nakaz brania wartości głównej przy całkowaniu mianownika $1/(E - E_{\lambda(101)})$ względem energii $E_{\lambda(101)}$.

Badając natomiast stany związane układu nukleon-mezon π , mamy

$$c_{\lambda(101)} = \frac{1}{E - E_{\lambda(101)}} \sum_{\lambda'(101)} U_1(\lambda(101), \lambda'(101); E) c_{\lambda'(101)},$$

gdyż wtedy zawsze $E_{(101)} \neq E$.

3.4 Przejście do reprezentacji położeniowej i potencjał adiabatyczny.

Dla dyskusji oddziaływania między cząstkami, tkwiącymi w równaniu (11), wygodnie jest przejść do reprezentacji położeniowej $|\vec{x}(N)\rangle$. Korzystamy w tym celu ze wzoru:

$$\Psi_H(\vec{x}(N)) = \langle \vec{x}(N) | \Psi_H \rangle = \sum_{\lambda(N)} \langle \vec{x}(N) | \lambda(N) \rangle c_{\lambda(N)} \quad (14)$$

oraz równania.

$${}^0\vec{H}(\vec{x}_N) \langle \vec{x}(N) | \lambda(N) \rangle = E(\lambda(N)) \langle \vec{x}(N) | \lambda(N) \rangle, \quad (15)$$

gdzie ${}^0\vec{H}(\vec{x}(N))$ jest zwykłym hamiltonianem N cząstek swobodnych w ujęciu cząstkowym. Z hamiltonianem cząstek swobodnych w ujęciu polowym ${}^0\vec{H}$ wiąże się on za pomocą relacji

$${}^0\vec{H}(\vec{x}(N)) \langle \vec{x}(N) | = \langle \vec{x}(N) | {}^0\vec{H}.$$

Tutaj ${}^0\vec{H}$ jest obserwabłą, ${}^0\vec{H}(\vec{x}(N))$ zaś operatorem matematycznym zbudowanym w znany sposób z operacji różniczkowania względem współrzędnych przestrzennych N cząstek i mnożenia przez macierze Diraca działające na wskaźniki spinorowe fermionów wchodzących w skład N cząstek.

Posługując się wzorami (14) i (15) równanie (11) transformujemy do postaci:

$$[E - {}^0\vec{H}(\vec{x}(N_0))] \Psi_H(\vec{x}(N_0)) = \int d\vec{x}(N_0) U(\vec{x}(N_0), \vec{x}'(N_0); E) \Psi_H(\vec{x}(N_0)), \quad (16)$$

gdzie

$$U(\vec{x}(N), \vec{x}'(N'); E) = \sum_{\lambda(N)} \sum_{\lambda'(N')} \langle \vec{x}(N) | \lambda(N) \rangle U(\lambda(N), \lambda'(N'); E) \langle \lambda'(N') | \vec{x}'(N') \rangle. \quad (17)$$

Weźmy w szczególności pod uwagę układ proton-neutron: $N_0 = (200)$. Wskaźnikując reprezentację $|\lambda(N)\rangle$ m.in. pędami, mamy $|\lambda(N_0)\rangle = |\vec{p}_1 \vec{p}_2\rangle$. Obierzmy układ odniesienia w środku masy obu nukleonów. Wówczas $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$, $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2 = \vec{p}$, więc możemy pisać $|\vec{p}_1 \vec{p}_2\rangle = |\vec{p}\rangle$. W naszym przypadku zatem równania (11) oraz (16) przybierają odpowiednio postać:

$$\left[E - 2c \sqrt{\vec{p}^2 + (mc)^2} \right] c(\vec{p}) = \int d_3 p' U(\vec{p}, \vec{p}'; E) c(\vec{p}')$$

oraz

$$[E - (-i\hbar c \vec{a}_1 \nabla + \beta_1 mc^2) - (i\hbar c \vec{a}_2 \nabla + \beta_2 mc^2)] \Psi_H(\vec{x}) = \int d_3 x' U(\vec{x}, \vec{x}'; E) \Psi_H(\vec{x}'),$$

gdzie

$$U(\vec{x}, \vec{x}'; E) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d_3 p d_3 p' U(\vec{p}, \vec{p}'; E) e^{i(\vec{p}\vec{x} - \vec{p}'\vec{x}')/\hbar},$$

przy czym $\vec{x} = \vec{x}_1 - \vec{x}_2$, $2\vec{p} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$. Ponieważ $\vec{p}\vec{x} - \vec{p}'\vec{x}' = \frac{1}{2} [(\vec{p} + \vec{p}')(\vec{x} + \vec{x}') + (\vec{p} - \vec{p}')(\vec{x} - \vec{x}')]]$, wprowadzając oznaczenia $\vec{u} = \vec{p} + \vec{p}'$, $\vec{v} = \vec{p} - \vec{p}'$, mamy

$$U(\vec{x}, \vec{x}'; E) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d_3 u d_3 v U(\vec{u}, \vec{v}; E) e^{i\vec{u}\frac{\vec{x} - \vec{x}'}{2}} e^{i\vec{v}\frac{\vec{x} + \vec{x}'}{2}}.$$

Korzystając z postaci jądra $U(\vec{p}, \vec{p}'; E)$ (w poszczególnych rzędach według stałej sprzężenia) można pokazać (L é v y [1]), że $U(\vec{x}, \vec{x}'; E)$ ma przy zmianach $|\vec{x} - \vec{x}'|$, ale przy ustalonych $|\vec{x} + \vec{x}'|$ charakter funkcji Gaussa, której szerokość staje się coraz węższa w miarę wzrostu $|\vec{x} + \vec{x}'|$, przy czym dla $|\vec{x} + \vec{x}'| \gg 1/\kappa$ ($1/\kappa = \hbar/mc$ — długość fali comptonowskiej nukleonu) funkcja ta aproksymuje $\delta(\vec{x} - \vec{x}')$. Tak więc dla odległości nukleonów $|\vec{x}|$ lub $|\vec{x}'|$ dużo większych od $1/\kappa$, zachodzi

$$U(\vec{x}, \vec{x}'; E) \longrightarrow \delta(\vec{x} - \vec{x}') V\left(\frac{\vec{x} + \vec{x}'}{2}\right),$$

tn. oddziaływanie można wyrazić asymptotycznie za pomocą multiplikatywnego potencjału statycznego (jak to było wspomniane w ustępie 1):

$$\int d_3 x' U(\vec{x}, \vec{x}'; E) \Psi_H(\vec{x}) \longrightarrow V(\vec{x}) \Psi_H(\vec{x}).$$

Nazwijmy ten potencjał potencjałem asymptotycznym.

Zauważmy, że przy transformacji od reprezentacji położeniowej do pędowej dużym odległościom między cząstkami odpowiadają małe pędy ich ruchu wzajemnego. Zastępując więc, za pomocą scharakteryzowanego w ustępie 3.2 postępowania aproksymacyjnego, w operatorze oddziaływania $U(\vec{p}, \vec{p}'; E)$ energię E przez energię cząstek swobodnych $2c\sqrt{\vec{p}^2 + (mc)^2}$ a następnie zaniedbując $c\vec{p}$ względem energii spoczynkowej mc^2 , otrzymujemy ciąg potencjałów adiabatycznych jako przybliżenie potencjału asymptotycznego, który wobec tego będziemy też nazywać potencjałem adiabatycznym.

Lévy obliczył powyższą metodą przy symetrycznym sprzężeniu PS—PS:

$$\vec{H} = ig \int d_3 x \psi(\vec{x}) \gamma_5 \tau_a \varphi_a(\vec{x}) \psi(\vec{x})$$

między polem nukleonów $\psi(\vec{x})$ i mezonów $\varphi_a(\vec{x})$ ($a=1, 2, 3$), następujące potencjały adiabatyczne: drugiego rzędu $V_2(\vec{x})$ pochodzący od wymiany jednego mezonu wirtualnego (rys. 1), oraz czwartego rzędu $V_4(\vec{x})$ pochodzący, jak się okazuje, głównie od wymiany dwóch mezonów przy jednoczesnym powstawaniu dwu par wirtualnych (rys. 4). Otrzymał na nie wzory:

$$V_2(\vec{x}) = \frac{1}{3} \tau_1 \tau_2 \frac{g^2}{4\pi} \left(\frac{m}{2M}\right)^2 \left\{ \sigma_1 \sigma_2 + S_{12} \left[1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{(\mu r)^2} \right] \right\} \frac{e^{-\mu r}}{r},$$

gdzie $S_{12} = 3(\vec{\sigma}_1 \vec{x})(\vec{\sigma}_2 \vec{x})/r^2 - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2$, $r = |\vec{x}|$, $\mu = mc/\hbar$ oraz (ograniczając się do diagramów z dwiema parami wirtualnymi):

$$V_4(\vec{x}) = -3 \left(\frac{g^2}{4\pi} \right) \left(\frac{m}{2M} \right)^2 \frac{1}{\mu r^2} \frac{2}{\pi} K_1(2\mu r),$$

gdzie $K_1(x)$ jest funkcją Hankela pierwszego rzędu od urojonego argumentu. Dla małych x zachowuje się ona jak $1/x$. Ostatni potencjał podałem w postaci skorygowanej przez Kleina [19].

Jak mówiliśmy, potencjał adiabatyczny $V(\vec{x})$ opisuje oddziaływanie dla dużych odległości między nukleonami. Okazuje się przy tym (Lévy [1]), że rozwinięcie potencjału $V(\vec{x})$ według potęg stałej sprzężenia g zbiega się z rozwinięciem według potęg stosunku masy mezonu m do masy nukleonu M . Poszczególne wyrazy rozwinięcia $V(\vec{x})$ według stałej sprzężenia są mianowicie proporcjonalne do iloczynów potęg $\alpha_1 = (g^2/4\pi)(m/2M)^2$ i $\alpha_2 = (g^2/4\pi)^2(m/2M)^2$. Kładąc $(g^2/4\pi) \approx 10$, mamy $\alpha_1 \approx 0,06$, $\alpha_2 \approx 0,6$. Widzimy, że dzięki temu zmniejsza się znacznie parametr rozwinięcia. Lévy sądzi, że upoważnia nas to do zaniebdywania wyższych wyrazów rozwinięcia.

Dla małych odległości między nukleonami oddziaływania nie można przedstawić za pomocą potencjału multiplikatywnego, a nadto jako parametr rozwinięcia występuje tu duża liczba $g^2/4\pi$. Ostatni fakt uniemożliwia praktyczne posługiwanie się tym rozwinięciem. Badając jednak poszczególne jego wyrazy Lévy stwierdził, że dla małych odległości między nukleonami przedstawiają one oddziaływanie odpychające.

Opierając się na powyższej analizie Lévy zbadał układ proton-neutron przy niskich energiach, zastępując oddziaływanie na małych odległościach fenomenologicznym „sztywnym” rdzeniem odpychającym o promieniu r_c zaś dla odległości $|\vec{x}| \geq r_c$ przyjmując potencjał $V(\vec{x}) = V_2(\vec{x}) + V_4(\vec{x})$. „Sztywność” rdzenia odpychającego wyraża się warunkiem brzegowym znikania funkcji falowej dla $|\vec{x}| = r_c$.

Przy tych założeniach upraszczających Lévy rozwiązał numerycznie równanie Schrödingera dla układu proton-neutron. Wartości na g i r_c zostały wyznaczone przez dopasowanie wyników rachunków z wartościami eksperymentalnymi energii wiązania deuteronu w stanie podstawowym ${}^3S + {}^3D$: $\varepsilon = (-2,227 \pm 0,003) \text{ MeV}$ oraz singuletowej długości rozproszeniowej (singlet scattering length) ${}^1r_0 = (-16,91 \pm 0,38) 1/\mu$. W ten sposób Lévy uzyskał następujące wartości:

$$r_c = (0,38 \pm 0,03) 1/\mu, \quad g^2/4\mu \approx 9,7 \pm 1,3.$$

Natomiast dla innych wartości charakteryzujących układ proton-neutron przy niskich energiach otrzymał on bardzo dobrą zgodność z doświadczeniem, którą ilustrujemy poniższą tabelką:

	teoretycznie	doświadczalnie
Singuletowy zasięg efektywny 1r_0 (singlet effective range)	1,78 $1/\mu$	$(1,93 \pm 0,41) 1/\mu$
Trypletowy zasięg efektywny 3r_0 (triplet effective range)	1,185 $1/\mu$	$(1,217 \pm 0,047) 1/\mu$
Elektryczny moment kwadrupolowy Q	$2,08 \cdot 10^{-27}$ cm	$(2,738 \pm 0,016) 10^{-27}$ cm
Domieszka stanu D	0,051	0,02—0,06

Lévy spodziewa się, że uwzględnienie pozostałych oddziaływań czwartego rzędu opuszczonych w $V_4(\vec{x})$ oraz oddziaływań szóstego rzędu poprawi jeszcze te rezultaty.

Klein [22] w serii dwu prac badał zbieżność rozwinięcia potencjału adiabatycznego $V(\vec{x})$ według potęg stałej sprzężenia. Z prac tych, zdaniem ich autora, wynika wbrew poglądom Lévy'ego, że istnieje (np. przy $g^2/4\pi \approx 10$) obszar na zewnątrz rdzenia odpychającego, w którym rozwinięcie to nie jest zbieżne. Twierdzenie to przemawiałoby wyraźnie na niekorzyść postępowania Lévy'ego odnośnie deuteronu, które ogranicza się do pierwszych wyrazów rozwinięcia. W swoich rozważaniach Lévy i Klein przypisują największe znaczenie przyczynom pochodzącym od diagramów o maksymalnej w danym rzędzie liczbie par wirtualnych.

Jastrow [23] zwrócił uwagę na to, że doświadczenie nie wyznacza jednoznacznie wartości stałej sprzężenia i promienia rdzenia odpychającego. Wziął on mianowicie pod uwagę „sztywny“ rdzeń odpychający oraz na zewnątrz niego potencjał postaci $V(\vec{x}) = V_2(\vec{x}) + aV_4(\vec{x})$, gdzie a jest stałą fenomenologiczną. Wykonując rachunek numeryczny pokazał, że dla $g^2/4\pi \approx 10$ i $a = 1$ (przypadek Lévy'ego) oraz dla $g^2/4\pi = 16$ i $a = 1/4$ uzyskuje się odnośnie wielkości charakteryzujących układ proton-neutron przy niskich energiach rezultaty bardzo zbliżone do siebie i do doświadczenia.

Osobna wzmianka należy się pracom Bruecknera i Watsona [24], którzy podali nową metodę obliczania potencjału adiabatycznego. Zapatrują się oni bardziej optymistycznie niż Klein na zbieżność rozwinięcia potencjału według potęg stałej sprzężenia. Przypisują oni małe stosunkowo znaczenie — w przeciwieństwie do Lévy'ego i Kleina — przyczynom pochodzącym od diagramów o maksymalnej w danym rzędzie liczbie par wirtualnych. Metoda Bruecknera i Watsona polega na innym niż w metodzie $T-D$ sposobie eliminacji z układu równań (7) „niepo-

trzebnych“ amplitud. Związek metody Bruecknera i Watsona z metodą $T-D$ podał Klein [25].

Konkludując widzimy, że dokonano ostatnio duży krok naprzód w kierunku konstrukcji mezonowej (tj. polowej) teorii sił jądrowych. Jednak budowie tej daleko jeszcze do zakończenia nawet w najprostszym przypadku deuteronu.

4. Nowa metoda Tamma-Dancoffa w reprezentacji pędowej

Oznaczmy odpowiednio przez $C(\lambda(N))$ i $A(\lambda(N))$ iloczyny operatorów kreacji i anihilacji układu $N=(n, a, m)$ cząstek w stanie $|\lambda(N)\rangle$. Wtedy amplitudy (8) można wyrazić wzorami:

$$c_{\lambda(N)} = \langle \lambda(N) | \Psi_H \rangle = \frac{1}{\sqrt{n! a! m!}} \langle V_0 | A(\lambda(N)) \Psi_H \rangle, \quad (18)$$

gdzie $|V_0\rangle$ jest stanem próżni cząstek swobodnych zgodnym z teorią dziur.

Używając tych amplitud traktujemy niesymetrycznie fermionowe stany o energii dodatniej i ujemnej: w iloczynie $A(\lambda(N))$ występują operatory anihilacji fermionów i antyfermionów tylko w stanach o energii dodatniej (zgodnie z teorią dziur). Brak powyższej symetrii różni metodę $T-D$ od metody $B-S$. Wprowadzenie tej symetrii mogłoby w przyszłości, zdaniem Dysona, ułatwić bezpośrednią renormalizację metody $T-D$ bez uciekania się do rozwinięć według potęg stałej sprzężenia.

W związku z tym Dyson [7] wprowadza nowe trójwymiarowe funkcje falowe w reprezentacji pędowej postaci

$$b_{\lambda(N)\lambda'(N')} = \frac{1}{\sqrt{n! a! m! n'! a'! m'!}} \langle V | C(\lambda(N)) A(\lambda'(N')) \Psi_H \rangle. \quad (19)$$

Występowanie w tym wzorze zarówno operatorów kreacji jak i anihilacji oraz stanu próżni prawdziwej $|V\rangle$ (tzn. próżni cząstek oddziałujących) zamiast $|V_0\rangle$ symetryzuje funkcje falowe względem fermionowych stanów dodatnich i ujemnych oraz zbliża je w pewnym stopniu do funkcji formalizmu $B-S$ (por. (2)). Formalizm oparty na funkcjach (19) nazywa Dyson nową metodą Tamma—Dancoffa. Jest to oczywiście formalizm trójwymiarowy w przeciwieństwie do metody $B-S$. Dyson wyprowadza wzory pozwalające przeliczać wzajemnie na siebie $c_{\lambda(N)}$ i $b_{\lambda(N)\lambda'(N')}$, co dowodzi, że za pomocą nowych funkcji można rzeczywiście opisywać stany rozważanego układu. Fakt ten usprawiedliwia nadanie $b_{\lambda(N)\lambda'(N')}$ nazwy funkcji falowych.

Równanie (6) prowadzi w nowym formalizmie do następującego układu równań na funkcje $b_{\lambda(N)\lambda'(N')}$, który zastępuje tu układ (7):

$$\begin{aligned} & (\varepsilon + E_{\lambda(N)} + E_{\lambda'(N')}) b_{\lambda(N)\lambda'(N')} = \\ & = \frac{1}{n! a! m! n'! a'! m'!} \langle V | [(C(\lambda(N)) A(\lambda'(N')), \hat{H}] \Psi_H \rangle, \end{aligned} \quad (20)$$

gdzie $\varepsilon = E - E_0$, przy czym E_0 jest energią układu w stanie próżni prawdziwej $|V\rangle$:

$$H|V\rangle = E_0|V\rangle.$$

Przy obliczaniu komutatora pojawiają się po prawej stronie równania (20) funkcje (19) odpowiadające różnym liczbom cząstek w różnych stanach. Eliminacja „niepotrzebnych“ funkcji przebiega w zasadzie podobnie jak w jednej z dwu metod $T-D$.

Gdy obliczamy energię E układu, wówczas obok wyrażeń skończonych pojawiają się wyrażenia rozbieżne do nieskończoności. Część tych wyrażeń występuje addytywnie i jest identyczna z (również rozbieżną) energią E_0 próżni prawdziwej (są to przyczynki do energii odpowiadające diagramom Feynmanowskim zbudowanym z zamkniętych pętli, z których nie wybiega ani do których nie wchodzi żadna linia; diagramy te opisują tzw. disconnected vacuum processes). Widzimy więc, że w równaniu (20), w którym zamiast E występuje $\varepsilon = E - E_0$, rozbieżności pierwszego typu są automatycznie wyeliminowane.

Funkcje (19) nie mają w przeciwieństwie do (18) interpretacji amplitud prawdopodobieństwa znalezienia cząstek w stanach własnych $|\lambda(N)\rangle$. Pochodzi to stąd, że we wzorze (19) występują operatory anihilacji oraz nadto stan $|V\rangle$ zamiast stanu $|V_0\rangle$. Przedstawiają one natomiast amplitudy prawdopodobieństwa zmierzenia na stanie Ψ_H stanów o N' cząstkach (w stanie $|\lambda'(N')\rangle$) więcej i o N cząstkach (w stanie $|\lambda(N)\rangle$) mniej, niż to opisuje stan próżni cząstek oddziaływających $|V\rangle$. Dyson wyraża to krótko w sposób następujący: $b_{\lambda(N)\lambda'(N')}$ jest amplitudą prawdopodobieństwa znalezienia N' „plus“-cząstek (w stanie $|\lambda'(N')\rangle$) i N „minus“-cząstek (w stanie $|\lambda(N)\rangle$). „Plus“-cząstki i „minus“-cząstki są to z definicji cząstki nie występujące w $|V\rangle$, a występujące w Ψ_H i odwrotnie. W przypadku fermionów, z uwagi na teorię dziur i definicję próżni $|V\rangle$, „plus“-cząstki odpowiadają stanom o energii dodatniej, „minus“-cząstki — stanom o energii ujemnej.

Po eliminacji z (20) „niepotrzebnych“ funkcji otrzymuje się równanie całkowe na interesującą nas funkcję. Równanie to, podobnie jak w przypadku starej metody $T-D$ (por. (10)) zawiera w jądrze energetyczne mianowniki rezonansowe. Zerowanie się tych mianowników następuje dla energii, przy których mogą być w stanie Ψ_H kreowane lub anihilowane cząstki prawdziwe (nie wirtualne). W nowej metodzie $T-D$ pojawiają się

m. in. mianowniki rezonansowe odpowiadające kreacji w stanie Ψ_H cząstek, które — fizycznie biorąc — nie występują w próżni $|V\rangle$, a więc z uwagi na wynikające stąd zerowanie się odpowiednich funkcji (19) nie mogą być kreowane w stanie Ψ_H . W związku z tym wartości energii, przy których zerują się ostatecznie mianowniki nazwano fałszywymi biegunami (spurious poles). Występowanie fałszywych biegunów jest defektem nowej metody $T-D$, który może poważnie komplikować praktyczne jej stosowanie.

Występowanie fałszywych biegunów wiąże się z wprowadzeniem do teorii stanu próżni prawdziwej $|V\rangle$ zamiast stanu próżni pozornej $|V_0\rangle$, przy którym zerowałyby się wyrazy macierzowe z fałszywymi biegunami. W trakcie wyprowadzania z (20) równania całkowego Dyson nie korzysta wcale z faktu, że $|V\rangle$ jest próżnią (cząstek oddziaływających), co związane jest z trudnością wyznaczenia stanu $|V\rangle$. Jeśli fakt, że $|V\rangle$ jest próżnią nie został wykorzystany w równaniu całkowym, wtedy trzeba go dołączyć jako pewien warunek graniczny na rozwiązanie tego równania, aby otrzymać rezultaty fizyczne sensowne. Korzyść tego postępowania polega na tym, że można zamiast stanu $|V\rangle$ szukać właściwie warunków granicznych dla $|V\rangle$. Drogą tą poszły badania Dysona, Kleina [25] i Taylora [21] poświęcone nowej metodzie $T-D$.

Dyson pokazał, jak za pomocą postępowania Ciniego można renormalizować nową metodę $T-D$ w najbliższym przybliżeniu operującym równaniem całkowym o jądrze urwanym na pierwszym wyrazie rozwinięcia według stałej sprzężenia. Taylor [8] wykazał jednak, że równania tego nie można już zrenormalizować za pomocą postępowania Ciniego, gdy uwzględnimy następny wyraz rozwinięcia jądra. W obecnej chwili zagadnienie renormalizacji metody $T-D$ jest problemem otwartym.

Literatura

Cytowane prace oryginalne:

- [1] Lévy M. M., Phys. Rev., **88**, 72, 725 (1952)
- [2] Werle J., Phys. Rev., **87**, 159 (1953)
- [3] Lévy M. M., Phys. Rev., **84**, 441 (1951)
- [4] Tamm I. J., J. Phys. (USSR), **9**, 449 (1945)
- [5] Dancoff S. M., Phys. Rev., **78**, 382 (1950)
- [6] Cini M., Nuovo Cimento, **10**, 526, 614 (1953)
- [7] Dyson F. J., Phys. Rev., **91**, 1543 (1953)
- [8] Taylor J. C., Phys. Rev., **95**, 1313 (1954)
- [9] Fubini S., Nuovo Cimento, **10**, 564 (1953)
- [10] Dyson F. J. et al., Phys. Rev., **95**, 1644 (1954)
- [11] Salpeter E. a. Bethe H. A., Phys. Rev., **84**, 1232 (1951)

- [12] Salpeter E., Phys. Rev., 87, 328 (1952)
- [13] Karplus R. i Klein A., Phys. Rev., 87, 848 (1952)
- [14] Fulton T. i Matrin P. C., Phys. Rev., 95, 811 (1954)
- [15] Gell - Mann M. i Low F., Phys. Rev., 84, 350 (1951)
- [16] Schwinger J., Proc. Natl. Acad. Sci. U. S., 37, 452, 455 (1951)
- [17] Günther M., Phys. Rev., 88, 1411 (1952)
- [18] Günther M., Phys. Rev., 94, 1347 (1954)
- [19] Klein A., Phys. Rev., 90, 1101 (1953)
- [20] Klein A., Phys. Rev., 94, 195 (1954)
- [21] Taylor J. C., Phys. Rev., 96, 1438 (1954)
- [22] Klein A., Phys. Rev., 91, 740, 92, 1017 (1953)
- [23] Jastrow R., Phys. Rev., 91, 749 (1953)
- [24] Brueckner K. A. i Watson K. M., Phys. Rev., 90, 699, 92, 1023 (1953)
- [25] Klein A., Phys. Rev., 95, 1676 (1954)

Artykuły przeglądowe:

- Zimmermann W. Supplemento del Nuovo Cim. 11, 43 (1954)
- Baumann K., Acta Phys. Austriaca, 8, 4 (1953)

Halina Chęcińska

Instytut Łączności, Warszawa

Izotopy promieniotwórcze jako źródła siły elektromotorycznej

Myśl wykorzystania ładunku elektrycznego niesionego przez cząstki wysyłane z ciał radioaktywnych i bezpośredniego użycia go w postaci prądu elektrycznego zajmowała badaczy i techników już od dawna. W roku 1913 M o s e l e y [1] zaprojektował urządzenie generujące napięcie 150 000 V, oparte na emisji cząstek alfa radonu. Ze względu na wysoką cenę radu przyrząd okazał się nieekonomiczny i nie znalazł zastosowania praktycznego. Dopiero z chwilą odkrycia sztucznej promieniotwórczości powstały większe możliwości uzyskania siły elektromotorycznej z tego źródła.

Opracowano szereg urządzeń opartych na wykorzystaniu izotopów promieniotwórczych jako źródła prądu o małej mocy. Między innymi L i n d e r i C h r i s t i a n [2] w roku 1951 po raz pierwszy użyli izotopów promieniotwórczych ^{90}Sr — ^{90}Y do budowy generatora, dającego siłę elektromotoryczną 365 000 V. Napięcie uzyskano przez umieszczenie warstwy izotopu na izolowanej elektrodzie w atmosferze gazu o niskim ciśnieniu. Powyższy przyrząd przedstawia rys. 1. Generatory te jednakże nie wytrzymały konkurencji z użytkowanymi dotychczas źródłami prądu, gdyż odznaczały się mniejszą wydajnością i były mniej wygodne w użyciu.

Dopiero w ostatnich czasach (w roku 1954) zastosowanie półprzewodników do tego rodzaju generatorów zmieniło stan rzeczy, umożliwiając uzyskanie większej wydajności i otrzymanie prądów większej mocy. Nowowynalezione źródła SEM mają bardzo małe rozmiary. Mogą to być płytki o powierzchni mniejszej niż 1 cm^2 i grubości poniżej 1 mm, co stwarza możliwości wykorzystania ich w miniaturowych urządzeniach elektrycznych. Poza tym źródła te są wyjątkowo długotrwałe; czas działania bez znacznych zmian mocy można liczyć na lata.

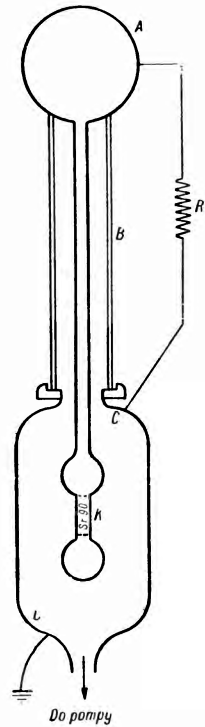
P f a n n i v a n R o o s b r o e c k [3], badacze amerykańscy z Bell Telephone Laboratories, wpadli na pomysł użycia kontaktowych komórek półprzewodzących, fotowoltaicznych do generowania prądu pod wpływem promieniowania β izotopów promieniotwórczych. Wykorzystano znane właściwości kontaktu n - p .

Jak wiadomo najbardziej charakterystyczną cechą półprzewodników jest ich właściwość przewodzenia prądu dwoma sposobami. Pierwszym jest przewodzenie za pomocą swobodnych elektronów, poruszających się w sieci krystalicznej w tak zwanym pasmie przewodnictwa. Drugim sposobem jest przewodzenie prądu za pomocą elektronów związanych z atomami, przeskakujących od atomu do atomu w pasmie podstawowym. Pierwszy rodzaj przewodnictwa nazywamy elektronowym lub nadmiarowym, albo krótko typu n . Drugi sposób przewodzenia zwiemy dziurowym lub niedmiarowym, albo krótko typu p . Termin „dziurowy“ powstał ze względu na to, że elektrony wyrwane z pasma podstawowego pozostawiają po sobie dziury. Dziury przemieszczają się w polu elektrycznym w kierunku przeciwnym niż elektrony i zachowują się tak, jak dodatnie nośniki prądu. Ze względu na istnienie dwóch rodzajów nośników: elektronów i dziur, prąd w półprzewodniku jest sumą prądu dziurowego i elektronowego. Zwykle jeden z tych prądów ma przewagę. Bliższe szczegóły dotyczące teorii pasmowej półprzewodników znajdzie czytelnik w artykułach L. Sosnowskiego w *Postęпах Fizyki* [4, 5].

Znaną jest rzeczą, że na granicy między obszarem o przewodnictwie dominującym typu n a obszarem o przewodnictwie dominującym typu p powstaje bariera potencjału i specjalny rozkład ładunku przestrzennego, wywołany częściowo dyfuzją nośników prądu z jednego obszaru na drugi.

Charakterystyczną cechą bariery n - p jest fakt, że stanowi ona zaporę jedynie dla nośników dominujących w danym obszarze przewodnictwa. Natomiast nośniki mniejszościowe, tj. elektrony z obszaru niedmiarowego i dziury z obszaru nadmiarowego, mogą płynąć przez barierę bez przeszkód. Ta właściwość bariery powoduje zjawisko fotowoltaiczne.

Światło wyzwala po obydwu stronach bariery elektrony i dziury. Nośniki mniejszościowe wyzwolone w pobliżu bariery przechodzą przez nią. Ponieważ po drugiej stronie bariery stają się nośnikami większościowymi, nie mogą już przez barierę powrócić. Gdy połączymy obydwie obszary półprzewodnika zewnętrznym obwodem zamkniętym, popłynie w nim prąd nośników mniejszościowych, które przenikają przez barierę, a powracają przez obwód zewnętrzny. Pod wpływem oświetlenia kontaktu popłynie więc trwały prąd elektryczny.



Rys. 1. — Uproszczony schemat generatora napięcia: K — emiter, A — elektroda, B — izolator z topionego kwarcu, C — kolektor

Zjawisko to można wywołać zresztą nie tylko za pomocą oświetlenia. Ehrenberg, Lang i West [6] stwierdzili, że kontaktowa komórka fotowoltaiczna selenowa, nie oświetlona, lecz bombardowana szeroką wiązką elektronów o pewnej energii (do 80 keV), także generuje prąd. Ten sam efekt zaobserwowano w komórkach kontaktowych z tlenku miedzi. Zjawisko to zostało nazwane elektrowoltaicznym.

Zostało ono właśnie wykorzystane przy konstrukcji nowoodkrytych źródeł SEM. Elementem czynnym w takim źródle jest kontakt n - p , który generuje prąd elektryczny pod wpływem bombardowania go przez elektrony promieniowania β , wysyłane przez warstwę izotopu promieniotwórczego.

W literaturze radzieckiej [7] źródła te otrzymały nazwę baterii atomowych. Na zachódzie nazywają je radioaktywnymi kontaktowymi źródłami mocy. W języku polskim nie mają jeszcze specjalnej nazwy. Właściwymi byłyby: ogniwo elektrowoltaiczne przez analogię do podobnego fotowoltaicznego lub, gdy mamy do czynienia z większą ich ilością w połączeniu szeregowym lub równoległym, bateria elektrowoltaiczna.

Działanie takiego ogniwa zależy od właściwego doboru źródła promieniotwórczego i kontaktu półprzewodzącego n - p .

Źródła promieniotwórcze

Przy wyborze izotopu promieniotwórczego jako źródła energii dla ogniwa muszą być brane pod uwagę następujące właściwości izotopu: rodzaj oraz natężenie wysyłanego promieniowania, energia niesiona przez nie, połowiczny czas życia i zasięg w danym półprzewodniku.

Teoretycznie wszystkie rodzaje promieniowania ciał radioaktywnych mogłyby być użyte, lecz w praktyce dotychczasowej dobre wyniki uzyskano jedynie z promieniowaniem β . Cząstki α wywołują bowiem w znacznym stopniu trwałe defekty w sieci krystalicznej półprzewodnika i zmieniają cechy fizyczne kontaktu n - p , co nie jest pożądane w działaniu ogniwa. Promieniowanie γ wymaga stosowania specjalnych osłon, gdyż nie jest dostatecznie silnie pochłaniane w półprzewodnikach.

Ze względu na wydajność prądową ogniwa, a więc ilość produkowanych nośników, pożądane byłoby jak największe natężenie promieniowania izotopu, ze względu zaś na niezmienną moc ogniwa w czasie pożądany jest jak najdłuższy połowiczny okres zaniku. Należy mieć na uwadze współzależność tych cech. Energia elektronu β powinna być dostateczna do wytworzenia co najmniej jednej pary nośników. Elektron β o wyższej energii zdolny jest do wytworzenia większej ilości par nośników prądu, co bardzo korzystnie wpływa na wydajność ogniwa, ale energia nie powinna być tak duża, aby tworzyły się trwałe defekty w sieci krystalicznej w rodzaju np. wyrwania atomów z położenia w węzłach sieci.

Zasięg promieniowania β w dobranym półprzewodniku powinien być porównywalny z drogą swobodnej dyfuzji nośników prądu, która jest zwykle rzędu kilku setnych centymetra. Chodzi o to, by nośniki nie ulegały rekombinacji przed dopłynięciem do bariery.

Miarą przydatności izotopu promieniotwórczego do zastosowania go jako źródła energii w ogniwie jest ilość energii promieniowania zaabsorbowana w półprzewodniku. Jeżeli energia potrzebna do wytworzenia jednej pary nośników jest ε a energia zaabsorbowana w pobliżu bariery jest E , to iloraz $\frac{E}{\varepsilon}$ będzie miarą ilości nośników płynących przez kontakt, przy założeniu, że wszystkie wytwarzane nośniki biorą udział w przepływie prądu.

Energia zaabsorbowana jest zwykle tylko pewnym ułamkiem całkowitej energii wysyłanej przez źródło promieniotwórcze.

Pełne natężenie wysyłanego przez źródło radioaktywne promieniowania mielibyśmy w tym przypadku, gdyby wszystkie atomy preparatu były promieniotwórcze. W praktyce mamy do czynienia zwykle z pewną mieszaniną izotopów. Natężenie promieniowania, jakie dają izotopy znajdujące się w handlu, wynosi zwykle około 0,1 pełnego natężenia. Poniższa tabelka zawiera wykaz izotopów promieniotwórczych, które dotychczas znalazły zastosowanie przy sporządzaniu doświadczalnych ogniw elektrowoltaicznych. Tabelka podaje także charakterystyczne cechy izotopów. Z wyjątkiem kobaltu i baru są one czystymi źródłami promieniowania β .

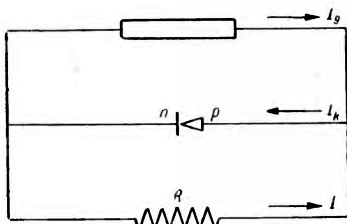
Pierwiastek i ciężar atomowy	Okres połowicznego zaniku	Maksymalna energia w MeV	Gęstość g/cm ³	Zasięg β w Al w g/cm ²	Pełne natężenie w curie/g	Natężenie izotopu znajdującego się w handlu w curie/g
Kobalt 60	5,2 lat	β 0,31 γ 1,17 γ 1,33	8,9	0,083	$1,15 \cdot 10^3$	1,1
Stront 89	53 dni	β 1,5	2,55	0,68	$2,8 \cdot 10^4$	3 000
Stront 90	20 lat	β 0,54	2,55	0,22	200	16
przechodzi w Ytr 90	62 godz.	β 2,2	5,5	1,06	200	16
Promet 147	4,4 lat	β 2,2	—	0,049	500	50
Tal 204	2,7 lat	β 0,78	11,9	0,30	650	65
Wapń 45	180 dni	β 0,25	1,54	0,06	$1,6 \cdot 10^4$	1 600
Cez 137	33 lat	β 0,5—95% β 1,2—5%	1,9	0,16	79	11
przechodzi w Bar 137	2,6 min	γ 0,66	3,5	—	79	11

Półprzewodzący kontakt $n-p$

W zasadzie wszystkie półprzewodniki w postaci monokryształów, w których można wytworzyć makroskopowy kontakt $n-p$, mogłyby być użyte do sporządzania ogniw. Pożądany jest jednakże materiał, w którym energia potrzebna do wytworzenia pary nośników ε jest mała, a energia powodująca wytwarzanie trwałego defektu sieci E_d jak największa. W chwili obecnej najbardziej znanymi półprzewodnikami są german i krzem. Dotychczasowe doświadczenia nad ogniwami elektrowoltaicznymi, przynajmniej te, które były opublikowane w literaturze, były przeprowadzane jedynie przy użyciu tych dwóch półprzewodników.

Energia potrzebna do wytworzenia pary nośników prądu w germanie wynosi 3 eV, w krzemie — 3,6 eV. Minimalna energia E_d , powodująca defekt sieci, np. wytrącenie atomu z pozycji węzłowej, jest obliczona i sprawdzona doświadczalnie i wynosi dla germanu 0,63 MeV, dla krzemu — 0,30 MeV.

Teorię kontaktu $n-p$ dla germanu i krzemu opracował Shockley [8]. Elektrony promieniowania β pochłonięte w pobliżu bariery generują po obydwu jej stronach pary nośników prądu, tj. elektrony i dziury. Nośniki mniejszościowe przepływają przez barierę. Jeżeli są one wytworzone dostatecznie blisko bariery w porównaniu ze swobodną drogą dyfuzji, płyną nie ulegając rekombinacjom i tworzą prąd o natężeniu I_g . Ten przepływ ładunków powoduje polaryzację kontaktu i powstawanie prądu o kierunku przeciwnym i natężeniu I_k . Źródło generujące — nośniki i kontakt $n-p$ można przedstawić za pomocą obwodu zastępczego, który widzimy na rysunku 2. Dla takiego obwodu można napisać następujące trzy równania



Rys. 2. — Obwód zastępczy równoważny ogniwu elektrowoltaicznemu

$$I_g = I_k \cdot I, \quad (1)$$

$$I_k = kT/eR_0 (\exp eV/kT - 1), \quad (2)$$

$$I \cdot R = V. \quad (3)$$

Równanie (2) opisuje według Shockleya natężenie prądu płynącego przez kontakt $n-p$. T oznacza tu temperaturę bezwzględną, k — stała Boltzmana, V — napięcie bariery, e — nabój elementarny, R_0 — opór kontaktu przy zerowym napięciu.

Posługując się tymi trzema równaniami można przeprowadzić analizę zachowania się obwodu. W wyniku tej analizy stwierdzono, że moc układu rośnie wraz z natężeniem prądu generowanego I_g i z oporem R_0 . Matematycznym warunkiem uzyskania maksymalnej mocy jest:

$$\exp eV/kT = R_0/R,$$

gdzie R jest oporem zewnętrznym układu. Z drugiej strony wiemy, że I_0 rośnie z natężeniem i energią promieniowania izotopu. Wzrost tej ostatniej jest jednak ograniczony energią E_d , powodującą defekty sieci.

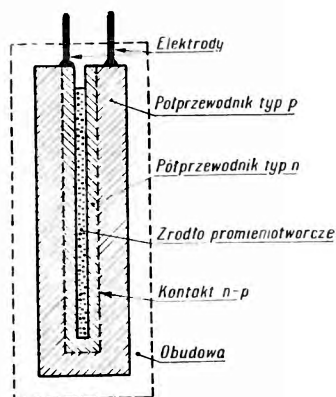
Budowa ogniwa elektrowoltaicznego

W zasadzie budowa ogniwa jest prosta. Cienka warstwa izotopu promieniotwórczego jest umieszczona na płaskiej płytce monokryształu półprzewodnika, zawierającej kontakt $n-p$ w płaszczyźnie równoległej do warstwy izotopu. Jest to tak zwane płaskie ogniwo jednostronne. Bardziej wydajny jest układ przedstawiony na rysunku 3, gdzie warstwa promieniotwórcza jest otoczona ze wszystkich stron materiałem półprzewodzącym.

W celu uniknięcia strat energii promieniotwórczej, spowodowanych przez reabsorpcję promieniowania w masie izotopu, warstwa jego musi być cieńsza niż zasięg promieniowania w materiale emitującym. Obliczenia teoretyczne, sprawdzone przez doświadczenia z płaskim jednostronnym źródłem izotopów $^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Y}$, wykazały, że najlepszą wydajność promieniowania dają warstwy o grubości równej $1/8$ zasięgu β w tej mieszaninie izotopów. Tak cienka warstewka, sporządzona z izotopów $^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Y}$ o natężeniu 16 curie/g, dawała promieniowanie o natężeniu około 1 curie na cm^2 .

Produkcja ogniwa składa się z dwóch głównych etapów. Pierwszym jest sporządzenie kontaktu $n-p$ na odpowiednich rozmiarów płytce germanowej lub krzemowej. Osiąga się to przez dyfuzję obcych atomów, akceptorów lub donorów, do monokryształu w odpowiedniej temperaturze w próżni lub atmosferze gazu szlachetnego o niskim ciśnieniu. Ze względu na małe rozmiary i specjalne warunki, jakim powinien odpowiadać, sporządzenie takiego kontaktu wymaga na ogół dużej zręczności eksperymentalnej i pewnej rutyny laboratoryjnej. W Bell Telephone Laboratories wykonywa się to na dużą skalę. Płytkę krzemową z takim kontaktem znalazła zastosowanie jako ogniwo fotowoltaiczne o dużej wydajności, służące do zamiany energii promieniowania słonecznego na prąd elektryczny [9] [10] i sporządzania tzw. baterii słonecznych.

Po sprawdzeniu działania kontaktu przy użyciu źródła promieniowania β o znanej wydajności można przystąpić do drugiego etapu produkcji ogniwa, tj. nakładania cienkiej warstwy izotopu.



Rys. 3. — Schemat ogniwa elektrowoltaicznego

Aczkolwiek technika produkcji tych ogniw wymaga dużej umiejętności, nie wydaje się ona trudniejsza niż na przykład technika produkcji tranzystorów [11] i można sobie wyobrazić zorganizowanie jej w skali fabrycznej. W jednym i drugim przypadku przygotowanie dobrego, czystego materiału wyjściowego, jakimi są monokryształy krzemu lub germanu, stanowi jedno z podstawowych zadań. Sprawie otrzymywania izotopów promieniotwórczych służą akceleratory, a przede wszystkim reaktory jądrowe.

Stosując podaną powyżej w zarysie metodę produkcji otrzymano do-tychczas ogniwa elektrowoltaiczne, których własności ilustrują podane niżej przykłady.

Ogniwo na podłożu germanowym przy użyciu około 0,2 curie izotopów ^{90}Sr — ^{90}Y o natężeniu promieniotwórczości 16 curie/g wykazało:

opór $R_0 = 10^8 \Omega / \text{cm}^2$,
 natężenie prądu $I_q = 0,0013 \text{ A/cm}^2$,
 moc maksymalną $W_m = 65 \mu\text{W/cm}^2$,
 wydajność $E = 1,7\%$.

Ogniwo na podłożu krzemowym przy użyciu takiego samego izotopu promieniotwórczego w tych samych warunkach wykazywało:

opór $R_0 = 10^8 \Omega / \text{cm}^2$,
 natężenie prądu $I_g = 0,0011 \text{ A/cm}^2$,
 moc maksymalną $W_m = 340 \mu\text{W/cm}^2$,
 wydajność $E = 8,6\%$.

Przy obliczaniu wydajności brana była pod uwagę ilość energii zaabsorbowanej w półprzewodniku, a nie całkowitej energii, wysyłanej przez źródło promieniowania. Wydajności te są obliczone przy założeniu, że warunki są tak dobrane, iż wszystkie nośniki generowane są wykorzystane, czyli nie ma strat energii spowodowanych przez rekombinacje.

W warunkach opisanych doświadczeń dla ogniwa germanowego energia promieniowania β przenikająca do półprzewodnika wynosiła 90%, a energia zaabsorbowana w warstwie grubości równej drodze dyfuzji — 40% całkowitej energii wysyłanej przez warstwę radioaktywną. Dla ogniwa krzemowego liczby te wynosiły odpowiednio: 60% i 25%. Obliczona droga swobodna dyfuzji w germanie typu n wynosiła 0,06 cm, a w germanie typu p — 0,03 cm. Droga dyfuzji w krzemie wynosiła 0,02 cm. Jeśli chodzi o ogniwo krzemowe, to kontakt n - p znajdował się na głębokości 0,002 cm, natomiast sama płytka krzemowa posiadała grubość 0,05 cm.

Uzyskane wyniki nie wyczerpują wszystkich możliwości, niemniej już są dość obiecujące. Jeżeli weźmiemy pod uwagę niewielkie rozmiary ogniw i możliwość układania szeregowo warstw jednej na drugiej w baterie elektrowoltaiczne, otrzymana moc może być znacznie powiększona.

Jednakże należy zauważyć, że jakkolwiek otrzymane dotychczas ogniwa wykazują dużo zalet, posiadają także pewne wady.

Średnia energia promieniowania β izotopów promieniotwórczych ^{90}Sr — ^{90}Y jest nieco większa niż energia powodująca powstawanie defektów sieci w germanie i krzemie. Toteż straty spowodowane przez defekty sieci zakłócają pracę ogniw. Za te straty odpowiedzialne jest głównie promieniowanie β , pochodzące od ^{90}Y o średniej energii 0,89 MeV, a maksymalnej energii 2,2 MeV.

Ogniwo krzemowe może wykazywać po dwóch dniach zmiany natężenia prądu zwarcia dochodzące do 45%. Jednakże po przerwaniu promieniowania i wznowieniu go po 5 tygodniach prąd zwarcia podnosi się samorzutnie do 62% pierwotnej wartości, a po wygrzewaniu ogniwa przez 24 godziny w temperaturze 110°C powraca do wyjściowej normy.

To wskazuje, że atomy wytracone na skutek defektów sieci z pozycji węzłowych wracają w tej temperaturze do węzłów. Okresowe wygrzewanie ogniw może więc zapobiec gromadzeniu się defektów sieci bądź dla ich uniknięcia ogniwo może pracować stale w podwyższonej temperaturze.

Ogólnie mówiąc obecny stan badań nad ogniwami elektrowoltaicznymi wskazuje na możliwość dalszego ich doskonalenia. Przyszłość leży nie tylko w ulepszaniu techniki wykonania, ale i w możliwości zastosowania nowych izotopów, których stale dostarcza rozwijająca się fizyka jądrowa. Być może, że również zastosowanie innych półprzewodników, na przykład grupy PbS lub germanopodobnych związków intermetalicznych, przyniesie lepsze rezultaty.

Wprowadzenie ogniw elektrowoltaicznych zamiast dotychczas stosowanych źródeł prądu o małej mocy może się stać równie dużym przewrotem w technice jak zastosowanie tranzystorów. Byłby to dalszy postęp w tak ważnej pod względem gospodarczym miniaturyzacji sprzętu radiowego i teletechnicznego.

Literatura

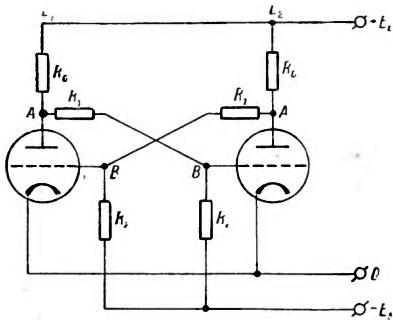
1. H. G. J. Moseley, Proc. Roy. Soc., A.88, 471 (1913).
2. E. G. Linder i S. M. Christian, J. Appl. Phys., 23, 1213 (1952).
3. W. G. Pfanni i W. Roosbroeck, J. Appl. Phys., 25, 1422 (1954)
4. L. Sosnowski, Postępy Fizyki, 1, 125 (1949)
5. L. Sosnowski, Postępy Fizyki, 4, 53 (1953)
6. Ehrenberg, Lang i West, Proc. Phys. Soc., A. 64, 424 (1951).
7. Д. Воскобойник, Радио 2, 39 (1955)
8. W. Shockley, Bell System Tech. J., 28, 435 (1949).
9. Chapin, Fuller i Pearson, J. Appl. Phys., 25, 676 (1954).
10. H. Chęcińska, Fizyka w Szkole Nr 4 (1955)
11. Z. Kopec, Postępy Fizyki, 3, 81 (1952)

Jan Dąbkowski

Zakład Fizyki WSP w Warszawie

Zastosowanie lampy dekadowej w elektronicznych układach zliczających

Do niedawna w elektronicznych urządzeniach liczących impulsy elektryczne stosowano niemalże wyłącznie reduktory impulsów oparte na zastosowaniu układów spustowych (tryggerów) [1]. Najbardziej rozpowszechnionym spośród nich jest układ Ecclesa—Jordana. Składa się on z dwóch triod stanowiących wzmacniacz bezpośrednio sprzężony, w którym wyjście drugiego stopnia łączy się z wejściem pierwszego. Układ ten ma dwa stany równowagi (rys. 1). Pierwszy stan, gdy pierwsza lampa przewodzi duży prąd anodowy, druga zaś jest zablokowana oraz drugi odwrotny do pierwszego. Przerzucenie układu z jednego stanu do drugiego odbywa się przez podanie krótkiego ujemnego impulsu na siatkę lampy nie zablokowanej.



Rys. 1

Przyjmijmy, że lampa L_1 przewodzi duży prąd anodowy, zaś lampa L_2 jest zablokowana. W takim razie napięcie (względem katod lamp) w punkcie A jest niższe niż w punkcie A' i tym samym w punkcie B jest niższe niż w B' . Wartości oporów R_1 i R_2 są tak dobrane, że napięcie w punkcie B jest ujemne względem katody i blokuje prąd anodowy lampy L_2 , w punkcie B' natomiast jest o tyle wyższe, że nie powoduje zablokowania lampy L_1 . Podanie krótkiego ujemnego impulsu na siatkę lampy L_1 powoduje jej zablokowanie. Napięcie w punkcie A podnosi się, podnosi się również napięcie w punkcie B . Lampa L_2 zaczyna przewodzić, co prowadzi do obniżenia się napięcia w punkcie B' . Lampa L_1 zostaje zablokowana. Układ przechodzi do drugiego trwałego stanu równowagi. Po podaniu następnego ujemnego impulsu na siatkę lampy L_2 układ wraca do pierwotnego stanu.

Na anodzie każdej z lamp pojawiają się ujemne impulsy w liczbie dwa razy mniejszej. Przy zastosowaniu kolejno n takich jednakowych komórek

Na anodzie każdej z lamp pojawiają się ujemne impulsy w liczbie dwa razy mniejszej. Przy zastosowaniu kolejno n takich jednakowych komórek

uzyskujemy redukcję impulsów wynoszącą 2^n . Układy te buduje się zazwyczaj na podwójnych triodach. Ze względu na to, iż system dwójkowy jest niewygodny w użyciu, wykonuje się również urządzenia zliczające w systemie dziesiętnym. Jeden blok systemu dziesiętnego zawiera cztery wyżej omówione układy spustowe z odpowiednim sprzężeniem zwrotnym. Pod względem materiałowym urządzenie dziesiętne jest mniej ekonomiczne od dwójkowego, ale za to znacznie wygodniejsze w eksploatacji.

Stan tego typu liczydeł odczytuje się zwykle ze wskazań lampek świecących i numeratorów mechanicznych [2]. W systemie dwójkowym każda komórka posiada taką lampkę, a stan liczydła wynosi:

$$N = 2^0 \delta_1 + 2^1 \delta_2 + 2^2 \delta_3 + \dots + 2^{n-1} \delta_n + 2^n X,$$

gdzie:

n — numer kolejnej komórki,

δ_k — równa się 1, gdy lampka k -tej komórki świeci lub 0, gdy nie świeci,

X — wskazania numeratora mechanicznego.

Natomiast w systemie dziesiętnym stan każdej dekady określony jest przez cztery lampki świecące i wynosi:

$$l_n = 1\delta_1 + 2\delta_2 + 4\delta_3 + 8\delta_4,$$

gdzie:

n — numer dekady,

δ_k — analogicznie jak w systemie dwójkowym.

A stan całego liczydła:

$$N = 10^0 l_1 + 10^1 l_2 + \dots + 10^{n-1} l_n + 10^n X,$$

X — wskazania numeratora mechanicznego.

Zastosowanie w reduktorach impulsów nowo skonstruowanej lampy dekadowej znacznie je upraszcza.

Lampa ta (Valvo — E1T; rys. 2) pozwala na bezpośredni optyczny odczyt stanu całej dekady [3]. Jest to mała lampa strumieniowa, w której strumień elektronów w kształcie wstążki może przyjmować 10 stabilnych położeń. Bańka lampy od wewnątrz pokryta jest luminoforem, na zewnątrz zaś namalowane są cyfry od 0 do 9. Strumień elektronów padając na luminofor wytwarza świecąca kreskę nad odpowiednią cyfrą. Impuls podany na wejście dekady powoduje w lampie przeskok strumienia o jedną cyfrę. Przy podaniu dziesiętnego impulsu strumień wraca z „9” na „0”, wysyłając równocześnie impuls na następną dekadę.

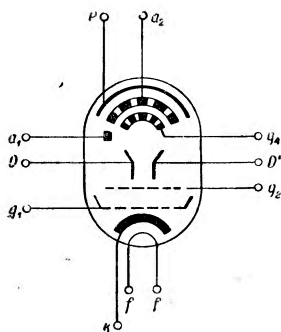
Lampy dekadowe ze względu na swe małe wymiary (np. E1T, średnica bańki 35 mm, długość 75 mm) nadają się szczególnie do budowy elektronicznych urządzeń zliczających. Układy z tymi lampami są znacznie pro-



Rys. 2

stsze od wzmiankowanych na wstępie i wymagają znacznie mniej elementów przy tym samym stopniu redukcji. W skład jednej dekady wchodzi lampa dekadowa oraz podwójna trioda w układzie multiwibratora wyzwalanego. Prędkość liczenia takiej dekady wynosi 30 000 imp/sec, a w specjalnym wykonaniu układu nawet 100 000 imp/sec.

Na rysunku 3 podano schemat symboliczny lampy dekadowej E1T. W schemacie tym pominięto elektrody nie wyprowadzone na zewnątrz, którymi są pręty ogniskujące, dwie siatki chwytne g_3 i g_5 oraz ekran s ,

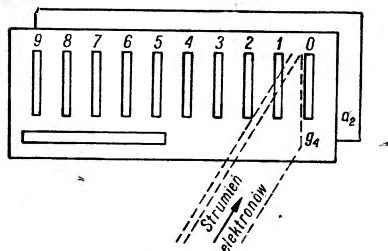


Rys. 3.

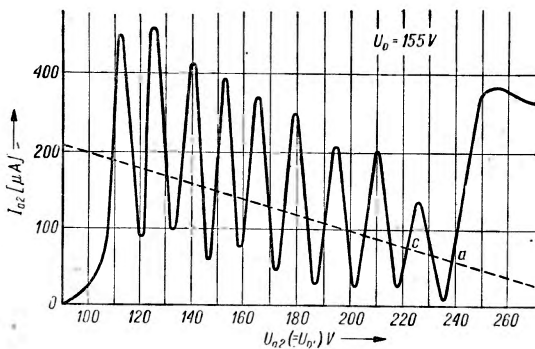
połączone wewnątrz bańki z katodą, jak również anoda pomocnicza a_h połączona z siatką g_2 . Elektrony emitowane przez pośrednio żarzoną prostokątną katodę k , zostają uformowane we wstążkowy strumień za pomocą siatki sterującej g_1 , dwóch prętów ogniskujących i siatki przyspieszającej g_2 . Luminofor położony jest na podkładzie przewodzącym. Podkład ten połączony jest z plusem napięcia zasilającego i uniemożliwia gromadzenie się szkodliwych ładunków.

Rysunek 4 przedstawia schematycznie wygląd przesłony szczelinowej g_4 . Przyjmijmy, że napięcie anodowe U_{a_2} (i równocześnie napięcie prawy płytki odchyłającej D') ma taką wartość, że strumień pada na g_4 z prawej strony szczeliny oznaczonej cyfrą „0”. Zrozumiałe jest, że w obwodzie anody a_2 nie będzie wówczas płynął żaden prąd, bo cały strumień przejmuje g_4 .

Przy zmniejszeniu napięcia na a_2 i D' strumień odchyli się w lewo. Część jego, przebywając szczelinę „0”, trafi do anody a_2 . Prąd jej wzro-



Rys. 4



Rys. 5

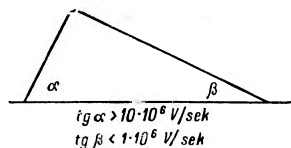
śnie. Przy dalszym obniżaniu napięcia U_{a_2} strumień trafi na kładkę między szczelinami „0” i „1”. Spowoduje to zmniejszenie prądu a_2 . Pomiedzy

szczeliną „4” i „5” zaczyna się uwidaczniać działanie szczeliny poziomej (rys. 4 i 5). Sprawia ona, iż prąd anodowy nie spada do zera, lecz waha się wokół wyższej wartości średniej. Charakterystyka rzeczywista podana jest na rysunku 5, na którym wykreślono również prostą oporu $R_{a_2} = 1 \text{ M}\Omega$. Jest to wartość najczęściej stosowana. Położenie strumienia w pozycji „0” odpowiada punktowi *a* (rys. 5), leżącemu na przecięciu charakterystyki lampy z prostą oporu. Powolny wzrost napięcia na *D* powoduje odchylenie strumienia w lewo. Prowadzi to do zmniejszenia prądu anody a_2 , a więc zmniejszenia spadku napięcia na oporze zewnętrznym R_{a_2} (rys. 6), wywołując przeciwdziałający temu odchyleniu wzrost napięcia na *D*. Analogicznie zachowuje się lampa przy powolnym obniżaniu napięcia na *D*, wówczas rośnie strumień elektronów docierających do a_2 , co powoduje obniżenie napięcia na *D*'.

Nachylenie charakterystyki w punkcie *a* jest znacznie większe od nachylenia prostej oporu, występować więc mogą tylko nieznaczne odchylenia od tego punktu.

Dzięki tej dużej różnicy między oporem wewnętrznym lampy a oporem zewnętrznym poszczególne położenia strumienia są stabilne przy niezbyt dużych i powolnych wahaniach napięcia anodowego.

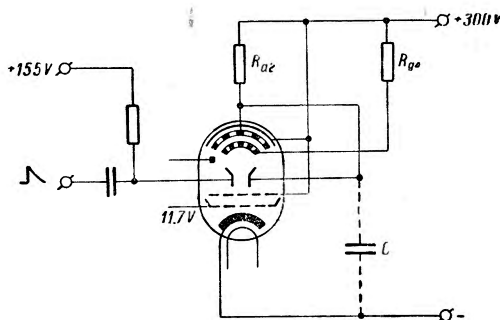
Zupełnie inaczej natomiast zachowa się lampa, jeśli podamy na wejście poprzez kondensator sprzęgający dodatni impuls o stromym czole. Wówczas strumień elektronów zostanie odchylony w lewo. Napięcie na *D*' nie zdąży narosnąć, gdyż musi naładować się pojemność *C* poprzez opór R_{a_2} . Pojemność ta utworzona jest przez międzyelektrodowe pojemności lampy oraz przez pojemności montażu. Skoro impuls posiada dostateczną amplitudę, by przenieść strumień w pobliże następnego statecznego położenia *c*, to strumień tam pozostanie. Zanik impulsu musi jednak nastąpić w odpowiednio długim czasie.



Rys. 7

Innymi słowy, czas narastania impulsu musi być mały w porównaniu ze stałą czasu CR_{a_2} , czas zaniku natomiast musi być taki, by napięcie na *C* zdążyło narosnąć do odpowiedniej wartości (kształt impulsu podano na rys. 7). Jak widać z tego, prędkość liczenia zależy od pojemności *C*.

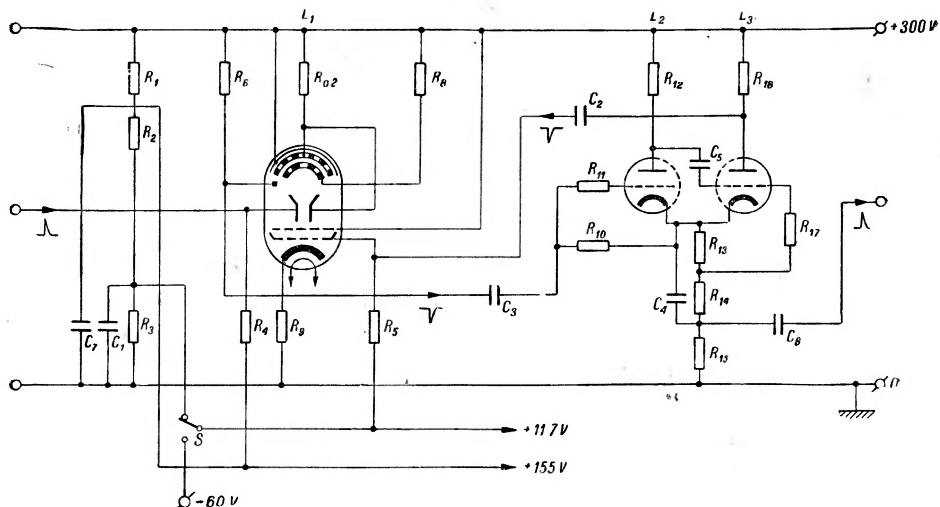
Uwidacznia się to szczególnie wyraźnie przy powrocie z „9” na „0”. Po podaniu dziewięciu impulsów strumień zatrzymuje się w szczelinie „9”. Podanie dziesiątego impulsu spowodować musi:



Rys. 6.

po pierwsze — powrót strumienia z „9“ na „0“ i po drugie — podanie na następną dekadę impulsu, który przestawi ją o jedność.

Przebieg tego jest następujący: dziesiąty impuls odchyła strumień na anodę powrotną a_1 . Anoda ta znajduje się na przedłużeniu anody a_2 . Prąd



Rys. 8

strumienia płynie wówczas przez a_1 i R_6 (rys. 8). Wywołuje to podwyższenie spadku napięcia na oporze R_6 . Ten ujemny impuls zostaje podany poprzez kondensator C_3 na siatkę sterującą lewej triody L_2 multiwibratora wyzwalanego. W stanie równowagi lewa trioda (L_2) przewodzi prąd anodowy, jej siatka ma potencjał katody, prawa natomiast (L_3) jest zablokowana, na siatkę podany jest „minus“ z oporu R_{13} . Z chwilą nadejścia ujemnego impulsu na siatkę L_2 lampa ta zostaje zablokowana. Wywołany tym dodatni impuls zostaje podany przez kondensator C_5 z anody L_2 na siatkę L_3 i powoduje jej odblokowanie. Wzrost prądu płynącego przez lampę L_3 powoduje obniżenie napięcia na anodzie tej lampy oraz podwyższenie napięcia na oporze R_{15} . Ujemny impuls z anody lampy L_3 zostaje podany przez kondensator C_2 na siatkę g_1 lampy dekadowej L_1 . Dodatni impuls z oporu R_{15} zostaje podany przez C_6 na płytke odchyłającą D lampy dekadowej następnej dekady, po czym układ wraca do stanu równowagi. Impuls ujemny z anody lampy L_3 podany na g_1 lampy L_1 powoduje zablokowanie strumienia elektronów. Napięcie na a_2 i D' zaczyna narastać do wartości U_b . Czas tego narastania, jak już zaznaczyliśmy, zależy od stałej czasu CR_{a_2} (rys. 6), tak że pojawiający się na nowo strumień elektronów zostaje odchyłony całkowicie w prawo do położenia „0“. Impuls musi być więc co najmniej tak długi, aby napięcie na a_2 i D' zdążyło

narosnąć do odpowiedniej wartości, ale nie dłuższy, gdyż to właśnie decydująco wpływa na prędkość liczenia.

Wartości elementów układu na rysunku 8 przy zastosowaniu lampy dekadowej *E1T* i podwójnej triody *E90CC* wynoszą: $C_1=C_7=0,1 \mu\text{F}$, $C_2=6800 \text{ pF}$, $C_3=220 \text{ pF}$, $C_4=C_5=68 \text{ pF}$, $C_6=680 \text{ pF}$, $R_1=R_2=68 \text{ k}\Omega$, $R_3=R_{11}=5,6 \text{ k}\Omega$, $R_4=R_9=15 \text{ k}\Omega$, $R_5=0,33 \text{ M}\Omega$, $R_6=R_{12}=39 \text{ k}\Omega$, $R_{a2}=1 \text{ M}\Omega$, $R_8=47 \text{ k}\Omega$, $R_{10}=0,56 \text{ M}\Omega$, $R_{13}=4,7 \text{ k}\Omega$, $R_{14}=2,7 \text{ k}\Omega$, $R_{15}=1 \text{ k}\Omega$, $R_{16}=3,3 \text{ k}\Omega$, $R_{17}=0,15 \text{ M}\Omega$.

Kasowanie stanu liczydła odbywa się przez włączenie na siatki g_1 wszystkich lamp dekadowych ujemnego napięcia (ok. -60 V) za pomocą przełącznika s (rys. 8). Dzielnik napięcia, składający się z oporów R_1 , R_2 i R_3 , może służyć do zasilania 7 lamp dekadowych. Przed pierwszą dekadą należy zastosować urządzenie do formowania impulsów. Może to być na przykład wyżej omówiony multiwibrator wyzwalany, z tą różnicą, że pojemności $C_4=82 \text{ pF}$ a $C_5=39 \text{ pF}$ oraz opór $R_{17}=0,1 \text{ M}\Omega$.

Impulsy doprowadzane do reduktora powinny mieć wielkość od 20 do 50 V. Jeżeli impulsy są za długie, należy zastosować układ różniczkujący; zapobiegnie on powtórnemu zadziałaniu impulsu na reduktor. Jak widać z powyższego krótkiego opisu lampy dekadowej, jest ona cennym osiągnięciem i pozwala znacznie uprościć urządzenia zliczające.

Literatura

1. J. Massalski, *Postępy Fizyki*, 4, 170 (1953).
2. А. М. Бонч-Бруевич, *Применение электронных ламп в экспериментальной физике*, Москва 1954.
3. R. Kretzman, *Handbuch der Industriellen Elektronik*, Berlin—Borsigwalde 1954.

Marian Grotowski, *Optyka*. Łódzkie Towarzystwo Naukowe, Łódź 1954, s. VIII+496.

Czytelnik biorący do ręki książkę M. Grotowskiego szybko orientuje się, że ma do czynienia z dziełem o charakterze raczej monograficznym. Autor opracowując materiał miał na myśli czytelnika posiadającego już w pewnym stopniu wyrobiony pogląd na istotę opisywanych tam zjawisk, stąd też autorowi wyraźnie więcej zależy na drobiazgowej rachunkowej analizie faktów, niż na uwypukleniu ukrytej za nimi istotnej treści fizycznej. Jest to bardzo ważne, ponieważ w polskiej literaturze fachowej mamy już dwie inne książki z zakresu optyki. Autorzy obu tamtych dzieł starali się stworzyć podręczniki uniwersyteckie, przeznaczone przede wszystkim dla studentów rozpoczynających studia fizyczne. To zróżniczkowanie ujęcia sprawia, że wszystkie trzy dzieła raczej się uzupełniają.

Książka M. Grotowskiego jako dzieło monograficzne jest bardzo cennym wkładem do polskiej literatury fizycznej. W intencji autora było możliwie obszerne przedstawienie całokształtu zagadnień, metod pomiarowych i samych przyrządów z zakresu optyki klasycznej. Zgodnie z utartym obecnie zwyczajem pominięte są zagadnienia dotyczące promieniowania, optyki atomowej i cząsteczkowej, które powinny znaleźć się w osobnym tomie. Książka zawiera bardzo bogaty materiał dotyczący się możliwych wariantów w metodach pomiarowych, konstrukcji przyrządów czy doświadczeniach specjalnych.

Pewną wadą książki jest powoływanie się autora raczej na starsze źródła i choć niewątpliwie większość rozpatrywanych zagadnień była rozwiązana dość wcześnie, sądziłbym jednak, że nie należało pomijać najnowszych osiągnięć na tym polu. W szczególności odnosiłoby się to do pomiarów prędkości światła, najnowszych metod korygowania układów optycznych, nowoczesnych mikroskopów (np. fazowego) itp. Poza tym z charakteru książki w sposób naturalny wynikać powinna konieczność szerszego potraktowania zastosowań przyrządów optycznych w przemyśle.

Należy z uznaniem podkreślić bardzo duży wkład pracy H. Hofmoka w przygotowanie pozostawionego przez autora materiału. Książka wydana jest w pięknej szacie graficznej.

J. Pniewski

ZE ZJAZDÓW i KONFERENCJI

Moskiewska konferencja poświęcona elektrodynamice kwantowej i teorii cząstek elementarnych

W dniach od 31 marca do 7 kwietnia br. odbyła się w Moskwie konferencja poświęcona elektrodynamice kwantowej i teorii cząstek elementarnych, zorganizowana przez Akademię Nauk ZSRR.

Na konferencję zostali zaproszeni goście zagraniczni z krajów demokracji ludowej i z Zachodu. M. in. z Ameryki zostali zaproszeni R. F e y n m a n oraz F. J. D y s o n, którzy na konferencję nie przybyli, ponieważ nie uzyskali zezwolenia władz amerykańskich. Z Danii (z Instytutu Bohra) przyjechał G. K a l l e n. Z Polski na konferencję zaproszony został prof. I n f e l d, z Chińskiej Republiki Ludowej N i n g H u.

Tematyka konferencji dotyczyła następujących zagadnień:

1. Współczesny stan zagadnienia ścisłego ujęcia równań relatywistycznej kwantowej teorii pól i cząstek elementarnych.
2. Przybliżone metody w teorii mezonowej.
3. Nowe kierunki w kwantowej teorii pola.
4. Zastosowania ogólnej teorii do różnych problemów.

Z wygłoszonych referatów cztery miały charakter przeglądowy, pozostałe to referaty z prac własnych. Jeśli weźmiemy pod uwagę długi wykaz referowanych prac, z których duża część była wykonana w zespołach po 2—3 osoby, a nieraz nawet w 5-osobowych, to możemy sobie wyobrazić ogólną liczbę uczestników konferencji bezpośrednio biorących w niej udział. Prof. I n f e l d opowiadając na konwersatorium fizyki w Warszawie o swych wrażeniach z konferencji mówił, że widząc na sali konferencyjnej kilkaset osób, w pierwszej chwili sądził, że są to goście przybyli tylko na otwarcie. Jak się jednak okazało, byli to fizycy-teoretycy, pracujący w teorii pola, szczególnie młodzi pracownicy nauki, aspiranci itd., którzy brali żywy udział w dyskusji prowadzonej na bardzo wysokim poziomie.

Jest to wyrazem tego stanu rzeczy, który istnieje w Związku Radzieckim w dziedzinie fizyki i nie tylko fizyki. Na rozwój teorii, w szczególności na rozwój podstawowych teorii, zwraca się tam szczególną uwagę. M. in. wskazuje się na konieczność prowadzenia oprócz badań fizycznych

bezpośrednio związanych z techniką, z życiem gospodarczym, fundamentalnych badań w kwantowej teorii pola, teorii względności, statystycznej fizyce itd. Zwraca się jednocześnie uwagę na to, że badania w podstawowych dziedzinach fizyki jako związane ściśle z filozoficznymi zagadnieniami powinny być interpretowane materialistycznie. Nastawienie to wynika z samej istoty marksizmu-leninizmu, który zawsze przypisywał i przypisuje ogromne znaczenie teorii, podkreślając, że praktyka bez teorii jest ślepa.

Badania w dziedzinie kwantowej teorii pola były od dawna prowadzone w ZSRR i prawie każdy z nas zna np. znakomite monografie Sokolowa i Iwanienki poświęcone klasycznej i kwantowej teorii pola, monografię Achijezera i Beresteckiego z kwantowej elektrodynamiki itd.

Zorganizowana w rb. konferencja świadczy o rozmachu tych prac w najbardziej obecnie podstawowych dziedzinach fizyki pól i cząstek elementarnych, w dziedzinach, które mają dać nam zrozumienie sił jądrowych i budowy cząstek elementarnych.

Wygłoszono następujące referaty przeglądowe:

1. L. D. Landau — Podstawowe problemy kwantowej teorii pola.
2. I. E. Tamm, W. P. Silin i W. J. Feinberg. — Metoda obcinania układu równań ze względu na ilość cząstek w teorii mezonowej. Jest to dalsze rozwinięcie znanej metody Tamma-Dancoffa, zaproponowanej przez Tamma jeszcze w 1945 r., a następnie opracowanej przez Dancoffa i obecnie szeroko stosowanej w zagadnieniach oddziaływania cząstek elementarnych*.

3. I. E. Tamm, J. A. Golfand, G. P. Żarkow, L. W. Paryjskaja i W. J. Feinberg. Pół-fenomenologiczna izobaryczna teoria oddziaływania mezonów z nukleonami.

4. M. A. Markow. — O teorii nielokalnej pól.

W referacie Landaua (który będzie opublikowany w zbiorze artykułów wydawanych w związku z 70-leciem N. Bohra) został przeanalizowany współczesny stan trudności występujących w kwantowych teoriach pola. Podkreślając, że w przypadku elektrodynamiki kwantowej osiągnięto sukcesy w usunięciu występujących nieskończoności i w wytłumaczeniu szeregu faktów doświadczalnych, Landau uważa jednak, iż procedura renormalizacji jest jedynie receptą, którego to faktu nie można uznać za zadowalający i co znacznie utrudnia dalszy rozwój teorii. W przypadku pól mezonowych recepta ta w ogóle zawodzi. Wobec tego należy według Landaua uzasadnić istniejące teorie wprowadzając wielkości,

* Patrz artykuł W. Królikowskiego w tym zeszycie.

które są rzeczywiście skończone i wskazać na granicę stosowalności obecnej teorii, ponieważ niesłusznie uważa się, iż taka granica nie istnieje.

Ponieważ źródłem nieskończoności jest punktowy model cząstek (oddziaływanie lokalne, które przedstawione jest przez iloczyn operatorów w danym punkcie przestrzeni), należy wobec tego wprowadzić oddziaływanie nielokalne, o pewnym promieniu r_0 . Jest to chwyt matematyczny i wobec tego promień ten nie powinien wchodzić w wyrażenia na efekty fizyczne. W ten sposób oddziaływanie lokalne, z którego wychodzimy w elektrodynamice, jest granicznym przejściem oddziaływania nielokalnego, gdy $r_0 \rightarrow 0$. Dotychczas uważano, iż przedstawienie lokalnego oddziaływania za pomocą funkcji delta prowadzi do nieskończonego oddziaływania. Otóż Landau na podstawie przeprowadzonych rachunków dochodzi do wniosku, iż wychodząc w elektrodynamice kwantowej od lokalnego oddziaływania rozmytego tylko matematycznie nie otrzymujemy żadnego oddziaływania przy dużych energiach, gdy $r_0 \rightarrow 0$. Ładunek fizyczny e , który wyraża się przez stałą e_1 , występującą jako współczynnik w wyrażeniu na oddziaływanie, dąży wówczas do zera niezależnie od wartości e_1 . W tym przypadku nie tylko $e \rightarrow 0$, lecz również „wewnętrzna“ (mechaniczna) masa elektronu (w odróżnieniu od masy fizycznej) dąży do zera, co oznaczałoby, iż masa elektronu jest czysto elektromagnetyczna.

Ale z tych rezultatów nie można wyciągnąć żadnych wniosków fizycznych, ponieważ inne oddziaływania (np. grawitacyjne) zaczynają odgrywać rolę już przy energiach mniejszych i wobec tego nie można pozostawać dalej w ramach elektrodynamiki, lecz należy uwzględnić również pola grawitacyjne, a możliwie i inne nieelektromagnetyczne pola.

W przypadku teorii mezonowych można również przeprowadzić ocenę stosowalności teorii, zakładając słabe sprzężenie w analogii z elektrodynamiką. Można wówczas wykazać, iż sprzężenie wzrasta wraz z energią. A więc stajemy tutaj przed alternatywą: albo stworzyć teorię z silnym sprzężeniem przy dużych energiach, albo przenieść rezultat otrzymany w elektrodynamice o zanikaniu oddziaływania przy dużych energiach na dowolne lokalne oddziaływanie niezależnie od wielkości sprzężenia (w tej liczbie i na pola mezonowe). Wtedy należy odrzucić lokalne oddziaływanie, to znaczy odrzucić wszystkie istniejące metody w mezodynamice i przejść do fizycznie (a nie formalnie) nielokalnego oddziaływania. Ale jak wiadomo, i w tej metodzie również występują niemałe trudności.

Praca przedstawiona w trzecim referacie ma na celu stworzenie na w pół-fenomenologicznej teorii oddziaływania mezonów z nukleonami, która uogólniając dane eksperymentalne pozwoliłaby przewidzieć wyniki nowych eksperymentów. Opierając się na niedawno wykrytych właściwościach oddziaływania mezonów z nukleonami (quasirezonans przy rozpraszaniu i przy fotokreacji mezonów) zaproponowano teorię, która roz-

waża stan pobudzony nukleonów (stan izobaryczny) o spinie $3/2$. Tam m ze współpracownikami opracowali ilościowo to zagadnienie. Rozważają oni relatywistyczne równania ruchu nukleonów i mezonów, zawierające 4 stałe empiryczne (energia wzbudzenia i 3 stałe sprzężenia). Wprowadzenie tych 4 stałych rekompensuje odrzucanie wyższych przybliżeń. Teoria zadowalająco (w granicach błędu) opisuje rozpraszanie na nukleonach mezonów π o energii 400 MeV dając zgodne z doświadczeniem wartości zarówno na przekrój czynny, jak i na rozkład kątowy. Rozproszenie mezonów π o energii 0,4—1,5 BeV tylko jakościowo może być opisane przez teorię. Należy zaznaczyć, że stosowana tu teoria cząstek o spinie $3/2$ była rozpracowana przez W. L. Ginzburga jeszcze w latach 1942—43, tj. na długo przed podobną pracą Bhabhy (1952).

W referacie Markowa została przeprowadzona analiza nielokalnej teorii pola. Obecnie w teorii pola istnieją dwa kierunki różniące się znacznie od siebie. Pierwszy związany jest z różnego rodzaju operacjami regularyzacji i renormalizacji masy, ładunku itd. U podstaw tego kierunku leży idea lokalnego charakteru elementarnych cząstek, lokalnego oddziaływania, o czym była mowa wyżej. Drugi kierunek związany jest z teorią pól nielokalnych, które w celu usunięcia nieskończoności wprowadzają w różnorodny sposób rozciągłość cząstek elementarnych, pewną elementarną długość. Markow jeszcze w 1940 r. próbował wprowadzić taką elementarną długość za pomocą nowych warunków komutacji. Następnie w 1950 r. próbę tę podjął Yukawa. Próba Markowa okazała się w szczególnym przypadku równoważna idei Borna o wzajemności, a z drugiej zaś strony równoważna (jak to wykazał Yukawa) idei polegającej na wprowadzeniu do teorii wewnętrznych stopni swobody. Równania dla cząstek elementarnych z wewnętrznymi stopniami swobody były wprowadzone przez Ginzburga i Tamma w 1947 r. w celu opisu wzbudzonych (izobarycznych) stanów nukleonów. Odkrycie hyperonów było impulsem do kontynuacji tych prac. Ale wprowadzenie do teorii rozciągniętych przestrzennie cząstek stawia przed nami zagadnienie ich struktury. Proponowany model absolutnie sztywnego ciała niezgodny jest z teorią względności, ponieważ zaburzenie (sygnał) rozchodziłoby się wewnątrz cząstki z prędkością większą od prędkości światła. Model ten należało odrzucić. Wprowadzono wtedy model cząstki jako naładowanej chmury lub kropli, która może podlegać deformacjom i w której wobec tego prędkość sygnału będzie mniejsza od prędkości światła. W tym przypadku na rozciągłość cząstki, na jej strukturę mają wpływ wszystkie istniejące pola (deformacja zależy od zewnętrznych sił), liczba których stale wzrasta wraz z odkrywaniem coraz to nowych cząstek. Widzimy więc, że zbudowanie takiej teorii wymaga sformułowania i napisania układu związanych między sobą równań, co bardzo komplikuje zagadnienie. Markow

przedstawił ostatnie swoje próby zbudowania równań, w których byłaby uwzględniona retardacja oddziaływania wewnątrz cząstki.

Również zaproszeni goście zagraniczni wygłosili szereg referatów. Prof. *Infeld* mówił o pracach prowadzonych w Instytucie Fizyki Teoretycznej U. W. i w szczególności o pracy doc. *Werlego*, dotyczącej oddziaływania między cząstkami na bardzo małych odległościach, z której wynika, że na odległościach tych cząstki się odpychają. *G. Kallen* przedstawił swoją pracę z *Paulim* na temat struktury matematycznej proponowanego w 1954 r. przez *T. D. Lee* sposobu renormalizacji teorii pola. *Ning Hu* referował wyniki własnej pracy odnoszącej się do wielorodnej kreacji mezonów przy zderzeniach nukleonów o dużych energiach.

Specjalne posiedzenie było poświęcone publicznej dyskusji prof. *Infelda* z akad. *Fockiem* na temat podstaw ogólnej teorii względności i w szczególności jej stosunku do teorii grawitacji. Dyskusja ta wzbudziła duże zainteresowanie sprowadzając na salę liczne audytorium, które żywo uczestniczyło w dyskusji.

Wykaz wygłoszonych referatów

I. Współczesny stan zagadnienia ścisłego ujęcia równań relatywistycznej kwantowej teorii pól i cząstek elementarnych

1. *L. D. Landau* — Podstawowe problemy kwantowej teorii pola.
2. *A. A. Abrykosow* — O katastrofie podczerwonej w elektrodynamice kwantowej.
3. *W. F. Aleksin* i *D. W. Wołkow* — O pewnych efektach związanych z polaryzacją próżni mezonów skalarnych, spowodowanych przez pole elektromagnetyczne.
4. *A. I. Achijezer* i *R. W. Połowin* — Poprawki radiacyjne do rozproszenia elektronu na elektronie.
5. *W. G. Barjachtar*, *S. W. Peletminski* i *P. J. Fomin* — Asymptotyczne przedstawienie funkcji Greena D'_F , S'_F z dokładnością do 4 rzędu względem ładunku elektronu.
6. *W. B. Berestecki* — Asymptotyczne zachowanie się elektromagnetycznej polaryzacji próżni w obecności oddziaływań mezonowych.
7. *N. N. Bogolubow* — Przedstawienie funkcji Greena za pomocą całek funkcjonalnych.
8. *W. L. Boncz-Brujewicz* — Warunek realności w kwantowej teorii pola.
9. *A. D. Gałanin*, *B. L. Joffe* i *J. Pomeranczuk* — Układ współmienniczych równań i renormalizacja w nich masy własnej i ładunku.
10. *I. M. Gelfand* i *R. A. Minlos* — Elektrodynamika kwantowa i całkowanie w przestrzeni funkcjonalnej.
11. *J. A. Golfand* — Konstrukcja funkcji rozchodzenia się metodą quasipól.
12. *L. P. Gorkow* i *I. M. Chałatnikow* — Asymptotyczne zachowanie się funkcji Greena w elektrodynamice cząstek o spinie zero.
13. *N. P. Klepikow* — Równania dla funkcjonału próżni i ich rozwiązanie.
14. *L. D. Landau* i *I. M. Chałatnikow* — Transformacja cechowania funkcji Greena cząstek naładowanych.

15. J. W. Nowożyłow — Chronologiczne operatory w kwantowej teorii pola.
16. I. Pomeranczuk — Uogólnienie twierdzenia Warda dla cząstek o spinie zerowym.
17. W. W. Sudakov — Części wierzchołkowe diagramów Feynmana dla bardzo wielkich energii w elektrodynamice kwantowej.
18. E. S. Fradkin — O rozwiązaniu problemu oddziaływania dwóch pól.
19. E. S. Fradkin — Renormalizacja układu równań dla funkcji Greena.
20. D. W. Szyrkow — O renormalizacji w kwantowej teorii pola.

II. Przybliżone metody w teorii mezonowej

1. I. E. Tamm, W. P. Silin i W. J. Feinberg — Metoda obcinania równań ze względu na ilość cząstek w teorii mezonowej.
2. A. A. Borgard — Aspekt macierzowy teorii bozonów.
3. B. T. Gejlikman — O teorii silnego sprzężenia dla pól mezonowych.
4. J. W. Nowożyłow, F. M. Kuni i L. Chałfin — O metodzie sprzężenia pośredniego w teorii mezonowej.
5. E. L. Feinberg i D. S. Czernawski — Stabilność deuteronu w teorii mezonowej.
6. I. E. Tamm, J. A. Golfand, G. F. Żarkow, L. W. Paryjskaja i W. J. Feinberg — Na wpół-fenomenologiczna izobaryczna teoria oddziaływania mezonów z nukleonami.
7. S. Z. Bieleńki i A. I. Nikiszow — Teoria wielorodnej kreacji mezonów o energiach 1 — 2, 3 BeV.
8. J. A. Golfand i W. J. Feinberg — Zbudowanie efektywnego hamiltonianu w teorii cząstek o wyższych spinach.
9. W. I. Ritus — Fotokreacja mezonów i rozproszenia promieni gamma na nukleonach według na wpół-fenomenologicznej teorii.

III. Nowe kierunki w kwantowej teorii pola

1. M. A. Markow — O teorii nielokalnej pól.
2. D. I. Błochincew — Nieliniowa teoria pola a teoria względności.
3. W. M. Brodski i D. D. Iwanienko — O kwantowej teorii grawitacji.
4. W. L. Ginzburg — O relatywistycznych równaniach falowych z widmem mas.
5. D. D. Iwanienko — O niektórych zagadnieniach nieliniowej teorii pola.
6. B. W. Miedwiediew — Kwantowa teoria pola z nielokalnym oddziaływaniem.
7. M. M. Mirianaszwili — Uwagi do teorii pól nielokalnych.
8. J. B. Rumer — Elektrodynamika i wektorowa mezodynamika.
9. J. M. Szyrobokow — O pewnej modyfikacji z wyższymi pochodnymi nieliniowej teorii pola elektromagnetycznego.
10. J. M. Szyrkow — O nowych możliwościach relatywistycznej teorii cząstek elementarnych.

IV. Zastosowanie ogólnej teorii do różnych problemów

1. A. M. Bałdin — O pewnym ogólnym warunku na oddziaływanie pola elektromagnetycznego z nukleonami i mezonami.
2. D. D. Iwanienko i G. A. Sokolik — Uogólnienie teorii „sklejania“ cząstek z uwzględnieniem spinu izotopowego.

3. P. E. Kunin i I. M. Taksar — Niektóre relatywistyczne właściwości zachowania się cząstek o spinie $1/2$.
4. L. I. Łapidus — Prawo zachowania spinu izotopowego i związek między przekrojami czynnymi różnych procesów oddziaływania mezonów.
5. J. M. Łomsadze — Usunięcie nieskończoności w teoriach z występującymi cząstką i antycząstką.
6. M. M. Mirianaszwili — O operatorach inwersji i o typach fermionów.
7. J. P. Terlecki — Hipoteza spinu izotopowego oraz hipoteza elementarnych polar.
8. W. N. Cytowicz — Relatywistyczne zagadnienie dwóch i trzech ciał.
9. W. W. Czawczanidze — O oddziaływaniach bozonowo-fermionowych pól.
10. I. S. Szapiro — Relatywistycznie niezmiennicza klasyfikacja funkcji falowych.

K. Majewski

Konferencja w Dreźnie na temat promieniowania kosmicznego

W dniach od 4 do 7 marca 1955 r. odbyła się w Dreźnie konferencja poświęcona zagadnieniom promieniowania kosmicznego, zainicjowana i zorganizowana przez Akademię Nauk Niemieckiej Republiki Demokratycznej. W konferencji brały udział delegacje Związku Radzieckiego, Polski, Węgier i Niemieckiej Republiki Demokratycznej.

Na wstępie ustalono porządek dzienny, który obejmował:

1. Referaty sprawozdawcze z prac i doświadczeń poszczególnych laboratoriów.
2. Dyskusje w zakresie dwóch tematów, a mianowicie:
 - a) niektórych zagadnień z dziedziny wielkich pęków kosmicznych,
 - b) wyników badań dotyczących cząstek elementarnych.

Prof. Janossy wygłosił referat sprawozdawczy z ogólnego stanu badań na Węgrzech. W Instytucie Fizyki Węgierskiej Akademii Nauk istnieje specjalny oddział promieni kosmicznych. Prace dotychczasowe (tzn. od trzech lat) poświęcone były głównie przygotowaniu technicznemu, szkoleniu pracowników i odtwarzaniu pomiarów przeprowadzonych w innych laboratoriach.

Dr Fenyés (Budapeszt) omówił szczegółowiej prace dotyczące wydajności liczników G. M. i pomiary lokalnych pęków przenikliwych pochodzenia neutronowego. Pomiary te, prowadzone obecnie w Budapeszcie, są kontynuowaniem dawniejszych prac Janossy'ego i Rochester'a.

Prof. Mięśowicz omówił w swoim referacie ogólny stan prac w Polsce i przedstawił szczegółowiej wyniki prac prowadzonych w Krakowie, których tematem była składowa fotonowa wielkich pęków i krzywa absorpcji pęków przenikliwych. Celem pracy dotyczącej składowej fotonowej było znalezienie stosunku liczby fotonów do liczby elektronów (f/e) w wielkim pęku. Zagadnienie to poprzednio w literaturze znajdowało

sprzeczne rozwiązania, a znaczenie jego, jak wykazała ożywiona dyskusja, jest duże. Wyznaczona na podstawie badania efektu przejścia cząstek wielkich pęków wartość f/e wynosi $1 \pm 0,3$.

Wynikiem pracy dotyczącej krzywej absorpcji jest dokładne ilościowe przedstawienie roli, jaką odgrywają w wielkich pękach fotony o energii kilku MeV, które według hipotezy *Zacepina i Greisena* mają dużą zdolność przenikania. Fotony te można wykryć za pomocą teleskopu dwutacowego (sprzężonego z aparaturą wielkopękową) na podstawie rejestracji impulsów w dolnej tacy, którym nie towarzyszą rejestracje impulsów w górnej. Jak się okazuje, wymienione fotony wyraźnie wpływają na kształt krzywej absorpcji wielkich pęków w przedziale 10—20 cm Pb.

Stan prac w ośrodku łódzkim, współpracującym z ośrodkiem krakowskim, przedstawił w swym referacie *A. Zawadzki*. Omówił on ogólnie aparaturę hodoskopową, służącą do badań z zakresu wielkich pęków, a następnie szczegółowiej omówił pracę dotyczącą rozkładu gęstości cząstek jonizujących wielkich pęków. W wyniku tej pracy stwierdzono, że w zasięgu paru metrów daje się wyraźnie zaobserwować gradient gęstości pędu. Na podstawie analizy zapisów hodoskopowych stwierdzono, że wykładnik widma gęstości pęków nie ma wartości stałej, lecz rośnie ze wzrostem gęstości. Celem pracy jest możliwie dokładne wyznaczenie funkcji wyrażającej zależność tego wykładnika od gęstości.

Prof. *Danysz* przedstawił w swym pierwszym referacie stan badań dotyczących hyperfragmentów. Problem podzielił na dwie części: 1) wytwarzanie, 2) rozpad hyperfragmentów. W części pierwszej omówił zderzenia cząstek pierwotnych z ciężkimi jądrami emulsji, prowadzące do wytwarzania hyperfragmentów i ich rozkład Z . W drugiej części omówił dane doświadczalne potwierdzające słuszność hipotezy, że hyperfragment zawiera związaną cząstkę Λ^0 , następnie przedstawił wynik pomiarów dotyczących energii wiązania cząstki Λ^0 . Podał również ogólne dane orientacyjne o rzędzie wielkości czasu życia hyperfragmentów i omówił przypadki, których wyjaśnienie zakładałoby ewentualnie istnienie nowej ciężkiej, nietrwałej cząstki.

W swym pierwszym referacie prof. *Dobrotin* (Moskwa) omówił ogólnie prace prowadzone w okresie powojennym w Związku Radzieckim. Centralnymi ośrodkami badawczymi w dziedzinie promieniowania kosmicznego są tam Instytut Akademii Nauk ZSRR, którego dyrektorem jest akademik *Skobielcyn* i Instytut Uniwersytetu w Moskwie, którego dyrektorem jest prof. *Wiernow*. Poza tym prace prowadzone są głównie w Tyflisie, na Elbrusie (Kaukaz), na Syberii i na płaskowyżu pamińskim (grupa Instytutu Akademii Nauk pod kierownictwem prof. *Dobrina*). Tematyka prac prowadzonych z wielkim rozmachem dotyczyła dużej liczby zagadnień ze wszystkich dziedzin promieniowania kosmicznego. Badania

prowadzone są techniką hodoskopową (grupa Instytutu Akademii Nauk), spektrografu magnetycznego i komór Wilsona (grupa Alichaniana), balonów-sond i samolotów, na pokładzie których znajdują się poza układami licznikowymi komory Wilsona i elektromagnesy (grupa Wiernowa), oraz metodą emulsji jądrowych.

W drugim swym referacie prof. Dobrotin omówił szczegółowiej prace stacji doświadczalnej Instytutu Akademii Nauk ZSRR na Pamirze. Tematem prac tej grupy jest badanie wielkich pęków. Służąca do tych badań aparatura hodoskopowa zawiera 2500 liczników. Na podstawie jednorazowej rejestracji można wyznaczyć położenie rdzenia wielkiego pędu z dokładnością do paru metrów. Badania dostarczyły m. in. danych o zależności rozkładu gęstości cząstek w wielkim pęku od odległości od rdzenia. Zależność ta zmienia się od $r^{-0,5}$ w zasięgu 1 m do r^{-3} w zasięgu powyżej 100 m dla składowej elektronowej i jest znacznie łagodniejsza dla składowej mezonowej. Następnie stwierdzono słuszność hydrodynamicznej, relatywistycznej teorii Landaua o zderzeniach jądrowych najwyższych energii na podstawie rozwartości 2 stożków współosiowych, zawierających cząstki pękowe (silna anizotropia rozkładu cząstek w układzie środka mas), krotności cząstek wytwarzanych w funkcji pierwotnej energii zderzenia i wysokiej koncentracji energii na małej liczbie cząstek wtórnych. Referent podał też ciekawą hipotezę Zacepina na temat obserwowanych pęków o dwóch odległych rdzeniach, wyjaśniającą to zjawisko rozszczepieniem cięższych jąder promieniowania pierwotnego w przestrzeni pozaatmosferycznej przez fotony świetlne promieniowania słonecznego, które na skutek zjawiska Dopplera mogą mieć energie wystarczające do wywołania tego procesu.

W swym drugim referacie prof. Danysz omówił prace kierowanej przez niego grupy. W tematyce prac wymienił m. in. badanie znalezionej ciekawej gwiazdy podwójnej, zawierającej hyperfragment i badanie trzech innych gwiazd zawierających hyperfragmenty. Wydaje się, że przynajmniej jedna z nich wskazuje na jednoczesną emisję ciężkiego mezonu. Następnie przeszedł do omówienia prac dotyczących metod pomiaru masy: 1) rozproszenia wielokrotnego — zasięgu, 2) rozkładu przerw — zasięgu, 3) rozkładu gęstości promieni — zasięgu, 4) pomiarów fotometrycznych. Podał szczegółowy opis metody drugiej. Systematyczne opanowanie metod pomiarowych przez jego grupę stanowi najbliższy plan pracy.

W referacie K. Leniusa omówione zostały prace grupy w Instytucie Niemieckiej Akademii Nauk w Miersdorfie pod Berlinem. Prace te dotyczyły techniki wywoływania emulsji, systematycznego badania współczynnika skurczu od wilgotności, wpływu, jaki wywiera naświetlanie promieniowaniem podczerwonym po ekspozycji na utajony obraz w emulsji. W dalszym ciągu będą kontynuowane pomiary zależności tego ostatniego

działania od długości fali promieni podczerwonych. Następnie referent omówił właściwe badania promieni kosmicznych za pomocą emulsji jądrowych. Dotyczyły one efektu przejścia dla małych gwiazd pod absorbentem ołowianym. Celem pracy jest rozstrzygnięcie kwestii, czy efekt ten zachodzi w lekkich czy też w ciężkich jądrach. Poza tym bada się efekt przejścia dla składowej neutronowej w emulsjach nasyconych borem. Praca, którą prowadzi referent, dotyczy statystycznego badania gwiazd wytworzonych na wysokości 3000 m npm. Przebadano rozkład energetyczny cząstek α , rozkład kierunkowy wszystkich śladów i zasięg odskoków dla 1700 gwiazd. Wśród nich znaleziono około 70 przypadków, w których zaobserwowano po dwa ślady odskokowe.

W oddzielnym komunikacie prof. Mięsołowicz podał do wiadomości odkrycie w emulsji jądrowej wysokoenergetycznej kaskady, zawierającej wiele par elektronowych, przebadanej na drodze 1,5 jednostek kaskadowych ($45\ 000\ \mu$). Ocena energii pierwotnego fotonu daje jako wartość minimum 10^{12}eV . Przebadano rozkład energii elektronów i znaleziono rozbieżność między nim i rozkładem przewidzianym przez teorię kaskad.

W czasie trwania referatów i po ich zakończeniu wywiązywały się ożywione dyskusje, które przedłużały się poza właściwe posiedzenia. Konferencja miała wybitnie roboczy charakter.

Uczestnicy konferencji zwiedzili po zakończeniu obrad Instytut Prądów Słabych i Elektroakustyki Politechniki w Dreźnie, Instytut Fizyki Uniwersytetu w Lipsku, Instytut Fizyki Akademii Nauk w Miersdorfie pod Berlinem i Instytut Fizyki Akademii Nauk w Buch pod Berlinem.

A. Z.

Uroczystości w Berlinie z okazji pięćdziesięciolecia Teorii Względności

W dniach 18 i 19 marca rb. odbył się w Berlinie organizowany przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne zjazd fizyków z okazji pięćdziesięciolecia publikacji pracy Einsteina, w której po raz pierwszy sformułował on podstawy szczególnej teorii względności. Jednocześnie obchodzono pięćdziesięciolecie publikacji pracy Einsteina na temat teorii zjawiska fotoelektrycznego. W pracy tej, mającej zasadnicze znaczenie dla rozwoju teorii kwantów, Einstein wprowadził do fizyki pojęcie fotonu.

Prócz licznych fizyków niemieckich w Zjeździe wzięli udział uczeni z innych krajów. Z Polski przybyli prof. Infeld i doc. J. Plebański, z Bułgarii prof. Gristoff, z Czechosłowacji prof. Votruba, z Rumunii prof. Birescu i prof. Novak, z Węgier prof. Novobacky, dr G. Marks i dr Szamosi. Z ZSRR przyjechali akademik Fock i akademik Aleksandrow.

W pierwszym dniu zjazdu posiedzenie odbyło się w sektorze zachodnim Berlina w gmachu Technische Hochschule. Zebraniu przewodniczył prof. Max von L a u e, który wygłosił przemówienie inauguracyjne. Następnie prof. Max B o r n (laureat Nobla 1954) wygłosił odczyt na temat wkładu E i n s t e i n a w rozwój fizyki kwantowej.

W dniu 19 marca odbyło się zebranie we wschodnim sektorze Berlina w gmachu Uniwersytetu Humboldta pod przewodnictwem prof. G. H e r t z a. Odczyt o teorii względności wygłosił prof. L. I n f e l d.

W tymże dniu wieczorem wydane zostało na cześć przybyłych gości przyjęcie w sali „chińskiej“ hotelu Johannis.

Poza oficjalnymi ramami zjazdu odbyły się dwa zebrania typu seminaryjnego, na których wysłuchano referatu akademika W. A. F o c k a o warunkach, jakie winny spełniać układy współrzędnych, i prof. V o t r u b y o spinie izotopowym.

Uczestnicy zjazdu mieli dużo sposobności do prywatnych dyskusji, które toczyły się bardzo żywo w swobodnej, nieoficjalnej atmosferze.

Uczeni zagraniczni zwiedzili Instytut Ciała Stałego, kierowany przez prof. M ö g l i c h a. Zwiedzanie okazało się bardzo interesujące przede wszystkim z naukowego punktu widzenia, przy sposobności goście dowiedzieli się, że Instytut, w którym 70 osób pracuje naukowo, zatrudnia 2 pracowników biurowych.

Stulecie urodzin C. V. Boya (1855—1955)

Sir Charles Vernon Boys jest znany przede wszystkim jako twórca bardzo pomysłowej i oryginalnej metody produkcji niezwykle cienkich nici kwarcowych. Metoda ta polegała na strzelaniu z łuku strzałą, do której była przymocowana rozgrzana laseczka kwarcu. Otrzymane w ten sposób nici kwarcowe zostały zastosowane przez Boya w różnych przyrządach pomiarowych. Kwarcowe zawieszania torsyjne dzięki swym właściwościom sprężystym spowodowały poważny postęp w technice dokładnych pomiarów. Tak na przykład skonstruowany przez Boya radiomikrometr pozwalał na detekcję promieniowania płomienia świecy z odległości trzech mil, a jego waga torsyjna znacznie zwiększyła dokładność pomiaru stałej grawitacji i średniej gęstości Ziemi.

Na wystawie w Muzeum Naukowym w Londynie, otwartej 15 marca 1955 w setną rocznicę urodzin Boya, można obejrzeć cały szereg pomysłowych przyrządów fizycznych i matematycznych jego konstrukcji.

Międzynarodowa Konferencja w Genewie na temat zastosowań pokojowych energii atomowej

Organizacja Narodów Zjednoczonych urządza w sierpniu br. międzynarodową konferencję, poświęconą zastosowaniom pokojowym energii atomowej. Konferencja odbędzie się w Genewie. Przewodniczącym został wybrany prof. H. J. Bhabha, dyrektor Instytutu Badań Podstawowych w Bombaju i kierownik Hinduskiej Komisji Energii Atomowej, zastępcą

przewodniczącego D. Skobielcyn. Sekretarzem konferencji jest prof. W. G. Whitman, dyrektor Departamentu Inżynierii Chemicznej w MIT, zastępcą sekretarza W. S. Wawilow. Do wzięcia udziału w konferencji zaproszono 84 kraje, z których każdy może wysłać pięciu przedstawicieli i dowolną liczbę doradców. Ustaleniem programu konferencji zajmuje się komitet doradczy, złożony z przedstawicieli 7 państw: Brazylii, Francji, Indii, Kanady, Stanów Zjednoczonych, Wielkiej Brytanii i Związku Radzieckiego. Konferencja rozpocznie się od rozważenia przewidywanego zapotrzebowania energii na świecie w przeciągu najbliższych 50 lat, co stworzy podstawy do dyskusji nad znaczeniem energii atomowej dla dalszego rozwoju świata. Na plenarnych posiedzeniach będą omówione przede wszystkim następujące zagadnienia: zapotrzebowanie nowych źródeł energii, rola energii jądrowej, aspekty zdrowotności i bezpieczeństwa, produkcja i zastosowanie izotopów, zagadnienia związane z wielkimi ilościami substancji radioaktywnych.

Oprócz posiedzeń plenarnych będą się również odbywać posiedzenia w sekcjach na tematy takie, jak reaktory atomowe, problemy biologiczne i medyczne, zastosowania izotopów promieniotwórczych w badaniach naukowych i w przemyśle itp. ZSRR przedstawi projekt elektrowni atomowej. Ze względu na ograniczony do 4 dni czas trwania konferencji nie wszystkie nadesłane referaty będą mogły być ogłoszone. Referaty do ogłoszenia wybierze specjalna komisja. Pozostałe referaty zostaną jednak również opublikowane w sprawozdaniach. Przebieg

wszystkich posiedzeń będzie tłumaczony na 4 języki: angielski, francuski, hiszpański i rosyjski.

Konferencja poświęcona fizyce niskich temperatur

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej oraz I Komisja Międzynarodowego Instytutu Zimna organizuje w Paryżu 31 sierpnia br. Kongres poświęcony Fizyce Niskich Temperatur. W pierwszej części konferencji będą omówione zastosowania fizyki niskich temperatur. Zagadnieniom związanym z czystą fizyką będą poświęcone sesje między 2 i 8 września.

Konferencja na temat techniki komór „mgłowych“

Od 24 do 26 marca br. odbywała się w Departamencie Fizyki University College w Londynie konferencja poświęcona współczesnemu rozwojowi techniki komór „mgłowych“ i różnym problemom pokrewnym. Na poszczególnych sesjach konferencji były omówione dyfuzyjne komory „mgłowe“, wielopłytkowe komory Wilsona, ciśnieniowe komory Wilsona, komory pęcherzykowe, interpretacja fotografii z komór „mgłowych“ oraz licznikowe układy sterujące komory.

Symposium poświęcony spektroskopii mikrofalowej i spektroskopii częstości radiowych

Symposium poświęcony spektroskopii mikrofalowej i spektroskopii częstości radiowych odbył się w Cambridge w dniach od 4 do 6 kwietnia br. Program sympozjonu składał się z 4 części: spektroskopii mikrofalowej, absorpcji mikrofalowej, magnetycznego rezonansu jądrowego i spektroskopii kwadrupolowej. Każda część była poprzedzona referatem wprowadzającym. Referaty te wygłosili: H. C. Longuet-Higgins, T. M. Sugden, H. S. Gutowsky i B. P. Dailey.

Uroczyste posiedzenie poświęcone pamięci Fermiego

Pamięci Fermiego był poświęcony sympozjon zorganizowany 14 grudnia 1954 r. w Bombaju przez Hinduski Instytut Badań Podstawowych. Program obejmował następujące referaty:

P. A. M. Dirac — „Rozwój teorii statystycznej Fermiego i teorii rozpadu β “, D. D. Kosambi — „Twierdzenie Fermiego w geometrii różniczkowej“, K. S. Singwi — „Reakcje z powolnymi neutronami i rozwój reaktorów“, B. Peters — „Teoria Fermiego pochodzenia promieni kosmicznych“, H. J. Bhabha — „Teoria Fermiego wytwarzania mezonów“.

5 stycznia 1955 r. w Los Alamos odbyło się również uroczyste posiedzenie, na którym H. A. Bethe wygłosił odczyt pt. „Enrico Fermi a fizyka współczesna“.

Apel Bruno Pontecorvo

W numerze *Prawdy* z dnia 1 marca 1955 r. Bruno Pontecorvo zamieścił apel do uczonych całego świata, w którym wzywa ich do walki o zakaz stosowania broni atomowej i termojądrowej i do wykorzystywania energii atomowej wyłącznie dla celów pokojowych.

Prof. Pontecorvo, który pracował przez wiele lat w dziedzinie fizyki jądrowej we Włoszech, Francji, Stanach Zjednoczonych, Kanadzie i Anglii, w roku 1950 opuścił Zakłady Atomowe w Harwell i udał się do Związku Radzieckiego, gdzie poprosił o prawo azylu. Obecnie pracuje w Instytucie Zagadnień Fizyki Akademii Nauk ZSRR w Moskwie nad zderzeniami cząstek wielkich energii korzystając z istniejącego tam dużego synchro-cyklotronu.

Przeciwko próbom broni atomowej

W prasie zachodnio-europejskiej i amerykańskiej również coraz częściej pojawiają się głosy za ograniczeniem liczby próbnych wybuchów bomb atomowych i wodorowych, które zwiększają radioaktywność atmosfery kuli

ziemskiej mogą wywołać różne, trudne do przewidzenia efekty.

Pierre Auger, przewodniczący sekcji nauk przyrodniczych UNESCO i delegat Francji do Komisji Energii Atomowej Narodów Zjednoczonych, proponuje następujące ograniczenie maksymalnej rocznej liczby próbných eksplozji: Związek Radziecki i Stany Zjednoczone — po 10, Wielka Brytania — 3, Francja — 2.

Louis de Broglie w *Przeglądzie Tygodniowym Francuskiej Akademii Nauk* pisze: „Każde zwiększenie liczby wybuchów wywoła nie dające się przewidzieć zmiany i zakłóci równowagę warunków naturalnych, do których życie zwierzęce i roślinne powoli się przystosowało“.

Ochrona zdrowia przed promieniowaniem jądrowym

Rada Wykonawcza Światowej Organizacji Zdrowia zdecydowała postawić na pierwszym miejscu w programie swych prac badania związane z ochroną zdrowia przed promieniowaniem jądrowym. Wyliczone zostały następujące kierunki, w których przede wszystkim muszą być podjęte prace: 1) badanie chorób wywołanych przez promieniowanie, 2) problem usuwania odpadków radioaktywnych, 3) zagadnienia bezpieczeństwa związane z pracą reaktorów atomowych, 4) zagadnienia bezpieczeństwa w związku z eksploatacją złóż uranu, 5) zagadnienia bezpieczeństwa związane z transportem materiałów radioaktywnych, 6) ustalenie wzorców i jednostek promieniotwórczości niezbędnych do dokładnych pomiarów dawki naświetlenia.

Instytut Półprzewodników Akademii Nauk ZSRR

W ramach Wydziału Nauk Matematyczno-fizycznych Akademii Nauk ZSRR został utworzony Instytut Półprzewodników. Zadaniem Instytutu będzie rozwijanie teorii półprzewodników, badanie ich właściwości elektrycznych, optycznych, cieplnych i mechanicznych, badanie możliwości zastosowania nowych

materiałów półprzewodzących do prostowania i wzmacniania prądów wysokiej częstości, opracowywanie teorii urządzeń termoelektrycznych i współpraca z przemysłem w dziedzinie konstrukcji przyrządów do zamiany energii cieplnej w elektryczną i urządzeń chłodniczych i nagrzewniczych przy zastosowaniu termoelementów. Dyrektorem Instytutu został mianowany akademik A. F. Joffe.

Fizyka w Jugosławii

W dniach od 4 do 9 października 1954 r. odbył się w Zagrzebiu II kongres Zrzeszenia Matematycznych i Fizycznych Towarzystw Naukowych Jugosławii. Szereg sesji poświęcono omówieniu zagadnień związanych z nauczaniem fizyki i matematyki w szkołach średnich i na uniwersytetach. Następnie przedstawiono dorobek naukowy Jugosławii w obu dziedzinach. Na 9 posiedzeniach zreferowano 105 prac naukowych z fizyki, w tym 57 z fizyki jądrowej i 48 z optyki, struktury kryształów, geofizyki itp. W dziedzinie fizyki jądrowej spośród prac teoretycznych na wzmiankę zasługują teoria sił jądrowych oparta na kwantowej teorii pól, praca nad regułami wyboru w teorii mezonowej i 2 prace poświęcone kulombowskiemu pobudzaniu jąder. Z prac doświadczalnych można wymienić 2 komunikaty dotyczące pomiarów promieniowania kosmicznego pod ziemią, szereg prac ze spektroskopii jądrowej (rozpad $\beta^{14}\text{C}$, schematy rozpadów ^{133}Cs , ^{134}Cs i ^{185}W), pracę nad widmem elektronów Augera ThB oraz pomiary rozkładu kąтового w reakcji ^9Be z deuteronami i czasu trwania rozszczepienia ciężkich jąder. Poza tym zreferowano liczne prace doświadczalne i teoretyczne dotyczące źródeł neutronów, dyfuzji neutronów i rozkładu w strumieniach neutronowych. Instytut Stefana w Lubljanie doniósł o konstrukcji spektrografu masowego, Instytut Boszkowicza w Zagrzebiu — o planach budowy cyklotronu na 20 MeV, a Instytut Kidriicza w Belgradzie — o uruchomieniu

akceleratora typu Cockcrofta—Waltona na 1,5 MeV.

Nowy dyrektor CERN-u

Prof. F. Bloch zrezygnował ze stanowiska generalnego dyrektora Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych. Od sierpnia ubiegłego roku funkcje dyrektora pełni C. J. Bakker, profesor fizyki Uniwersytetu w Amsterdamie. Bakker, urodzony w 1904 r., był uczniem Zeemana. W 1931 r. otrzymał tytuł doktora (*cum laude*) za badania zjawiska Zeemana w gazach szlachetnych. Następnie spędził rok w Imperial College w Londynie kontynuując pracę w dziedzinie spektroskopii. Po powrocie do Holandii Bakker pracował w laboratorium Philipsa w Eindhoven, gdzie podczas wojny zajmował się z prof. Heynem konstrukcją cyklotronu. W 1946 r. został następcą Gortera na katedrze fizyki i na stanowisku dyrektora Laboratorium Zeemana w Amsterdamie.

Brytyjskie projekty budowy elektrowni atomowych

W lutym br. w prasie angielskiej doniesiono o dziesięcioletnim planie budowy dwunastu elektrowni atomowych o łącznej mocy 1,5—2 milionów kW. Elektrownie te w 1965 r. pokryją $\frac{1}{20}$ zapotrzebowania prądu elektrycznego Wysp Brytyjskich i pozwolą zaoszczędzić około 6 milionów ton węgla rocznie. Koszty budowy przewidziane są na 300 mil. funtów. Próbną elektrownia w Calder Hall w Cumberland zostanie uruchomiona już w początku 1957 r.

Laboratorium atomowe w Dounreay

W Dounreay na północy Szkocji powstaje nowy brytyjski ośrodek badań atomowych. Główną inwestycją nowego ośrodka będzie wielki reaktor regenerujący (*breeder reactor*), tj. reaktor, który wytwarza więcej paliwa atomowego, niż sam zużywa. Sercem takiego reaktora może być uran znacznie wzbogacony w izotop 235. Szybkie neutrony,

powstające w procesie rozszczepienia, wytwarzają w otaczającej rdzeń warstwie ^{238}U wtórne paliwo atomowe — pluton. Cały reaktor łącznie z osłoną betonową będzie zamknięty w kuli stalowej o średnicy 48 m. Kula zostanie umieszczona na fundamencie betonowym, przypominającym olbrzymi kieliś do jajek. Laboratorium w Dounreay będzie zatrudniało około 600 pracowników.

Badania jądrowe we Włoszech

W 1952 r. rząd włoski utworzył Narodowy Komitet Badań Jądrowych (CNRN), którego budżet na rok 1954—55 wynosi 1250 milionów lirów. CNRN zorganizował Instytut Fizyki Jądrowej, w którym rozpoczęto budowę synchrotronu i który finansuje szereg prac badawczych w poszczególnych uniwersytetach włoskich. Program CNRN obejmuje budowę reaktora atomowego o mocy 1000—10 000 kW z naturalnym uranem i ciężką wodą. W związku z tym zostały wzniesione zakłady metalurgiczne do produkcji chemicznie czystego uranu. Produkcja tych zakładów ma osiągnąć 4 tony metalicznego uranu rocznie. Została wybudowana również fabryka ciężkiej wody w Toskanii. Fabryka wytwarza w procesie destylacji 40—60% koncentrat ciężkiej wody. Ostateczne wzbogacenie ciężkiej wody do 99,8% jest realizowane w innych zakładach, pracujących na zasadzie elektrolizy i reakcji wymiany. Przewidywana jest produkcja 800 kg D_2O miesięcznie.

Energia atomowa w Niemczech Zachodnich

Układy paryskie i londyńskie przewidują pozwolenie Niemcom Zachodnim na prowadzenie badań w dziedzinie fizyki jądrowej i na produkcję ograniczonej ilości rozszczepialnych materiałów. Niemiecki zapas paliwa atomowego (Pu, ^{235}U i ^{238}U) nie może przekraczać 3500 g. Zaplanowano w Niemczech konstrukcję reaktora atomowego do celów badaw-

czych o mocy 10 000 kW. Koszt budowy reaktora jest oceniany na 20 milionów DM. Miejsce budowy nie jest jeszcze ostatecznie ustalone. Prawdopodobnie reaktor będzie się mieścić w Monachium lub w Karlsruhe. Ukończenie budowy jest przewidywane na rok 1957. Jest to widocznie związane również z próbami broni atomowej, która zgodnie z układami paryskimi, wbrew woli narodów europejskich, ma wejść do uzbrojenia Wehrmachtu.

Zostało utworzone stowarzyszenie do badania energii atomowej, którego członkami są firmy przemysłowe. Do stowarzyszenia wchodzi 16 firm, między innymi takie, jak Krupp, AEG, Farbwerke Hoechst, Siemens i Degussa. Przewodniczącym stowarzyszenia został dyrektor Przemysłowego Banku Kredytowego W. Boetkes, a kierownikiem technicznym prof. Wirtz.

Ostatnio Rząd Federalny Niemiec Zachodnich wydał ustawę atomową, która ma zabezpieczać przed niewłaściwym użyciem produktów rozszczepienia i chronić zdrowie ludności przed szkodliwymi skutkami promieniowania jądrowego.

Fabryka ciężkiej wody w Nowej Zelandii

W dzielnicy Wairakei Północnej Wyspy Nowej Zelandii rozpoczęto wstępne prace nad budową wielkiej fabryki ciężkiej wody. Fabryka oraz budowana równocześnie elektrownia o mocy 40 000 kW będą wykorzystywały parę z gorących źródeł występujących w tych okolicach wyspy. Łączne koszty budowy fabryki i elektrowni są oceniane na 6 milionów funtów. Planowane jest uruchomienie obu obiektów w końcu 1957 r.

Środek przeciwko szkodliwym skutkom promieniowania jonizującego

Lekarze angielscy dr L. E. Houghton i dr J. B. Walter oraz fizyk D. E. A. Jones donoszą o wynikach swych badań nad wpływem zastrzyków kortyzonu na efekty wywołane w orga-

nizmie przez naświetlenie promieniowaniem jonizującym. Zastrzyki kortyzonu, zastosowane tuż przed lub po naświetleniu, znacznie zmniejszają szkodliwe działanie promieniowania na skórę. 38 świnek morskich naświetlono promieniami X, stosując dawkę około 6000 R. U 19 świnek, którym nie zrobiono zastrzyku, po siedemdziesięciu dniach wystąpiły rany na skórze i epilacja, natomiast u pozostałych 19, które otrzymały zastrzyki kortyzonu, nie zaobserwowano na skórze żadnych zmian chorobowych. Stosowanie kortyzonu w terapii jest na razie ograniczone przez brak danych, czy jego działanie ochronne rozciąga się także na tkankę nowotworową. Należy również zbadać, czy zastrzyki kortyzonu nie wywołują jakichkolwiek innych szkodliwych skutków w organizmie.

Uszkodzenie kosmotronu

Upłynęły już 2,5 lata od uruchomienia kosmotronu w Brookhaven. W pewnej chwili jeden z operatorów kosmotronu zauważył dym, a następnie płomień unoszące się nad częścią uzwojeń elektromagnesu. Po dwunastu dniach pracy nad usunięciem osłon betonowych do-tarto do uzwojeń i stwierdzono powstanie krótkiego spięcia, które spowodowało pożar i stopienie się części rur chłodzących. Reperacja zajmie prawdopodobnie 3—4 miesiące. Przy okazji zostaną przeprowadzone pewne udoskonalenia, które przed wypadkiem uważano za zbyt kosztowne.

Reaktor atomowy puszczony samopas

Od szeregu lat eksperci zastanawiali się, jak zachowa się reaktor atomowy, który wypadnie spod kontroli. Czy rzeczywistość taki stos będzie stanowić poważne niebezpieczeństwo? Aby to zbadać, w br. został wykonany eksperyment w ośrodku badań reaktorów atomowych w Idaho. Z jednego z reaktorów zostały w pewnej chwili usunięte regulacyjne pręty kad-mowe. Doświadczenie dało rezultaty znacznie mniej groźne, niż się spodzie-

wano. Po okresie nagłego zwiększenia aktywności, podczas którego znacznie wzrosły promieniowanie i ilość wytwarzanego ciepła, reakcja łańcuchowa w stosie całkowicie zamarła. Większość stosów pracujących obecnie na świecie posiada podobną własność wewnętrznej regulacji. Nie mają jej tylko reaktory o wzbogaconym paliwie atomowym, pracujące z szybkimi neutronami.

Radioteleskop uniwersytetu w Manchester

Stacja doświadczalna uniwersytetu w Manchester konstruuje olbrzymi radioteleskop, którego antena o średnicy 76 m waży 600 ton. Antena spoczywa na poziomej osi umocowanej między dwiema 55-metrowymi wieżami. Obrót anteny dookoła tej osi jest wywoływany przez dwa stukonne motory, działające na 8-metrowy wał zębaty pochodzący z pancernika „Royal Sovereign“. Wieże posiadają po 6 kół i mogą się poruszać po szynach tworzących okrąg o średnicy 107 m. Dzięki temu antena radioteleskopu może obracać się również wokół osi pionowej. Tor, po którym poruszają się wieże, musi być dokładnie poziomy (odstępstwo nie powinno przekraczać 3 mm). Betonowe fundamenty utrzymujące tor waży przeszło 5000 ton.

Wizyty uczonych zagranicznych

W drugiej połowie lutego br. bawił przez 9 dni w Polsce znany fizyk belgijski M. Cosyns, profesor Université Libre w Brukseli. Prof. Cosyns zwiedził zakłady fizyki w Warszawie i w Krakowie i w obu miastach wygłosił odczyty o korelacjach kątowych w emisji mezonów π i o udoskonaleniach w pomiarach emulsji jądrowych. Poza tym przeprowadził długie i owocne dyskusje z profesorami M. Danyszem i M. Mięso-wiczem na temat problematyki i techniki prac z kliszami jądrowymi. Prof. Cosyns jest znanym speleologiem i od szeregu lat bierze udział w wyprawach

badawczych do jaskiń w Pirenejach. Podczas pobytu w Krakowie nawiązał kontakt z grupą „grotołazów“ — sekcją taternictwa jaskiniowego KG PTTK i wygłosił odczyt o powstawaniu i badaniu wielkich jaskiń w Pirenejach, ilustrowany pięknym kolorowym filmem.

W dniach od 11 do 24 marca br. odwiedził Polskę prof. P. A. Bażulin zastępca kierownika Zakładu Optyki Instytutu Fizyki Akademii Nauk ZSRR.

Prof. Bażulin, który jest specjalistą w zakresie zjawiska Ramana, wygłosił w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie referaty na tematy następujące:

Kierunki rozwoju optyki w ZSRR.

Związek rozproszenia rayleighowskiego z ultraakustyką.

Problemy fizyczne w analizie ramanowskiej.

Kraków odwiedził prof. Bażulin w dn. 19—21 marca i powtórzył swój odczyt o kierunkach rozwoju optyki w ZSRR.

Poza referatami poświęcił prof. Bażulin wiele czasu na szczegółowe indywidualne dyskusje z optykami warszawskimi i krakowskimi, zapoznając się z ich bieżącymi pracami i informując o pracach swojego Zakładu.

Nagroda Research Corporation

Laureatem przyznawanej przez Research Corporation dorocznej nagrody za zasługi na polu nauki został w 1954 r. W. E. Lamb, profesor fizyki Uniwersytetu Stanford. Wykryte przez niego i zmierzone wspólnie z R. Retherfordem przesunięcie poziomów energetycznych atomu wodoru, tak zwane „przesunięcie Lamba“, doprowadziło do rozszerzenia i zmiany sformułowania elektrodynamiki kwantowej, co znacznie zwiększyło zrozumienie sił działających między naładowanymi cząstkami i otworzyło nowe perspektywy przed teoretycznym i doświadczalnym badaniem natury cząstek elementarnych i promieniowania.

**Wydanie
zbioru prac S. I. Wawilowa**

Całość dorobku naukowego i publicystycznego Wawilowa zostanie wydana w zbiorze składającym się z 5 tomów. Dwa tomy, obejmujące prace Wawilowa z dziedziny fizyki, ukazały się już w druku, pozostałe trzy, do których

wejdą jego prace filozoficzne, historyczne i popularno-naukowe, są obecnie w opracowaniu. W pierwszym tomie znajduje się biografia uczonego napisana przez W. L. Lewszina oraz prace z fizyki w okresie 1914—1936 r. W drugim tomie zamieszczone są prace z fizyki wykonane w latach 1937—1951.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz

Kand. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik

Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu

Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI

Głwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

Kraków — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ

Lublin — Prof. dr STANISŁAW ZIEMECKI

Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — Prof. dr ARKADIUSZ PIEKARA

Toruń — Prof. dr WANDA HANUSOWA

Warszawa — Prof. kand. ZDZISŁAW WILHELMI

Wrocław — Prof. dr BOLESŁAW MAKIEJ

SPIS TREŚCI

<i>H. Niewodniczański</i> — Enrico Fermi	367
<i>J. Dąbrowski</i> — Zjawisko strippingu	374
<i>M. Subotowicz</i> — Fotoemisja z półprzewodników a ich struktura energetyczna	402
<i>W. Królikowski</i> — O metodzie Tamma—Dancoffa	423
<i>H. Chęcińska</i> — Izotopy promieniotwórcze jako źródła siły elektromotorycznej	444
<i>J. Dąbkowski</i> — Zastosowanie lampy dekadowej w elektronicznych układach zliczających	452
RECENZJE	
<i>M. Grotowski</i> „Optyka“ — (rec. J. Pniewski)	458
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Moskiewska konferencja poświęcona elektrodynamice kwantowej (K. Majewski)	459
Konferencja w Dreźnie na temat promieniowania kosmicznego (A. Z.)	465
Uroczystości w Berlinie z okazji pięćdziesięciolecia teorii względności	468
KRONIKA	470

Zawiadamy naszych Czytelników,
 że od r. 1955 POSTĘPY FIZYKI ukazują się
 jako dwumiesięcznik.
