

ZAKŁAD
Uniwersytecki Instytut Fizyki
w Lublinie

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM VII

ZESZYT 4

1956

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 — Kazimierz Rosiński (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

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIENIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VII. ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1956

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 2715 (2613+104)	Oddano do składania 12.V.56
Ark. wyd. 8,2; ark. druk. 6,75	Podpisano do druku 22. VIII. 56
Druk sat. V kl. 80 gr. 70×100	Druk ukończono 28. VIII. 56
Cena zł 11.—	Zamówienie nr 712 B-011

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa



PROF. STANISŁAW KALINOWSKI

Józef Hurwic

Politechnika Warszawska

Stanisław Kalinowski (1873—1946)

W 10 rocznicę śmierci

27 marca 1946 roku zakończył Stanisław Kalinowski swoje pracowite życie w założonym przez siebie obserwatorium geofizycznym w Świdrze pod Warszawą, otoczony precyzyjnymi przyrządami, które wieloletnim wysiłkiem nagromadził i w okresie okupacji chronił przed zachłannością i barbarzyństwem hitlerowców.

Stanisław Kalinowski urodził się 3 kwietnia 1873 r. w małej osadzie fabrycznej Łebedyn na Ukrainie. Do gimnazjum uczęszczał w Kijowie, utrzymując się od wczesnych lat z korepetycyj. Ukończył gimnazjum w wieku 17 lat ze złotym medalem i wstąpił na Wydział Matematyczno-Przyrodniczy Uniwersytetu Kijowskiego. W roku 1896 uzyskał dyplom z fizyki. Kierownik Katedry Fizyki Uniwersytetu Kijowskiego prof. de Metz ofiarował zdolnemu absolwentowi stanowisko asystenta. Jednocześnie młody fizyk pracował w uniwersyteckim obserwatorium meteorologicznym. W roku 1898 otwarto Politechnikę Kijowską. Katedrę fizyki objął tam prof. de Metz. Stanisława Kalinowskiego powołano na starszego asystenta przy tej katedrze. Życzliwy patron otworzył swemu asystentowi widoki pięknej kariery naukowej. Kalinowski, wiedziony uczuciami patriotycznymi, przeniósł się jednak w 1899 r. na stałe do Warszawy. Rozpoczął tu pracę nauczycielską w prywatnych średnich szkołach polskich i na kompletach, udzielając fizyki.

Wkrótce zaproponowano Kalinowskiemu zorganizowanie gabinetu fizycznego przy Muzeum Przemysłu i Rolnictwa. Zadaniem gabinetu miało być urządzenie pokazów dla szkół polskich pozbawionych własnych pracowni. Kalinowski propozycję przyjął i w ciągu miesiąca uruchomił nową placówkę. Zorganizowane przez niego pokazy zdobyły wielką popularność wśród młodzieży. Dzięki powodzeniu pokazów wzbogacał się zbiór przyrządów fizycznych. Korzystały z niego również liczne kursy prowadzone przy Muzeum.

W roku 1902 Kalinowski uzyskał urlop na dwa lata i udał się do pracowni Röntgena w Monachium. Prowadził tam badania podwójnego załamania światła w cieczach, znajdujących się w polu elektrycznym i skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła w cieczach, znajdujących się w polu magnetycznym. Wykonana przez Kalinowskiego praca uzyskała nagrodę Wydziału Filozoficznego Uniwersytetu Monachijskiego.

Podczas pobytu za granicą Kalinowski zwiedził również inne pracownie fizyki w Niemczech, a także w Szwajcarii, które nasunęły mu projekt przekształcenia warszawskiego Gabinetu Fizycznego w pracownię naukową. Po powrocie do kraju w roku 1904 przedstawił ten projekt kierownictwu Muzeum; pomysł zaakceptowano.

Przy Muzeum Przemysłu i Rolnictwa pracownia fizyczna istniała już dawniej, lecz wskutek trudności finansowych została w roku 1894 po 8 latach pracy zlikwidowana. W r. 1905 dzięki Kalinowskiemu ponownie ją utworzono.

Pracownia zachowała dotychczasowe funkcje dydaktyczne Gabinetu, a ponadto podjęła pracę badawczą oraz sprawdzanie i cechowanie różnych przyrządów pomiarowych: termometrów, barometrów, manometrów, areometrów, higrometrów, odważników, liczników obrotów, oporników elektrycznych, kondensatorów itd. W ten sposób uniezależniono się od obcych urzędów miar: petersburskiego i berlińskiego. Dzięki opłatom za sprawdzanie i uwierzytelnianie przyrządów oraz składanym ofiarom rósł inwentarz Pracowni.

Jednocześnie objął Kalinowski kierownictwo oddziału odczytów przy Muzeum, sam wygłaszając liczne odczyty, które cieszyły się olbrzymim powodzeniem wśród słuchaczy. Popularyzację wiedzy uprawiał również w znakomitych artykułach.

Gdy w czasie rewolucji 1905 r. zamknięto uniwersytet w Warszawie, Kalinowski zorganizował przy Muzeum Przemysłu i Rolnictwa Wolny Wydział Matematyczno-Przyrodniczy, na którym objął wykłady fizyki. Wydział ten połączył się następnie z później powstałymi kursami humanistycznymi i technicznymi w Towarzystwo Kursów Naukowych, które w okresie carskiej niewoli odgrywało rolę polskiej wyższej uczelni.

W pierwszych latach naszego stulecia Instytut Carnegiego w Waszyngtonie zapoczątkował badania magnetyzmu ziemskiego. Polsce groziło, że jej tereny, z braku odpowiedniej polskiej placówki, badać będą Amerykanie tak, jak badali dzikie okolice kuli ziemskiej. W obronie polskiego honoru naukowego wystąpił Kalinowski. Na własną rękę podjął on w 1907 r. badania elementów magnetyzmu ziemskiego na terenie ówczesnej Kongresówki. Ta dziedzina badań stała się odtąd już do końca życia głównym polem działalności naukowej Kalinowskiego.

Pomiary próbne przeprowadza on w Warszawie w ogrodzie Frascati oraz na Polu Mokotowskim, gdzie nie było domów, bowiem żelazo zawarte w budynkach groziłoby zakłóceniem wskazań przyrządów. W 1910 r. zdobywszy dokładne aparaty, przystąpił Kalinowski do systematycznych pomiarów. W czasie wakacji letnich zaczął mierzyć elementy magnetyzmu ziemskiego w siatce punktów odległych jeden od drugiego o około 20 km. Praca była zakrojona na wiele lat.

Wartości mierzonych elementów ulegają jednak z biegiem czasu zmianom. Toteż pomiary, wykonane w różnych miejscach, można porównywać jedynie wtedy, gdy przeprowadzono je w tym samym czasie. W celu więc opracowania wyników pomiarów, wykonanych w różnym czasie i zestawienia mapy magnetycznej trzeba wszystkie pomiary sprowadzić do jednego czasu. Wymaga to znajomości zmian magnetyzmu ziemskiego. Niezbędne są do tego nieprzerwane notowania wykonywane w obserwatoriach magnetycznych za pomocą wariometrów. Zmiany odnotowywane w najbliższym obserwatorium magnetycznym, jakim było niemieckie obserwatorium w Poczdamie, odległym aż o ponad 500 km od Warszawy, okazały się niemiarodajne dla naszych terenów. W tych warunkach zrodził się w umyśle Kalinowskiego projekt założenia polskiego obserwatorium magnetycznego.

Skąd jednak w ciężkich warunkach niewoli wziąć na to pieniądze? Entuzjasta Kalinowski wydał odezwę do społeczeństwa polskiego nawołującą do składania ofiar na ten cel. Wbrew przewidywaniom sceptyków zaczęły napływać hojne ofiary. Dzięki niezmiernym wysiłkom Kalinowskiego już na początku 1914 r. rozpoczęto budowę obserwatorium w podwarszawskiej miejscowości Świder.

A budowa obserwatorium magnetycznego nie należała do rzeczy łatwych. Poza zwykłymi trudnościami, na jakie natrafia budowa każdej placówki naukowej, tutaj trzeba było jeszcze starannie wystrzegać się żelaza, które oddziaływałoby na przyrządy pomiarowe. Nie można było np. używać żelaznych gwoździ. Stosowano więc specjalne mosiężne gwoździe i śruby. Mosiężne były też klamki, okucia drzwi i okien, klucze itd. Materiały budowlane skrupulatnie badano, czy nie zawierają domieszek ferromagnetycznych. Na przykład z 50 arkuszy blachy cynkowej na pokrycie dachów można było wybrać tylko kilka wolnych od niepożądanych zanieczyszczeń.

W pawilonie pomiarów bezwzględnych do ustawienia precyzyjnych magnetometrów i induktorów zbudowano specjalne słupy z wapienia kieleckiego i każdy zakończono u góry płytą z marmuru kararyjskiego. W celu zabezpieczenia przyrządów przed najdrobniejszymi wstrząsami słupy te sięgają na głębokość 2 m pod podłogę.

Pawilon samopiszzących wariometrów ma podwójne ściany (wewnętrzne są drewniane) oddzielone od siebie korytarzem dwumetrowej szerokości biegnącym wokół budynku. Warstwa powietrza między podwójnymi ścianami stanowi izolator chroniący przyrządy przed zmianami temperatury. Ściany wewnętrzne budynku pomalowane są na czerwono w celu zapobieżenia działaniu rozproszonego światła na papier fotograficzny.

W czasie wakacji 1915 r. K a l i n o w s k i z rodziną pojechał na Ukrainę do krewnych. Wypadki wojenne odcięły go jednak na 3 lata od Kraju. Dopiero w 1918 r. po powrocie do Warszawy mógł wznowić prace nad uruchomieniem obserwatorium. Przewieziono przyrządy do Świdra, udało się uzyskać subsydium w Ministerstwie Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego i przystąpiono do systematycznych pomiarów. Od 1921 r. praca obserwatorium trwa nieprzerwanie. W 1923 r. wznowiono pomiary polowe, obejmując nimi całe terytorium Polski. Pomiary sprowadza się do jednego czasu już na podstawie danych uzyskiwanych w Świdrze. Wyniki ogłasza się w *Pracach Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze*. Wykryto anomalny przebieg w Polsce linii izomagnetycznych. W r. 1927 obserwatorium wydało pierwszą mapę zbroczeń opartą na pomiarach w 116 punktach.

Już w kilka lat po pierwszej wojnie światowej obserwatorium w Świdrze zostało włączone do międzynarodowej sieci placówek tego rodzaju. Od r. 1921 międzynarodowy biuletyn poświęcony magnetyzmowi ziemskiemu, wydawany w De Bilt w Holandii, stale ogłasza wśród innych danych również dane ze Świdra. K a l i n o w s k i publikuje także swoje wyniki w *Terrestrial Magnetism* wychodzącym w Baltimore w Stanach Zjednoczonych. Zgłasza referaty o polskich badaniach na wszystkie kongresy Międzynarodowej Unii Geodezyjno-Geofizycznej. W r. 1930 bierze osobiście udział w obradach IV Kongresu Unii w Sztokholmie, gdzie przedstawia mapy magnetyczne Polski wykreślone już na podstawie pomiarów w 375 punktach. K a l i n o w s k i e g o wybrano wtedy członkiem Międzynarodowej Komisji Stacyj Zmian Wiekowych Magnetyzmu Ziemskiego. Obszar naszego kraju przestał być białą plamą na mapach magnetycznych Europy.

Na terenie obserwatorium w Świdrze zbudowano i wyposażono pawilon do pomiarów elektryczności atmosferycznej, rozszerzając zakres badań. Obserwatorium przekształciło się w ten sposób z magnetycznego w geofizyczne. Główny nacisk spoczywał jednak nadal na badaniach magnetyzmu.

Rozwijającą się Pracownię Fizyczną Muzeum Przemysłu i Rolnictwa przemianowano na Instytut Fizyczny.

Założone przed pierwszą wojną światową Towarzystwo Kursów Naukowych otrzymało po odzyskaniu niepodległości nazwę Wolnej Wszech-



Prof. Kalinowski na terenie Obserwatorium Geograficznego w Świdrze

nicy Polskiej. Uczelnia ta zgrupowała najbardziej postępowych uczonych. K a l i n o w s k i objął tu wykłady fizyki i geofizyki i został pierwszym rektorem Wszechnicy.

W r. 1921 został jednocześnie profesorem fizyki na Wydziale Chemii Politechniki Warszawskiej. Spełniając obowiązki dydaktyczne, organizował jednocześnie pracownię badawczą. Po kilku latach mogła ona już rozpocząć działalność. Pod kierunkiem prof. K a l i n o w s k i e g o wykonano tu szereg ciekawych prac dyplomowych (inżynierskich i doktorskich) oraz innych. Tematyka prac obejmowała bliskie kierownikowi placówki zagadnienia magnetyzmu oraz związane z zainteresowaniami Wydziału Chemii, do którego należał Zakład, zagadnienia spektrografii i zagadnienia bardziej fizykochemiczne. Do pierwszej grupy tematów należały np. badania lepkości magnetycznej; druga grupa tematów obejmowała badania widm ramanowskich różnych substancji, badania absorpcji promieniowania nadfioletowego w rozmaitych roztworach, wzbudzenie świecenia par rtęci przez dodatnie jony alkaliczne; do trzeciej grupy tematów należy zaliczyć elektrolityczne utlenianie glikozy, badanie wpływu elektrolitów mocnych na stałą dielektryczną wody oraz badanie anomalnej dyspersji fal elektromagnetycznych o długości rzędu 1 m w różnych ośrodkach.

K a l i n o w s k i nie miał w sobie nic z typu badacza zasklepionego w jednej tylko, bardzo wąskiej dziedzinie. Wręcz przeciwnie, odznaczał się niezmiernie rozległym horyzontem umysłowym, który wykraczał daleko poza ścisłą specjalność. K a l i n o w s k i odmawiał autorom przyczynków naukowych bez polotu prawa nazywania siebie uczonymi. „Pracę uczonego — pisał w 1917 r. w artykule «Nauka i fantazja» w *Przeglądzie Naukowym i Pedagogicznym* — powinna zawsze cechować jakaś dalej sięgająca idea, praca ta winna zmierzać ku jakiemuś szerszemu wnioskowi, który musi zarysowywać się wyraźnie, jako drogowskaz, chociażby potem się okazało, że drogowskaz ten był fatamorganą i że należy obrać inny. Bez takiej szerszej idei, bez takiego drogowskazu, tak jak w wędrówce z zawiązanymi oczami, możemy dreptać na miejscu, jakkolwiek droga przebyta będzie długa i wiele wysiłku, zupełnie zresztą zmarnowanego, będzie to nas kosztowało.“

Dla K a l i n o w s k i e g o badania naukowe były nie tylko suchą pracą umysłową, lecz stanowiły źródło głębokich przeżyć estetycznych. W innym miejscu cytowanego wyżej artykułu pytał, czy w odkryciu naukowym „... nie widzimy wyraźnie strony emocjonalnej, czy nie ma tam potęgi piękna, czy ekstaza takiego uczonego, w chwili, gdy się przed nim otwiera która z tajemnic wszechświata, nie jest równa ekstazie kompozytora, uzewnętrzniającego grającą w jego duszy symfonię, lub malarza, gorączkowo rzucającego na płótno majaczące mu widziadła? Twórczość może być tylko tam — pisze K a l i n o w s k i — gdzie jest natchnienie i pod

tym względem nauka jest rodzoną siostrą sztuki: w jednej i drugiej tkwią wspólne pierwiastki, a potężnym czynnikiem tej jak i tamtej jest właśnie fantazja. [...] żaden ze specjalistów nie poradzi sobie w swej pracy twórczej, jeśli będzie pozbawiony tego potężnego czynnika fantazji, praca bowiem naukowa to nie spacer po utartej i wykończonej aż do miejsca, gdzie się zmierza, ścieżce, lecz między innymi stwarzanie sobie właśnie tej ścieżki, torowanie jej wśród mroków, nadawanie jej tego czy innego kierunku, zależnie od domyślności, co i gdzie się w tych mrokach znajduje, a więc zależnie od obrazów, które sobie w tych mrokach rysujemy, a których stworzenie jest niemożliwe bez udziału fantazji.“

Kalinowski miał duszę artysty. Fizyka stale przeplatała się u niego ze sztuką, zwłaszcza z muzyką. Sam pięknie grał i improwizował. Od lat dziecięcych wyżywał się w muzyce, zapominając w uniesieniu o otaczającym go świecie.

Swój żarliwy stosunek do nauki starał się prof. Kalinowski przekazać uczniom. Był znakomitym dydaktykiem. Zarówno na wykładach dla studentów jak i w odczytach popularnonaukowych i publikacjach dążył do tego, by każdy temat przedstawić jak najprościej, bez efektownych, lecz zbędnych komplikacji. „Nauka — pisał w 1907 r. w artykule «O zadaniach nauki i nauczania» w czasopiśmie *Nowe Tory* — nie posiada kilku całkiem odmiennych stron, którymi ma się zwracać do uczonych i laików, do starszych i do dzieci. Nauka nie potrzebuje przed nikim chodzić na szczudłach; nie potrzebuje udawać potęgi urojonej, gdy wystarcza rzeczywistość; nie potrzebuje żadnej maskarady, by stanąć w oczach nie tylko zawodowych uczonych, ale i najszerszego ogółu na właściwej wysokości.“

Prostotą i pięknym stylem odznaczają się podręczniki Kalinowskiego dla szkół średnich (ostatnie przedwojenne ich wydania opracował wraz z córką Ewą Kalinowską-Widomską), jego książeczki popularnonaukowe „Magnetyzm ziemski“ i „Elektryczność ziemska“ napisane wspólnie z córką Zofią Kalinowską, liczne artykuły itd.

Kalinowski założył i redagował przez szereg lat czasopismo matematyczno-fizyczne *Wektor*. Był też jednym z inicjatorów i organizatorów Polskiego Towarzystwa Fizycznego, a następnie jego prezesem. Nazwisko Kalinowskiego figuruje także wśród założycieli Towarzystwa Geofizyków. Należał do licznych krajowych i zagranicznych towarzystw naukowych.

Wszechstronny udział w życiu naukowym nie wyczerpywał jednak bynajmniej działalności Kalinowskiego. Niemniej żywy udział brał on w życiu społeczno-politycznym, zapisując piękną kartę w dziejach polskiej demokracji, zwłaszcza w postępowym ruchu nauczycielskim.

Już jako kilkunastoletni chłopiec był członkiem tajnych demokratycznych kół uczniowskich w Kijowie, należał później do tajnych demokra-

tycznych organizacji studenckich. Walczył w okresie caratu o demokratyczną szkołę polską i był niezłomnym obrońcą oświaty demokratycznej w Polsce międzywojennej.

Napaść hitlerowska nie oszczędziła kierowanego przez prof. Kalinowskiego zakładu fizyki na Politechnice Warszawskiej i Instytutu Fizycznego Muzeum Przemysłu i Rolnictwa. Ocalało natomiast obserwatorium w Świdrze. Dzięki energii i ofiarności Kalinowskiego i jego współpracowników udało się podczas II wojny światowej i okupacji uchronić obserwatorium przed zniszczeniem i rabunkiem i utrzymać ciągłość prac stacyjnych.

Natychmiast po klęsce Niemiec Kalinowski mimo podeszłego wieku i nadwątlonego zdrowia przystąpił do odbudowy zniszczonych placówek i rozwinięcia na wielką skalę pracy ocalałego obserwatorium geofizycznego. Niestety śmierć udaremniła te plany.

Kalinowski pozostawił trwały pomnik w postaci obserwatorium, które nazwano później imieniem jego założyciela.

BIBLIOGRAFIA PRAC STANISŁAWA KALINOWSKIEGO *

I. Prace badawcze

1. O działaniu następczym przy podwójnym załamaniu światła w cieczach elektrycznie odkształconych i przy magnetycznym skręceniu płaszczyzny polaryzacji w cieczach. (Przekład pracy nagrodzonej w r. 1904 przez Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Monachijskiego). *Prace Matematyczno-Fizyczne*, 16, 1 (1905).
2. Wyznaczenie elementów magnetyzmu ziemskiego w Warszawie.
3. Observation of magnetic declination at Warsaw during the solar eclipse of April 17, 1912. *Terrestrial Magnetism*, 17, 153 (1912).
4. Obserwacja zбочenia magnetycznego podczas zaćmienia Słońca w Warszawie 17 kwietnia 1912 r. *Wektor* (1912).
5. Obserwacja zбочenia magnetycznego podczas zaćmienia Słońca 21.8. 1914 r. w Warszawie i Bolczynie pod Odessą. *Wektor* (1915).
6. Wyniki pomiarów magnetycznych w Królestwie Polskim w latach 1910—1913. *Prace Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze*, nr 1 (1919).
7. O anomalnym przebiegu linii izomagnetycznych na ziemiach polskich. *Przeгляд Geodezyjny* (1920).
8. On the magnetic anomaly in Poland. *Terrestrial Magnetism*, 141 (1924).
9. Les mesures magnétiques en Pologne. *Revue générale des Sciences*, 32 667 (1921).

* Bibliografię zestawilem korzystając z wykazu ogłoszonego przez Ewę Wiłdomską-Kalinowską w broszurze: „Stanisław Kalinowski”. Biblioteka Nauczyciela-Demokraty. PZWS. Warszawa 1947.

10. Magnetic survey of Poland. *Transactions of the Rome Meeting of the International Geodetic and Geophysical Union*, May 1922, p. 44, Baltimore 1922.
11. The magnetic work in Poland in 1922-1924. *Transactions of the Madrid Meeting of the International Geodetic and Geophysical Union*, October 1924, p. 82, Baltimore 1925.
12. Wyniki pomiarów magnetycznych dokonanych w różnych miejscach Polski w latach 1923—1924. *Prace Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze*, nr 2 (1926).
13. Mapa zboczeń magnetycznych w Polsce na rok 1927. *Prace Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze*, nr 3 (1927).
14. The magnetic work in Poland in 1925—1927. *Comptes Rendus de l'Assemblée de Prague*, Septembre 1927 (Union Geodesique et Geophysique Internationale) p. 1923, Paris 1929.
15. Powstanie i prace dotychczasowe Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze. *Wiadomości Służby Geograficznej*, nr 1 (1930).
16. Resultats des observations magnétiques à Świder (Pologne) — 1921—1929. A. Déclination. *Prace Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze*, nr 4 (1930).
17. Valeurs moyennes annuelles et marche séculaire des elements magnétiques à Świder (Pologne) dans le cours de années 1921—1929. *Terrestrial Magnetism*, 34, 254 (1930).
18. Levée magnétique de la Pologne. *Comptes Rendus de l'Assemblée de Stockholm* 15—23 Août 1930 (Union Géodesique et Géophysique Internationale), p. 154, Paris 1931.
19. Valeurs moyennes annuelles et marche séculaire des elements magnetiques à Świder (Pologne) pour l'an 1930, *Terrestrial Magnetism*, 36, 362 (1931).
20. Über die elektrische Messmethode der Horizontalintensitaet, *Acta phys. Polon.*, 1, 491 (1932).
21. Über die Registrierung des zeitlichen Ganges des luftelektrischen Potentials in Świder. *Acta phys. Pol.*, 1, 499 (1932).
22. Valeurs moyennes annuelles et marche séculaire des éléments magnetiques à Świder (Pologne) pour l'an 1931. *Terrestrial Magnetism*, 38 (1933).
23. Levée magnétioue de la Pologne. *Prace Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze*, nr 5 (1933).
24. Die magnetische Vermessung von Polen. *Verhandlungen der sechsten Tagung der Baltischen Geodätischen Kommission*, s. 182, Helsinki 1933.
25. Travaux de l'Observatoire de Świder — Magnétisme Terrestre. *Comptes Rendus de l'Assemblée de Lisbonne* 17—25 Septembre 1933 (Union Géodesique et Géophysiques Internationale), p. 91, Compenhague 1934.
26. Résultats des observations magnétiques à Świder 1930—1933. *Prace Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze*, nr 6 (1935).
27. Izogony w Polsce na rok 1935. *Prace Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze*, nr 7 (1935).
28. Résultats des observations magnétiques à Świder (Pologne) 1921—1929. B. Composante horizontale; C. Composante verticale. *Prace Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze*, nr 8 (1936).
29. Wyniki spostrzeżeń magnetycznych w Świdrze w latach 1934—1935. *Prace Obserwatorium Magnetycznego w Świdrze*, nr 9 (1937).
30. Wyniki spostrzeżeń magnetycznych w Świdrze w latach 1936 i 1939—1945. *Prace Obserwatorium Geofizycznego w Świdrze*, nr 10 (1946).

II. Prace referatowe

1. Działalność Pracowni Fizycznej Muzeum Przemysłu i Rolnictwa w Warszawie w latach 1905—1907, str. 55. Warszawa 1908.
2. Obserwatorium Magnetyczne w Świdrze pod Warszawą, str. 24. Warszawa 1915.
3. The first Magnetic Observatory in Poland. *Terrestrial Magnetism*, **18**, 200 (1915).
4. The Magnetic Observatory in Świder. *Transactions of the Rome Meeting of the International Geodetic and Geophysical Union*, May 1922, p. 66 (1922).
5. Instytut Fizyczny Muzeum Przemysłu i Rolnictwa. Księga Pamiątkowa wydana z okazji 50-lecia Muzeum, Warszawa 1927.
6. Prace Sekcji Magnetyzmu Ziemskiego i Elektryczności Ziemskiej IV Zjazdu Międzynarodowej Unii Geodezyjno-Geofizycznej (Sztokholm, sierpień 1930 r.). *Biuletyn Tow. Geofizyków w Warszawie*, zeszyt I (1931).
7. Magnetyzm — artykuł w encyklopedii „Świat i Życie“, szp. 433—446, Lwów — Warszawa 1935.
8. Magnetyzm ziemski — artykuł w encyklopedii „Świat i Życie“, szp. 446—459, Lwów — Warszawa 1935.
9. Alfred Nippoldt — wspomnienie pośmiertne. *Biuletyn tow. Geofizyków w Warszawie*, zeszyt XIV (1937).

III. Publikacje dydaktyczne

1. O zadaniach nauki i nauczania. *Nowe Tory*, rocznik 2, 395 (1907).
2. Nauczyciel a filozofia. *Nowe Tory*, rocznik 3, 387 (1908).
3. O prostym sposobie demonstrowania zasady Dopplera. *Wektor* (1912).
4. O demonstrowaniu fali stojącej w gazach. *Wektor* (1912).
5. O prostym sposobie demonstrowania tonów różnicowych. *Wektor* (1912).
6. O demonstrowaniu figur Chładniego. *Wektor* (1912).
7. O doświadczeniach przy wykładzie mechaniki. *Wektor* (1913).
8. O drugiej zasadzie termodynamiki w wykładzie szkolnym. *Wektor* (1913).
9. Ueber die Demonstration der Anziehung und Abstossung der elektrischen Strome. *Zeitschrift fuer den physikalischen und chemischen Unterricht*, 300 (1913).
10. O demonstrowaniu przyciągania i odpychania przewodników z prądem elektrycznym. *Wektor* (1913).
11. Nauka a fantazja. *Przegląd Naukowy i Pedagogiczny*, 16 (1917).

IV. Podręczniki dla szkół średnich

1. Fizyka, t. I (Mechanika. Dynamiczne własności ciał. Ciepło). 5 wydań.
2. Fizyka, t. II (Fale. Głos. Promieniowanie). 2 wydania.
3. Fizyka t. III (Elektryczność i magnetyzm), Warszawa 1929.
4. Nauka fizyki (podręcznik dla szkół humanistycznych), t. I (Mechanika. Dynamiczne własności ciał. Ciepło). 4 wydania.
5. Nauka fizyki (podręcznik dla szkół humanistycznych), t. II (Fale. Głos. Promieniowanie). 2 wydania.
6. Nauka fizyki (Podręcznik dla szkół humanistycznych), t. III (Elektryczność i magnetyzm). Warszawa 1932.
7. Wraz z E. Kalinowską: podręcznik fizyki dla kl. I liceum humanistycznego klasycznego. 2 wydania.

8. Wraz z E. Kalinowską: Podręcznik fizyki dla klasy I liceum fizycznego i przyrodniczego. Warszawa 1939.
9. Wraz z E. Kalinowską: Podręcznik fizyki dla kl. II liceum fizycznego i przyrodniczego. Warszawa 1939.
10. Wraz z E. Kalinowską: Podręcznik fizyki dla liceum humanistycznego. Warszawa 1938.
11. Wraz z E. Kalinowską: Podręcznik fizyki dla gimnazjum dla kl. III i IV. Wydanie pośmiertne w 1948 r.

V. Niektóre prace popularnonaukowe

1. O tzw. prostocie zjawisk. *Prawda* (1904).
2. Ignorabimus. *Prawda* (1905).
3. Najprostsze doświadczenia z fizyki — seria artykułów w *Naokoło Świata* (1902).
4. Wraz z Zofią Kalinowską: Magnetyzm ziemski. Biblioteczka Przyrodnicza, wyd. Księgarni Św. Wojciecha, str. 144, Poznań 1929 (wznowiono w 1948 r. — wyd. „Wiedza”).
5. Elektryczność ziemiska. Biblioteczka Przyrodnicza, wyd. Księgarni Św. Wojciecha, str. 126, Poznań, 1933. (Wznowiono w 1948 r. — wyd. „Wiedza”).

VI. Przekłady

1. M. Faraday: Dzieje świecy. Przekład dokonany wspólnie z Marią Kalinowską. 5 wydań.
2. A. E. Love: Zasady rachunku różniczkowego i całkowego, str. XVI + 225, Warszawa 1912. Przekład dokonany wspólnie z Władysławem Wojtowiczem.

VII. Rękopisy z teki pośmiertnej

1. Wraz z E. Kalinowską: Podręcznik przyrody martwej dla kl. V i VI szkoły powszechnej.
2. Praca popularnonaukowa o energii.
3. Praca popularnonaukowa o elektryczności.
4. Niedokończony podręcznik fizyki dla studentów politechniki.

Janusz Dąbrowski

Instytut Fizyki PAN

Model optyczny jądra atomowego

Wstęp

Do ścisłej teorii reakcji jądrowych konieczna jest dokładna znajomość oddziaływania pomiędzy nukleonami. Jednakże obecnie nie potrafimy jeszcze dokładnie określić nawet oddziaływania pomiędzy dwoma nukleonami.¹ Należy się zaś spodziewać, że oddziaływanie pomiędzy dwoma nukleonami zmienia się, gdy w zasięgu sił jądrowych znajduje się więcej niż dwa nukleony.² W tym stanie rzeczy każda teoria reakcji jądrowych jest w chwili obecnej z konieczności teorią fenomenologiczną i półempiryczną. [1]

Do niedawna podstawową ideą, na której opierano teorię reakcji jądrowych była hipoteza jądra złożonego. W myśl tej hipotezy wysuniętej w roku 1936 przez Nielsa Bohra [2] oraz Breita i Wignera [3] w pierwszym etapie reakcji powstaje jądro złożone, które w drugim etapie, niezależnym od pierwszego, emituje końcowy produkt reakcji. Podstawą tej hipotezy jest silne oddziaływanie pomiędzy nukleonami, w wyniku którego cząstka padająca w bardzo krótkim czasie ($\sim 10^{-20}$ sek) zlewa się z jądrem tarczy tworząc jądro złożone, przy czym energia tej padającej cząstki przekazana zostaje wszystkim nukleonom jądra złożonego. Trzeba względnie długiego czasu, ażeby dostateczna część tej energii skupiła się na jednej cząstce w pobliżu krawędzi jądra, umożliwiając jej opuszczenie jądra. W tym długim czasie jądro złożone „zapomina“ w jaki konkretny sposób powstało, stąd emisja produktu reakcji z jądra złożonego jest procesem niezależnym od procesu utworzenia jądra złożonego.

¹ Szczególne trudności nastęrcza interpretacja doświadczeń rozproszeniowych wykonywanych ze spolaryzowanymi nukleonami.

² Następuje mianowicie deformacja chmur mezonowych otaczających nukleony. Na wielocząstkowy charakter sił jądrowych wskazuje również zjawisko wysycenia sił jądrowych.

Ażeby móc stosować hipotezę jądra złożonego, muszą być oczywiście spełnione następujące dwa warunki:

(a) średnia droga swobodna cząstki padającej w jądrze tarczy musi być znacznie krótsza od rozmiarów tego jądra;

(b) energia wzbudzenia jądra złożonego przypadająca na jeden nukleon musi być znacznie mniejsza od energii potrzebnej nukleonowi do opuszczenia jądra złożonego.

Oba te warunki są spełnione dla energii padających cząstek mniejszych od około 50 MeV z wyjątkiem jąder najlżejszych [4]³.

Dla wyższych energii padających cząstek, ich średnia droga swobodna w jądrze tarczy zaczyna być porównywalna z rozmiarami jądra, a to na skutek malenia wraz z wzrostem energii przekroju czynnego na zderzenie nukleon — nukleon.⁴ Idąc za R. S e r b e r e m [5] mówimy, że jądro staje się półprzeźroczyste dla padających cząstek dużych energii. Działanie takiego półprzeźroczystego jądra na padające cząstki można w przybliżeniu sprowadzić do zmiany (skrócenia) ich długości fali de Broglie'a na skutek działania średniego potencjału jądrowego oraz do częściowej ich absorpcji wynikłej ze zderzeń z nukleonami jądra tarczy. Taki model oddziaływania cząstek z jądrem wysunięty przez F e r n b a c h a, S e r b e r a i T a y l o r a [6] został nazwany modelem optycznym⁵, a to z uwagi na analogię do dyfrakcji i absorpcji światła (i ewentualnie odbicia na powierzchni) w ośrodku o określonym współczynniku załamania i absorpcji.

F e s h b a c h, P o r t e r i W e i s s k o p f [7] wykazali, że model optyczny można zastosować również do zderzeń niższych energii, uzyskując w ten sposób wyjaśnienie wielu faktów doświadczalnych, których nie wyjaśniał model jądra złożonego. Już mianowicie wielki sukces modelu powłokowego⁶, zakładającego istnienie orbit nukleonów w jądrze, sugerował, że średnia droga swobodna nukleonów nawet w stanie podstawowym jądra jest co najmniej porównywalna z rozmiarami jądra. Jest to niewątpliwie wynikiem działania zasady Pauliego, której rolę przeoczono przy pierwszych oszacowaniach średniej drogi swobodnej nukleonu w jądrze [9]. Na skutek tej zasady cały szereg zderzeń pomiędzy nukleonami w jądrze w ogóle nie zachodzi, ponieważ w ich wyniku powstałyby nukleony w stanach już zajętych przez inne nukleony jądra.

³ W tym oszacowaniu nie uwzględniono jednakże zasady Pauliego (ob. dalsza dyskusję).

⁴ Również warunek (b) przestaje wtedy zachodzić.

⁵ W literaturze angielskiej stosuje się również nazwę „clouded cristal ball model”. Czasami spotyka się również nazwę modelu metalo-optycznego.

⁶ Ob. wydrukowany w *Postęпах Fizyki* artykuł J. P n i e w s k i e g o o modelu powłokowym [8].

Model jądra złożonego oraz model optyczny to dwa graniczne modele reakcji jądrowych. Model jądra złożonego opiera się na założeniu silnego oddziaływania, zaś model optyczny na założeniu słabego oddziaływania pomiędzy nukleonami w jądrze. Jest rzeczą ciekawą, że oba modele zdają sprawę z dużej ilości faktów doświadczalnych. W szczególności model jądra złożonego opisuje dobrze zjawiska rezonansowe w reakcjach jądrowych; zjawiska zgodne z modelem optycznym zostaną dokładnie omówione w obecnym artykule. Niewątpliwie należy się spodziewać, że prawdziwy obraz reakcji jądrowych leży gdzieś pomiędzy tymi przypadkami granicznymi. W chwili obecnej trudno jednak jeszcze coś bliższego na ten temat powiedzieć, w szczególności zaś przewidzieć, czy uda się stworzyć prosty model łączący w sobie aspekty obu powyższych modeli.

Obecny artykuł poświęcony jest omówieniu modelu optycznego. Dotąd model ten prawie wyłącznie stosowano do reakcji neutronowych (i ewentualnie protonowych). W ostatnim rozdziale (IV) wspomnę jednak również o stosowaniu tego modelu do innych reakcji. Z ogromnej ilości prac doświadczalnych dotyczących reakcji neutronowych podam tylko przykładowo charakterystyczne wyniki. Bardziej systematycznie podam prace teoretyczne choć i tu z uwagi na dużą ich ilość ograniczę się do omówienia prac kluczowych oraz do cytowania jedynie prac ważniejszych. Przegląd niniejszy jest doprowadzony mniej więcej do stanu z końca roku 1955.

Wszystkim zainteresowanym poruszonymi to zagadnieniami polecam piękny i wnikliwy artykuł Peaslee'ego [10].

Model optyczny oddziaływania szybkich neutronów z jądrem [6]

Koncepcja jądra półprzezroczystego dla nukleonów wysokich energii wysunięta przez Serbera [5] zyskała wyraźne potwierdzenia doświadczalne w pracy Cooka, McMillana, Petersona i Sewella [11], którzy badali rozproszenie na jądrach neutronów o energii 90 MeV. Wyniki ich obserwacji były punktem wyjścia dla optycznego modelu oddziaływania szybkich neutronów z jądrami atomowymi opracowanego przez Fernbacha, Serbera i Taylora [6].⁷ W modelu FST jądro traktowane jest jako kula o promieniu R zawierająca materię jądrową o stałej gęstości, przy czym zachowanie się jej wobec szybkich neutronów jest opisane przez dwie stałe materiałowe: współczynnik załamania n oraz absorpcji μ , które można, analogicznie jak w klasycznej optyce metali, połączyć w zespolony współczynnik załamania $N = n + i\mu/2k'$.

⁷ W dalszym ciągu będę używał skrótu FST.

Współczynnik załamania $n = k'/k$, gdzie wektor falowy padającego neutronu na zewnątrz jądra $k = (2ME/\hbar^2)^{1/2}$, zaś tenże wektor wewnątrz jądra

$$k' = [2M(E + V)/\hbar^2]^{1/2}. \quad (1)$$

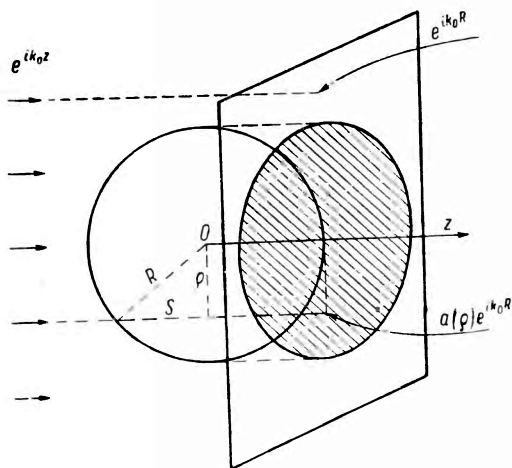
przy czym V jest średnią energią potencjalną neutronu wewnątrz jądra ($E =$ energia padającego neutronu, $M =$ masa nukleonu).

Współczynnik absorpcji μ da nam różny od zera przekrój czynny na reakcję. Przez reakcję rozumiemy zarówno procesy prowadzące do emisji z jądra innych cząstek, jak i nieelastyczne zderzenia. Absorpcją jest więc każdy proces zmniejszający ilość neutronów o energii E (odrzutu jądra nie uwzględniamy).

Stale materiałowe n , μ traktować będziemy jako fenomenologiczne parametry, których wartość wyznaczyć należy z doświadczenia. Ich teoretycznym oszacowaniem zajmiemy się na końcu tego rozdziału. Oczywiście spodziewamy się, że $\mu = \Lambda^{-1}$ ($\Lambda =$ średnia droga swobodna neutronu w jądrze) zależy od energii padających neutronów E . Przekonamy

się, że również n jest zależne od energii E i to w taki sposób, że pociąga to za sobą zmienność V wraz z energią.

Obecnie dla zadanych wartości n , μ wyznaczmy przekroje czynne: σ_a na absorpcję oraz σ_d na rozpraszanie elastyczne neutronów. Rozpraszanie elastyczne jest tu typu dyfrakcyjnego, pochodzi ono mianowicie z zaburzenia fali padających neutronów przez jądro tarczy. Do wyznaczenia obu przekrojów czynnych posłużymy się ideą



Rys. 1. Geometria modelu optycznego FST.

optyki falowej w przybliżeniu Kirchhoffa — Fraunhofera tym słuszniejszym im krótsza jest długość fali de Broglie'a padających neutronów w porównaniu z rozmiarami jądra.

Jak wiadomo odbicie odgrywa istotną rolę wtedy, gdy współczynnik załamania zmienia się na odległościach rzędu długości fali. Dla szybkich neutronów o krótkiej długości fali nawet małe rozmycie powierzchni jądra eliminuje więc rolę odbicia o powierzchnię jądra. Dlatego też w obecnych rachunkach odbicie to zaniedbamy zupełnie.

Niech w płaszczyźnie ustawionej za jądrem prostopadle do wiązki padających neutronów (ob. rys. 1) amplituda padających neutronów, które nie trafiły jądra, będzie e^{ikR} . W obszarze cienia geometrycznego mamy wtedy amplitudę fali neutronów, które przeszły jądro, $a(\rho) e^{ikR}$, gdzie

$$a(\rho) = e^{ik(N-1)2s} = e^{ik(n-1)2s} e^{-\mu s}. \quad (2)$$

Całkowita ilość zaabsorbowanych neutronów, a co za tym idzie przekrój czynny na absorpcję

$$\sigma_a = \int_{\text{Cień}} d^2\tau (1 - |a|) = \pi R^2 \{1 - [1 - (1 + 2R\mu) e^{-2R\mu}] / 2R^2 \mu^2\}. \quad (3)$$

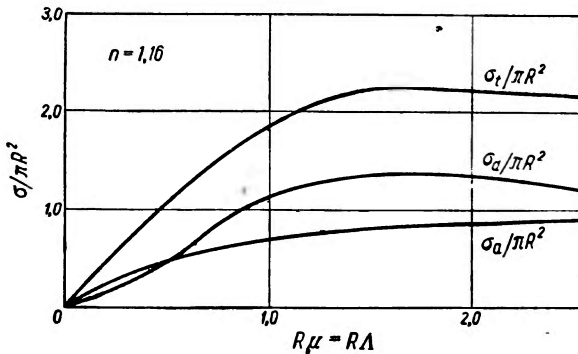
Aby obliczyć dyfrakcyjny przekrój czynny σ_d na rozpraszanie elastyczne zauważmy, że amplituda fali neutronowej w cieniu geometrycznym różni się od amplitudy niezaburzonej o $(1 - a) e^{ikR}$. Ta amplituda $(1 - a) e^{ikR}$ daje dyfrakcyjną falę rozproszeniową. A więc

$$\sigma_d = \iint_{\text{Cień}} d^2\tau |1 - a|^2 \quad (4)$$

(występujące tu całkowanie jest elementarne).

Stosując znany w optyce wzór Kirchhoffa uzyskujemy z łatwością następujące wyrażenie na różniczkowy przekrój czynny rozpraszania dyfrakcyjnego:

$$d\sigma_d/d\Omega = k^2 \left| \int_0^R d\rho \rho J_0(k\rho \sin \Theta) (1 - a) \right|^2, \quad (5)$$

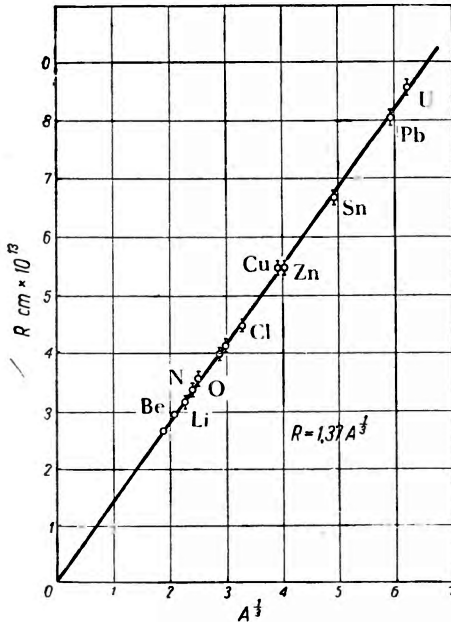


Rys. 2. Absorpcyjny, dyfrakcyjny oraz całkowity przekrój czynny (mierzony w jednostkach geometrycznego przekroju czynnego) obliczony według modelu optycznego FST jako funkcja promienia jądra (mierzonego w jednostkach średniej drogi swobodnej [6]).

gdzie Θ jest kątem rozproszenia, zaś J_0 funkcją Bessela rzędu zero. Całkę występującą we wzorze (5) można obliczyć zastępując całkowanie po $d\rho$

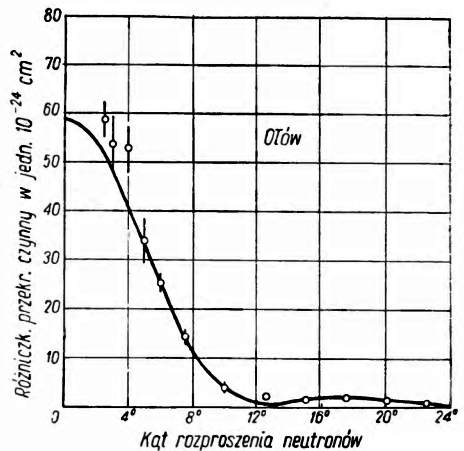
przez sumowanie po falach parcjalnych. Jest to postępowanie równoważne metodzie WKB obliczania przesunięć fazowych (por. [12]).

Na rys. 2 wykreślone są $\sigma_a/\pi R^2$, $\sigma_d/\pi R^2$ oraz $\sigma_t/\pi R^2$ ($\sigma_t = \sigma_a + \sigma_d =$ całkowity przekrój czynny) w zależności od μR dla $n = 1,16$. Od n zależą $\sigma_d/\pi R^2$ oraz $\sigma_t/\pi R^2$, natomiast $\sigma_a/\pi R^2$ jest od n niezależne. Widzimy, że przezroczystość jądra powoduje, że absorpcyjny przekrój czynny jest mniejszy od przekroju geometrycznego πR^2 . Natomiast przekrój



Rys. 3. Promienie jądrowe obliczone według modelu FST na podstawie całkowitych przekrojów czynnych zmierzonych przez Cooka i wsp. (11). Linia prosta dana jest równaniem $R = 1,37 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm. [6].

czynny dyfrakcyjny może być zarówno większy, jak i mniejszy od πR^2 z tym, że dla małych wartości współczynnika absorpcji σ_d maleje wraz z μ .



Rys. 4. Porównanie doświadczalnego rozkładu kąтового neutronów elastycznie rozproszonych na jądrach ołowiu z krzywą modelu FST dla energii neutronów $E = 84$ MeV. [13].

Okazuje się, że kładąc $n = 1,16$ oraz $\mu = 2,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1}$ uzyskuje się zgodność obliczonych z modelu FST wartości całkowitego przekroju czynnego σ_t z wartościami doświadczalnymi [11] dla jąder od Li do U i energii neutronów $E = 90$ MeV, jeżeli położyć $R = 1,37 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm (ob. rys. 3). Jest to pięknym potwierdzeniem modelu FST. Wartość $n = 1,16$ odpowiada zgodnie z równaniem (1) wartości $V = 30,8$ MeV. Trzeba jednak stwierdzić, że podczas gdy V określone jest dość dokładnie przez pomiar σ_t to wartość σ_t jest mało czuła na wielkość μ . Oczywiście najdokładniej wyznaczyć można μ przez pomiar σ_a . Pomiaru takie dla neutronów o energii 84 MeV dokonane przez Bratenahla i wsp. [13]

prowadzą do wartości $\mu = 3,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1}$, co z kolei prowadzi do wzoru $R = 1,39 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

Przykład zmierzonego [13] rozkładu kąтового rozproszonych elastycznie neutronów podany jest na rys. 4 wraz z krzywą modelu FST (dla $\mu = 2,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1}$, $n = 1,16$). Zgodność jest dobra dla większych kątów, gdzie zaznacza się nawet struktura dyfrakcyjna różniczkowego przekroju czynnego. Natomiast dla małych kątów rozproszenia krzywa modelu FST leży poniżej punktów doświadczalnych. W tym zakresie kątów model jądra nieprzeźroczysto daje lepszą zgodność z doświadczeniem.

Założenie stałej gęstości materii jądrowej wewnątrz jądra nie jest istotne w modelu optycznym FST. I tak np. Heckrotte [14] przeprowadza analizę danych doświadczalnych ([11], [13]) zakładając paraboliczny rozkład gęstości materii jądrowej. Prowadzi to do innych wartości parametrów modelu optycznego, z tym jednak, że odpowiednio uśrednione wartości tych parametrów są bliskie wartościom użytym przez FST (ob. też [15]).

Można też na odwrót pozostawić w modelu FST nieoznaczoną gęstość nukleonów w jądrze i wyznaczyć ją z doświadczalnego rozkładu kąтового rozproszonych nukleonów [16] (por. też [17]).

Przy badaniu rozproszeń neutronów o energiach rzędu kilkuset MeV (ob. prace doświadczalne cytowane w [18]) napotykamy na trudność przy stosowaniu modelu FST. Okazuje się mianowicie, że należy znacznie zmniejszyć wartość V (niezależnie od zmiany μ , której należało się spodziewać; por. dalszą dyskusję). Teoretycznym wyjaśnieniem tego faktu zajmują się Kind i Villi [19].

Obecnie zajmiemy się teoretycznym obliczeniem, czy może raczej oszacowaniem, stałych materiałowych n , μ modelu FST. Wobec dużej energii padających neutronów wzajemne oddziaływanie nukleonów jądra tarczy odgrywa względnie małą rolę w przebiegu zderzenia. Dlatego też celem wyznaczenia n i μ przyjmiemy dla jądra tarczy najprostszy model, a mianowicie model gazu Fermiego nukleonów nie oddziaływujących z sobą, znajdujących się w jamie prostokątnej o głębokości V i promieniu R .

Używając wartości $R = 1,37 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ oraz 8 MeV dla energii wiązania nukleonów, otrzymujemy z łatwością $V = 30 \text{ MeV}$.⁸ Stąd dla $E = 90 \text{ MeV}$ mamy według równania (1) $n = 1,155$.

Zgodnie z podanym na początku tego rozdziału określeniem absorpcji widzimy, że następuje ona za każdym razem, gdy padający neutron zderzy się z nukleonem jądra tarczy (niezależnie od tego, czy po tym zderzeniu neutron od razu opuści jądro, czy też poprzez następne zderzenia

⁸ Ob. np. artykuł przeglądowy Flüggego [20] omawiający również model FST.

uczestniczyć będzie w kaskadzie wewnętrzno-jądrowej prowadzącej w końcu do powstania jądra złożonego.⁹ Mamy więc:

$$\mu = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} [Z\sigma_{np} + (A-Z)\sigma_{nn}]/A, \quad (6)$$

gdzie σ_{np} , σ_{nn} są odpowiednio przekrojami czynnymi na zderzenie padającego neutronu z protonem, względnie neutronem jądra tarczy (zderzenia te są traktowane jak zderzenia nukleonów swobodnych). Zgodnie z rachunkiem przeprowadzonym przez Goldberga [21] (ob. też [22]) uwzględnienie zasady Pauliego prowadzi do wyniku, że σ_{np} równa się 2/3 wartości przekroju czynnego na zderzenie swobodnego neutronu z protonem. Kładąc dalej za Goldbergerem $\sigma_{nn} = \frac{1}{4} \sigma_{np}$ i używając wartości $8,3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ przekroju czynnego na zderzenie swobodnego neutronu i protonu o energii 90 MeV [11]¹⁰ otrzymujemy $\mu = 2,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1}$ dla $Z/A = 1/2$ oraz $\mu = 2,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1}$ dla $Z/A = 0,39$ (U). Odpowiadające tym wartościom μ średnie drogi swobodne neutronu w materii jądrowej $\Lambda = \mu^{-1}$ są $4,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ oraz $4,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

Porównując uzyskane tu wartości n , μ z wartościami wyznaczonymi doświadczalnie stwierdzić musimy doskonałą wzajemną ich zgodność. Jest to przekonujący argument na rzecz modelu FST.

Oczywiście model FST można stosować również do oddziaływania szybkich protonów z jądrami (zob. np. [23]).

Dyskusja modelu FST przeprowadzona jest w sposób przejrzysty w artykule P. M o r r i s o n a w [24].

Model optyczny Feshbacha, Portera, Weisskopfa oddziaływania neutronów z jądrem [7]¹¹

Zgodnie z tym, co było powiedziane we wstępie (rozdz. I) teoria reakcji jądrowych opierała się do niedawna na idei jądra złożonego, którą można również nazwać ideą silnego oddziaływania. Widzieliśmy, że idea ta nie stosuje się do wyższych energii, dla których już od roku 1949 wprowadzono model optyczny FST. Natomiast wydawało się, że dla niższych energii idea jądra złożonego powinna funkcjonować poprawnie. W ostatnich jednak latach, głównie dzięki pracom doświadczalnym grupy z Wis-

⁹ W ten sposób w rozpraszaniu elastycznym pomijamy neutrony reemitowane przez jądro złożone (por. następny rozdział).

¹⁰ Wartość tę FST ekstrapolują do energii 90 + 30 MeV zakładając zależność przekroju czynnego do energii jak 1/E.

¹¹ Nadal będę używał skrótu FPW.

consin (Barschall i wsp.¹²) nad zderzeniami neutronów z jądrami, hipoteza jądra złożonego została poważnie podważona.

Aby zrozumieć wagę owych doświadczeń zestawmy niektóre wnioski wpływające z hipotezy jądra złożonego. Wnioski te są następujące:

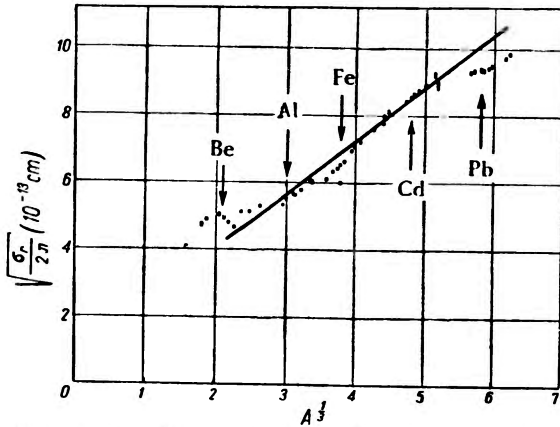
(α) Średni całkowity przekrój czynny na zderzenie neutron — jądro, tzn. całkowity przekrój czynny uśredniony po przedziale energii zawierającym wiele rezonansów jądra złożonego, maleje monotonicznie wraz z wzrostem energii neutronów zmierzając asymptotycznie do wartości $2\pi(R + \lambda)^2$, gdzie R jest promieniem jądra zaś $\lambda = 1/k$, gdzie k jest wektorem falowym padającego neutronu [26]. (Oczywiście dla energii neutronów $\gtrsim 50$ MeV zaczyna ingerować przezroczystość jąder powodująca, że $\sigma_t < 2\pi R^2$ nawet dla bardzo dużych energii — ob. rozdz. II).

(β) Średni całkowity przekrój czynny jedynie nieznacznie wzrasta przy wzroście A zachowując podobną zależność energetyczną [26]).

(γ) Szerokość połowkowa Γ_n poziomów rezonansowych jądra złożonego ze względu na emisję neutronów z zerowym orbitalnym momentem pędu jest w przybliżeniu dana wzorem

$$\Gamma_n \approx (2/\pi)(k/K)D, \tag{7}$$

gdzie D jest średnią odległością poziomów jądra złożonego, zaś $K \approx 10^{13} \text{ cm}^{-1}$ jest średnim wektorem falowym neutronu wewnątrz jądra [27].



Rys. 5. Wyniki pomiarów całkowitego przekroju czynnego dla neutronów o energii 14 MeV. Linia prosta odpowiada przewidywaniom hipotezy jądra złożonego dla $R = 1,5 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ [25].

Z wniosku (α) wynika, że mierząc całkowity przekrój czynny dla dostatecznie dużej energii neutronów i zakładając dla R wzór $R = r_0 A^{1/3}$

¹² Ob. prace doświadczalne cytowane w FPW [7] oraz w artykule przeglądowym Barschalla [25].

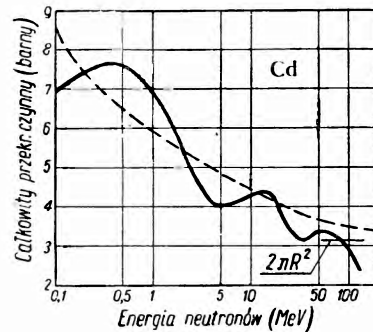
powinniśmy na pierwiastek kwadratowy z całkowitego przekroju czynnego otrzymać w zależności od $A^{1/3}$ linię prostą. Tymczasem, jak widzimy na rys. 5, odpowiednie punkty doświadczalne wykazują systematyczne odchylenie od prostej i to wyraźnie poza granicami błędu doświadczalnego.

By uniknąć wątpliwości, czy błąd nie tkwi w założonym wzorze na R porównajmy przebieg doświadczalnego całkowitego przekroju czynnego w zależności od energii dla ustalonego jądra (rys. 6). Widzimy znowu wyraźne odstępstwo od przewidywań teorii jądra złożonego.

Zestawienie doświadczalnych całkowitych przekrojów czynnych w zależności od energii neutronów E oraz od A podane jest na rys. 7 wykazuje wyraźną sprzeczność z wnioskami zarówno (α) jak i (β).

Wreszcie wyniki pomiarów Γ_n/D (Rys. 10) są sprzeczne z wnioskiem (γ), w myśl którego Γ_n/D powinno być niezależne od A .

Wszystkie powyższe dane stawiają nas przed pytaniem, jak wyjaśnić te wyniki, których z hipotezą jądra złożonego nie można pogodzić? Zauważmy przede wszystkim, że dane doświadczalne zestawione na rys. 7 sugerują wagę efektów interferencyjnych. Zamiast zakładać, że padające neutrony są całkowicie zaabsorbowane przez jądro, można spróbować zastosować model, w którym padająca fala jest załamana w materii jądrowej. W takim modelu ta załamana fala interferowałaby z falą padającą. Gdy zmienia się energia neutronów a tym samym długość fali neutronów albo też rozmiar jądra, względna faza fali załamanej i padającej również się zmienia dając w wyniku oscylacje przekroju czynnego. Możliwość rozchodzenia się fali neutronowej w jądrze bez natychmiastowej absorpcji wiąże się z długością średniej drogi swobodnej neutronu w jądrze, która — zgodnie z uwagami we Wstępie — nawet dla niskich energii jest prawdopodobnie porównywalna z rozmiarami jądra.



Rys. 6. Zestawienie doświadczalnych całkowitych średnich przekrojów czynnych dla kadmu w zależności od energii neutronów. Krzywa przerywana odpowiada przewidywaniom teorii jądra złożonego [25].

Wszystko to skłoniło F e s h b a c h a, P o r t e r a i W e i s s k o p f a [7]¹³ do stworzenia modelu optycznego jądra dla neutronowych reakcji niskich energii. Wobec małej energii, a co za tym idzie dużej długości fali neutronowej, nie można oczywiście całego zagadnienia ująć półklasycz-

¹³ Podobne wcześniejsze próby są wymienione w [7], [25].

nym schematem FST. Trzeba tu ustawić i rozwiązać równanie Schrödingera tego zagadnienia.

Zasadniczym punktem modelu FPW jest reprezentowanie jądra w zagadnieniu zderzenia neutron — jądro przez potencjał zespolony

$$V = V_0 + iV_1, \quad (8)$$

którego część urojona daje absorpcję padających neutronów. Podobnie jak w modelu FST przez absorpcję rozumiemy każde osłabienie wiązki pierwotnych neutronów o energii E .

Tak prosty model, sprowadzający zagadnienie zderzenia neutron — jądro do zagadnienia jednego ciała, nie może dać oczywiście informacji o tym, co dzieje się po absorpcji neutronu. Rzecz prosta model taki nie może zdać sprawy z dokładnej struktury przekroju czynnego, w szczególności z efektów rezonansowych. W myśl modelu FPW potencjał (8) daje nam strukturę makroskopową przekroju czynnego tzn. poprzednio już wprowadzone średnie przekroje czynne.

Zastanówmy się nieco bliżej nad teorią tych średnich przekrojów czynnych. Zagadnienie zderzenia neutron-jądro sprowadza się do rozwiązania dokładnego równania Schrödingera całego układu jądro — neutron, przy uwzględnieniu właściwych warunków brzegowych. Fala padających neutronów ma postać (r = odległość pomiędzy jądrem z neutronem):

$$e^{ikr} = \sin kr/kr + \dots = (i/2kr)(e^{-ikr} - e^{ikr}) + \dots, \quad (9)$$

gdzie w rozwinięciu fali płaskiej zachowaliśmy tylko wyraz odpowiadający zerowemu orbitalnemu momentowi pędu (fala S)¹⁴. Dla $r > R$ fala S ¹⁵ neutronu, stanowiąca rozwiązanie równania Schrödingera, ma postać

$$\Psi = (i/2kr)(e^{-ikr} - \eta e^{ikr}); \quad (10)$$

mianowicie obecność jądra powoduje zmianę zarówno fazy jak i amplitudy tej części fali padającej (9), która reprezentuje falę rozchodzącą się. Zmiana ta jest opisana przez zespolony współczynnik odbicia η . Przy pomocy wyrażenia (10) możemy obliczyć prąd neutronów wychodzących z jądra a co za tym idzie przekroje czynne: σ_e na rozpraszanie elastyczne, σ_r na reakcję oraz całkowity przekrój czynny $\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r$: (Re oznacza część rzeczywistą).

$$\sigma_e = \pi\lambda^2 |1 - \eta|^2, \quad (11e)$$

$$\sigma_r = \pi\lambda^2 (1 - |\eta|^2), \quad (11r)$$

$$\sigma_t = \pi\lambda^2 2\text{Re}(1 - \eta) \quad (11t)$$

¹⁴ Ob. np. [4].

¹⁵ Podane dla ilustracji postępowania wzory w rozdz. III dotyczą fali S . Uwzględnienie wyższych momentów orbitalnych przebiega analogicznie i jest standardowe z wyjątkiem wzoru (14).

Współczynnik odbicia η wykazuje silną zależność od energii, w szczególności silne fluktuacje rezonansowe. Wprowadźmy jednak odpowiednio uśrednione wartości $\bar{\eta}$:

$$\bar{\eta}(E) = \frac{1}{I} \int_{E-I/2}^{E+I/2} dE' \eta(E') \quad (12)$$

(I jest przedziałem zawierającym wiele rezonansów), które już są wolno zmiennymi funkcjami energii. Potencjał optyczny FPW (8) jest pomyślany jako uśredniony efektywny potencjał dający właśnie te średnie wartości $\bar{\eta}$.

Jak jednak łączy się $\bar{\eta}$ z średnimi przekrojami czynnymi? Otóż w myśl wzorów (11) mamy:

$$\bar{\sigma}_e = \pi\lambda^2 \{ |1 - \bar{\eta}|^2 + |\bar{\eta}|^2 - |\eta|^2 \}, \quad (13e)$$

$$\bar{\sigma}_r = \pi\lambda^2 (1 - |\bar{\eta}|^2), \quad (13r)$$

$$\bar{\sigma}_t = \pi\lambda^2 2Re(1 - \bar{\eta}), \quad (13t)$$

gdzie kreski oznaczają wzięcie odpowiednich wartości średnich według przepisu (12).

Średni przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne podzielimy na dwie części: przekrój czynny na „rozpraszanie elastyczne kształtu“ („shape elastic“)

$$\sigma_{se} = \pi\lambda^2 |1 - \eta|^2 \quad (13se)$$

oraz przekrój czynny na „rozpraszanie elastyczne poprzez jądro złożone“ („compound elastic“)

$$\sigma_{ce} = \pi\lambda^2 \{ |\bar{\eta}|^2 - |\eta|^2 \}. \quad (13ce)$$

Dalej połączymy σ_{ce} z $\bar{\sigma}_r$ w przekrój czynny na tworzenie się jądra złożonego:

$$\sigma_c = \sigma_{ce} + \bar{\sigma}_r = \pi\lambda^2 (1 - |\bar{\eta}|^2). \quad (13c)$$

Doszliśmy w ten sposób do przekrojów czynnych σ_{se} , σ_c , $\bar{\sigma}_t$ wyznaczonych przez $\bar{\eta}$. Innymi słowy zastępując η przez $\bar{\eta}$ dochodzimy do nowego problemu zderzeniowego, który można nazwać problemem struktury makroskopowej przekroju czynnego. Należy zaznaczyć, że σ_{se} tego problemu stanowi tylko częściowy przekrój czynny rzeczywistego rozpraszania elastycznego, którego reszta tkwi w σ_{ce} . σ_{ce} zostało włączone do σ_c , gdyż w pierwszym etapie rozpraszania elastycznego poprzez jądro złożone zostaje neutron zaabsorbowany i dopiero potem zostaje reemitowany z jądra złożonego. Dla dużych energii, gdy jądro złożone może rozpadać się na bardzo wiele sposobów, prawdopodobieństwo takiej reemisji jest bar-

dzo małe; wtedy $\sigma_{ce} \approx 0$. $\sigma_{se} \approx \bar{\sigma}_e$. Łączy się to z faktem, że dla dużych energii $\bar{\eta} \approx \eta$.

Cały powyższy podział przekroju czynnego jest oczywiście zasugerowany wprowadzeniem średnich współczynników odbicia $\bar{\eta}$. Ażeby się jednak przekonać o poprawności tego podziału FPW wykonują odpowiednie średniowanie na współczynnikach odbicia wyliczonych z wzoru Breita — Wignera [28]. Postępowanie to potwierdza słuszność wprowadzonego podziału. Uzyskuje się przy tym relację

$$\sigma_c = 2\pi\lambda^2 (\Gamma_n/D) \left(1 - \frac{1}{2} \pi\Gamma_n/D \right), \quad (14)$$

pozwalającą wyznaczyć Γ_n/D , ponieważ σ_c wyliczyć można z potencjału optycznego (8). Warto zaznaczyć, że Γ_n oraz D są parametrami, których poza relacją (7) oraz obecnym wzorem (14) nie można wyznaczyć inaczej, jak tylko przez dopasowanie ich do wyników doświadczalnych.

W modelu FPW przyjmuje się dla potencjału optycznego (8) najprostszą postać jamy potencjalnej:

$$V = \begin{cases} -V_0(1 + i\zeta) & \text{dla } r < R, \\ 0 & \text{dla } r > R. \end{cases} \quad (15)$$

Mamy więc do dyspozycji 3 parametry V_0 , ζ , R , które należy tak dobrać, by uzyskać najlepszą zgodność obliczonych przekrojów czynnych z doświadczeniem.

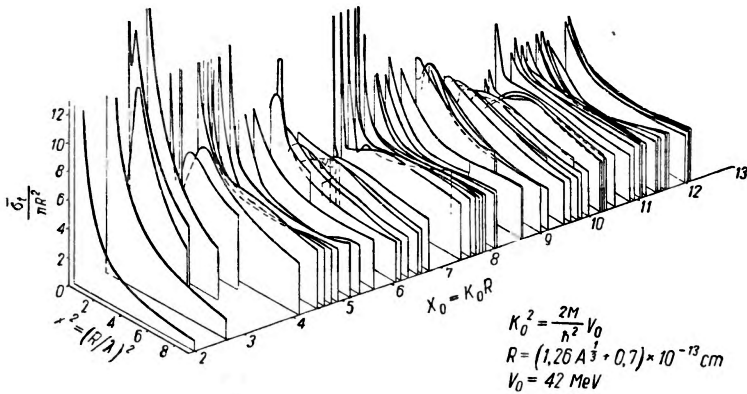
W celu obliczenia tych przekrojów czynnych trzeba — jak to widzieliśmy wyżej (wzory (13)) — wyznaczyć współczynniki odbicia $\bar{\eta}$ dla potencjału (15). Jest to co prawda postępowanie standardowe, ale wymaga ono znacznego nakładu pracy rachunkowej, zwłaszcza, że odpowiednie rachunki trzeba było wielokrotnie powtarzać dla różnych V_0 , ζ , R , by wreszcie dojść do ich najlepszych wartości.

W chwili obecnej najlepszymi wartościami parametrów V_0 , ζ , R dla energii neutronów od 0 do kilku MeV są [1]:

$$\left. \begin{aligned} V_0 &= 42 \text{ MeV}, \\ \zeta &= 0,03 - 0,05, \\ R &= (1,26 \cdot A^{1/3} + 0,7) \cdot 10^{-13} \text{ cm}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

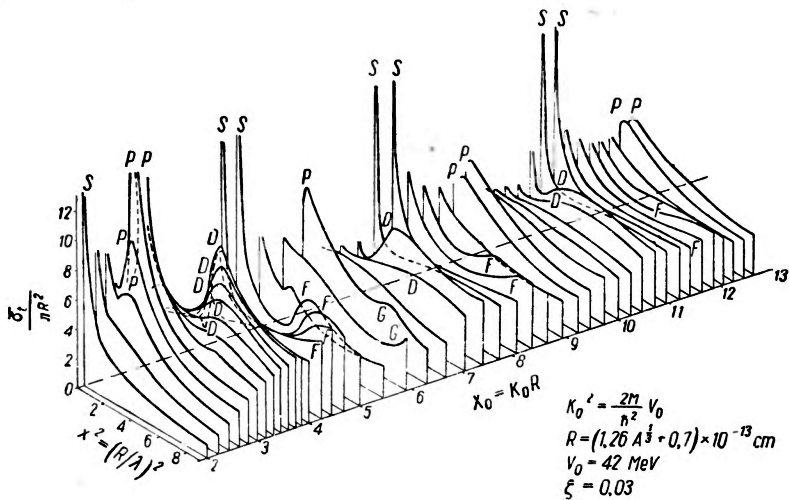
Na rys. 8 podane są wartości σ_t wyliczone przy pomocy potencjału (15), (16). Odpowiedni zakres energii w MeV wynosi dla Al 0 — 9, zaś dla Pb 0 — 4. Litery S, P, ... oznaczają, dzięki jakim momentom orbitalnym zachodzi odpowiednie maksimum. Porównanie z wynikami doświadczalnymi (rys. 7) przekonuje nas, że prosty model FPW oddaje zdumiewająco dobrze zależność $\bar{\sigma}_t$ od energii neutronów E oraz od liczby maso-

wej jądra A. Dokładniejsza analiza obu wykresów wykazuje jednak, że położenie i wysokość maksimów i minimów doświadczalnych nie jest do-



Rys. 7. Zestawienie zmierzonych całkowitych średnich przekrojów czynnych $\bar{\sigma}_t$ w zależności od liczby masowej A oraz energii neutronów (mierzonej w jednostkach R/λ^2) [1].

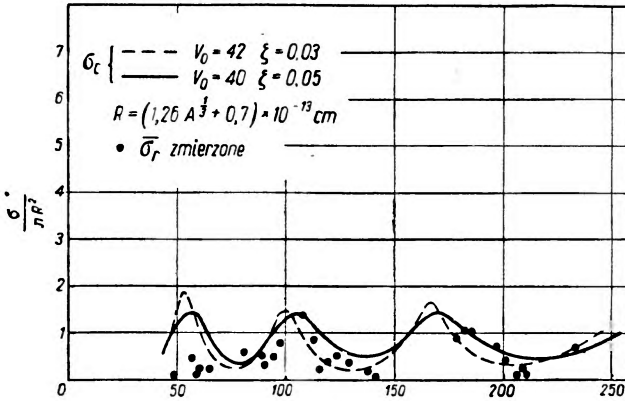
kładnie oddana przez wykres teoretyczny. Na to model FPW jest zapewne zbyt uproszczony.



Rys. 8. Średni całkowity przekrój czynny $\bar{\sigma}_c$ jako funkcja energii neutronów (wyrażonej w jednostkach R/λ^2) i promienia jądra R obliczony przy pomocy potencjału (15), (16) [1].

Jeżeli chodzi o porównanie z doświadczeniem przekroju czynnego σ_c , to jest ono trudne, ponieważ σ_c zawiera również „rozpraszanie elastyczne poprzez jądro złożone (σ_{ce}), które trudno rozdzielić doświadczalnie od „rozpraszania elastycznego kształtu“ σ_{se} . Jednakże przewidywania teore-

tyczne można sprawdzić w następujący sposób: Obserwowany przekrój czynny na reakcję $\bar{\sigma}_r$ musi być mniejszy od σ_c : $\bar{\sigma}_r < \sigma_c$, a różnica — przekrój czynny na „rozpraszanie elastyczne poprzez jądro złożone” — powin-

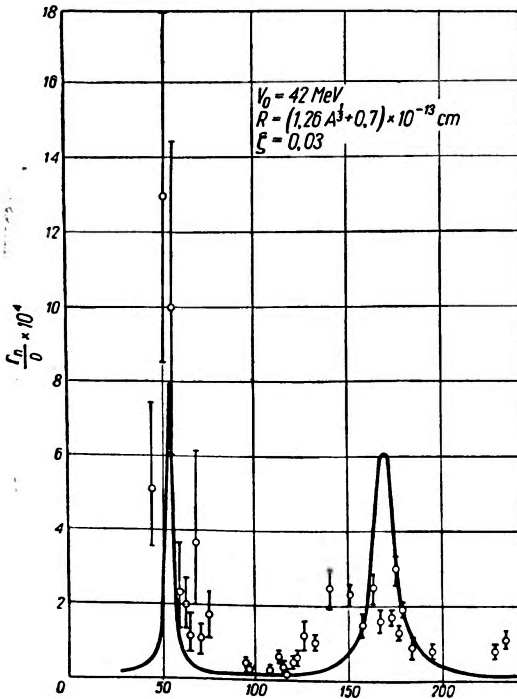


Rys. 9. Zmierzony oraz obliczony przy pomocy potencjału FPW średni przekrój czynny na reakcję σ_r dla energii neutronów $E = 1$ MeV [1].

na być znaczna jedynie dla stosunkowo niskich energii i dla jąder, dla których należy się spodziewać jedynie nieznacznego rozpraszania nieela-

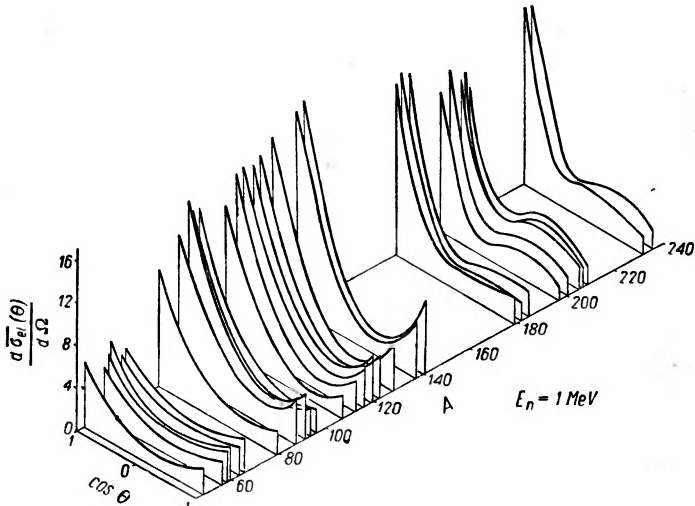
stycznego z powodu małej ilości stanów wzbudzonych poniżej energii padającego neutronu.

Rys. 9 podaje zmierzony przekrój czynny $\bar{\sigma}_r$ oraz obliczony przekrój czynny σ_c dla neutronów o energii 1 MeV. Zgodność jest tu zadawalająca. Rzeczywiście $\bar{\sigma}_r < \sigma_c$, przy czym różnica jest znaczna dla lekkich jąder oraz w pobliżu jąder z zamkniętymi powłokami, a to z uwagi na małą w tych przypadkach ilość stanów wzbudzonych poniżej 1 MeV.

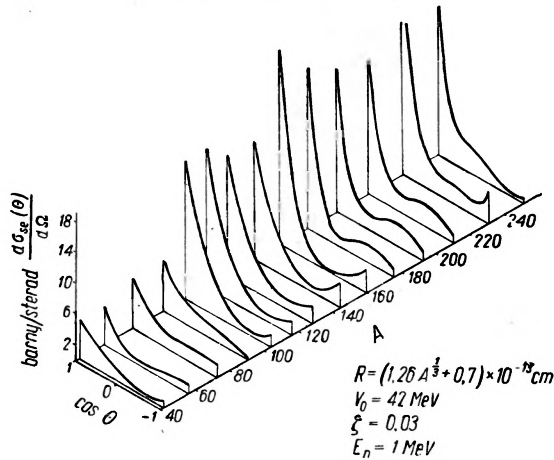


Rys. 10. Γ_n/D jako funkcja A dla małych energii neutronów. Krzywa została wyliczona za pomocą modelu FPW z wskazanymi wartościami parametrów. Kółka oznaczają punkty doświadczalne [1].

W zakresie energii, gdzie dokładnie można zmierzyć strukturę rezonansową przekroju czynnego, można wyznaczyć Γ_n/D i porównać z war-



Rys. 11. Zmierzony rozkład kątowy elastycznie rozproszonych neutronów dla energii neutronów $E = 1$ MeV dla różnych A . θ = kąt rozproszenia [1].



Rys. 12. Przekrój czynny $d\sigma_{se}/d\Omega$ w zależności od A dla energii neutronów $E = 1$ MeV obliczony za pomocą modelu FPW z wartościami parametrów (16) [1].

tościami Γ_n/D wyliczonymi na podstawie równania (14). Wyniki podane na rys. 10 pokazują, że i tu prosty model FPW oddaje charakter rozkładu punktów doświadczalnych (por. też [29]).

Dalszą grupę doświadczeń mogących służyć jako sprawdzian modelu FPW stanowią pomiary rozkładu kąтового elastycznie rozpraszanych neutronów. I tu jednak „rozpraszanie elastyczne poprzez jądro złożone” wprowadza element niepewności. Model FPW daje σ_{se} , natomiast obserwuje się $\bar{\sigma}_e = \sigma_{se} + \sigma_{ce}$. Dla większych energii — jak to widzieliśmy — σ_{ce} jest do zaniedbania. Dla niższych energii σ_{ce} może jednak stanowić znaczną część $\bar{\sigma}_e$. rysunki 11, 12 podają wyniki pomiarów i obliczeń dla różniczkowego przekroju czynnego elastycznie rozpraszanych neutronów o energii 1 MeV. Jakościowa zgodność jest również w tym przypadku zadowalająca.

Reasumując trzeba stwierdzić, że model FPW z najprostszą postacią potencjału (15) zdaje co najmniej jakościowo sprawę z dużej ilości faktów doświadczalnych nie dających się pogodzić z hipotezą jądra złożonego. Stanowi to mocną podstawę dla koncepcji przezroczystego jądra dla niskich energii neutronów.

Dalszy rozwój modelu optycznego

Zastanówmy się nad związkiem pomiędzy modelem FPW i FST. Oba te modele oparte na tej samej idei fizycznej jądra przezroczystego określiły wspólną nazwą modelu optycznego. Jedyną różnicą między modelem FST a FPW polega na innej metodzie liczenia. Dla dużych energii (model FST) można mianowicie stosować metodę półklasyczną (WKB). Słuszność tej metody została potwierdzona przez porównanie z dokładną metodą przesunięć fazowych [30] (wbrew dawniejszym obliczeniom [31], ob. też [18]). Okazuje się natomiast, że przybliżenie Borna dla dużych energii neutronów nie daje dobrych wyników [18].

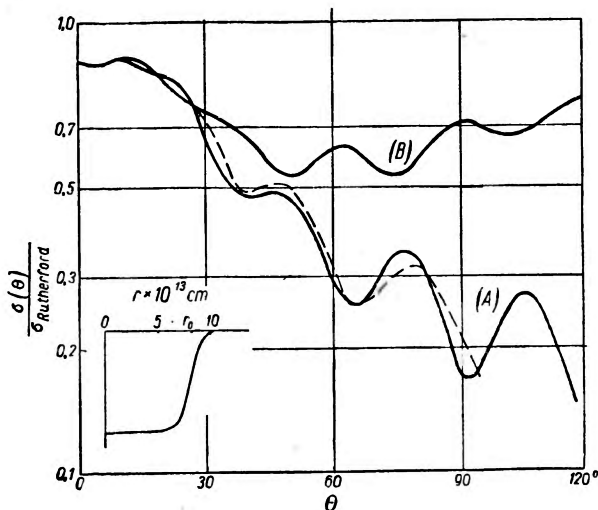
Po pierwszych sukcesach modelu optycznego pojawiły się liczne prace zmierzające do udoskonalenia tego modelu i ugruntowania jego podstaw teoretycznych oraz do rozszerzenia zakresu jego stosowalności¹⁶.

Kształt potencjału (15) z ostrą krawędzią jest oczywiście grubym przybliżeniem pozbawionym realności fizycznej, powodującym pojawienie się fali odbitej od krawędzi jądra. Chodzi tu o odbicie przy wejściu neutronów padających do jądra pociągające za sobą zwiększenie ilości neutronów rozproszonych elastycznie do tyłu tj. pod dużymi kątami rozpraszania oraz zmniejszenie ilości neutronów wchodzących do jądra a więc zmniejszenie przekroju czynnego σ_c na tworzenie się jądra złożonego. Odbicie neutronów przy opuszczaniu jądra ma już mniejsze znaczenie z uwagi na

¹⁶ Niektóre z tych prac odnoszące się do modelu FST zostały omówione w rozdziale II.

osłabienie fali na skutek absorpcji. Rzeczywiście okazuje się, że przekroje czynne obliczone dla potencjału optycznego z rozmytą krawędzią dają częściowo lepszą zgodność z doświadczeniem ([32], [33], [34], [35]).

Model FPW można też stosować do rozpraszania protonów na jądrach. Rozkłady kątowe cząstek naładowanych można dokładniej zmierzyć od rozkładów kątowych neutronów. Nadają się więc one dobrze do dokładniejszego ustalenia kształtu potencjału optycznego. Rozkłady kątowe elastycznie rozproszonych protonów o energiach 18 — 22 MeV obliczony dla potencjału optycznego z ostrą krawędzią były niezgodne z doświadczeniem [36]. Zgodność tę uzyskuje się natomiast po rozmyciu krawędzi jądra [37] (ob. rys. 13).



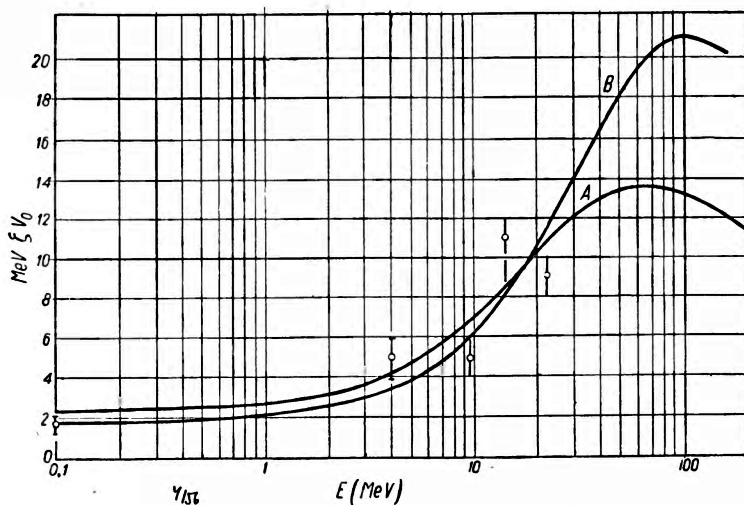
Rys. 13. Rozkład kątowy elastycznie rozproszonych protonów o energii 22 MeV na jądrach Pt. Krzywą (A) obliczono za pomocą potencjału o kształcie pokazanym na rysunku. Krzywą (B) obliczono za pomocą potencjału o ostrej krawędzi. Linia przerywana jest krzywą doświadczalną [37].

Parametry modelu FPW były dostosowane do energii neutronów od zera do kilku MeV. Obserwacje rozpraszania neutronów wyższych energii pociągnęły za sobą konieczność uzależnienia tych parametrów od energii (ob. np. [38]). Szczególnie część urojona potencjału optycznego ζV_0 jest wyraźnie zależna od tej energii. Należy się tego spodziewać ze związku pomiędzy ζV_0 a średnią drogą swobodną nukleonu w jądrze Δ . Wstawiając mianowicie do równania Schrödingera z potencjałem zespolonym (15) falę płaską $e^{i k' z - z/2\Delta}$ otrzymujemy dla $\Delta k' \gg 1$:

$$\Delta = \hbar [(V_0 + E)/2M]^{1/2} / \zeta V_0. \quad (17)$$

Średnią drogę swobodną Λ można obliczyć tak, jak to zrobiliśmy w rozdz. II (ob. [39], [40], [41]). Stąd przy pomocy równania (17) można wyznaczyć ξV_0 . Wyniki tego obliczenia wraz z dopasowanymi do danych doświadczalnych wartościami ξV_0 przedstawione są na rys. 14. Początkowy wzrost ξV_0 pochodzi od stopniowego zmniejszenia się soli zasady Pauliego. Dla wyższych energii ξV_0 zaczyna maleć na skutek malenia przekroju kroju czynnego na zderzenie nukleon — nukleon. Dla energii neutronów rzędu kilkunastu MeV absorpcja jest znaczna, spełnione są więc tu częściowo warunki stosowalności modelu jądra złożonego (ob. [42]).

Natomiast część rzeczywista potencjału optycznego, jak to wykazują dane doświadczalne, przynajmniej dla pierwszych kilkadziesiątu MeV jest prawie niezależna od energii neutronów. Dopiero dla wyższych ener-



Rys. 14. Część urojona potencjału optycznego ξV_0 jako funkcja energii neutronów E . Krzywa (A) obliczona została dla promienia jądra $R = 1,48 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm, (B) dla $R = 1,20 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm. Kółka oznaczają punkty doświadczalne [40].

gii rzędu 100 MeV V_0 zaczyna maleć [10] (por. [38], [19] oraz rozdz. II).

Jak wiadomo model powłokowy jądra atomowego wymaga wprowadzenia silnego sprzężenia spin — orbita, to znaczy potencjał modelu powłokowego zawiera człon postaci

$$\vec{\sigma} \vec{L} V_{ls}(r), \tag{18}$$

gdzie $\vec{\sigma}$, \vec{L} są operatorami spinu oraz orbitalnego momentu pędu nukleonu, zaś $V_{ls}(r)$ stanowi radialną zależność oddziaływania spin — orbita. Należy się spodziewać, że podobny człon winien występować również w potencjale optycznym FPW. Wskazują na to pomiary rozkładów ką-

towych protonów o energii 20 MeV oraz neutronów o energii 14 MeV elastycznie rozpraszanych na jądrach [10]. Rozkłady te wykazują minima i maksima mniej ostre, niż to wynika z potencjału optycznego (15). Podczas rozpraszania wektor \vec{L} jest prostopadły do płaszczyzny rozpraszania, tj. płaszczyzny, w której leży tor rozpraszanego nukleonu. Jeżeli oś kwantyzacji spinu $\vec{\sigma}$ ustawimy równoległe do \vec{L} , to sprzężenie spin — orbita (18) nie zmieni kierunku ustawienia wektora $\vec{\sigma}$. Przekrój czynny jest sumą przekrojów czynnych dla dwu możliwych ustawień spinu $\vec{\sigma}$ („w górę“ i „w dół“). Sprzężenie (18) powoduje jednak, że potencjał oddziaływujący na nukleon jest nieco inny dla obu ustawień $\vec{\sigma}$, tak, że różniczkowy przekrój czynny dla obu tych ustawień ma maksima i minima dla nieco innych kątów. Pociąga to za sobą rozmycie maksimów i minimów różniczkowego przekroju czynnego, co jest właśnie zgodne z wynikami doświadczalnymi.

Oczywiście obecność sprzężenia spin — orbita (18) w potencjale optycznym powoduje częściową polaryzację spinową rozpraszanych nukleonów. Pomiar tej polaryzacji dostarczyłby bezpośrednich informacji o sprzężeniu spin — orbita (18). Pomiar taki powinien być wykonany dla takich energii oraz jąder, dla których występuje maksimum przekroju czynnego pochodzące od momentu orbitalnego $l > 1$ (fala S jest oczywiście nieczuła na potencjał (18)). Pomiary przeprowadzone dla neutronów niskich energii [43] wskazują na to, że sprzężenie spin — orbita w modelu optycznym FPW ma ten sam znak i mniej więcej tę samą wielkość co w modelu powłokowym.¹⁷

Omówienie polaryzacji spinowej w przypadku rozpraszania szybkich neutronów na jądrach wykraczałoby poza ramy tego artykułu. Wspomnę tylko, że wielkość i znak sprzężenia spin — orbita potrzebnego do wyjaśnienia polaryzacji nukleonów o energii setek MeV rozpraszanych elastycznie na jądrach zgadza się z wymogami modelu powłokowego [44]. Wprowadzenie jednak tego sprzężenia wymaga zmiany parametrów modelu FST [45].¹⁸

Chociaż model optyczny, w którym jądro zastąpione jest przez dół potencjalny, wyprzedzało historycznie koncepcję jądra złożonego (por. odсылacz ¹³), to jednak dopiero niedawno podjęto badania nad związkami

¹⁷ Należy jednakże zwrócić uwagę na element niepewności przy pomiarach elastycznie rozproszonych neutronów na skutek obecności neutronów reemitowanych z jądra złożonego (ob. rozdz. III).

¹⁸ Dalsza literatura zagadnienia polaryzacji dla rozproszeń szybkich nukleonów na jądrach podana jest np. w [45]. Wyprowadzenie sprzężenia spin — orbita z oddziaływań indywidualnych nukleon-nukleon ponada w [46], [47]. (por. też [52]).

pomiędzy parametrami modelu optycznego a siłami jądrowymi. Najbardziej grube obliczenia parametrów modelu optycznego podaliśmy w rozdz. II oraz na początku tego rozdziału (IV).

Bardziej precyzyjne obliczenie dla szybkich neutronów przebiega analogicznie, jak w teorii dyspersji światła (ob. przeglądowy artykuł L a x a [48]). Prowadzi ono do wzoru na współczynnik załamania:

$$n - 1 = (a_{n-n}(0) + a_{n-p}(0)) \pi \varrho / k'^2, \quad (19)$$

gdzie $a_{n-n}(0)$, $a_{n-p}(0)$ są amplitudami rozproszeniowymi dla zderzeń swobodnych neutron-neutron oraz neutron-proton dla zerowego kąta rozpraszania, zaś ϱ jest gęstością nukleonów w jądrze [49] (zob. np. str. 201 podręcznika F e r m i e g o [50]).

Bardziej formalną podbudowę teoretyczną modelu FST daje W a t s o n [51] oraz F r a n c i s i W a t s o n [52]¹⁹ w oparciu o przybliżenie impulsowe stosując uzyskane wyniki do rozpraszania mezonów π na jądrach. Rozpraszanie nukleonów na jądrach w odróżnieniu od rozpraszania mezonów wymaga uwzględnienia zasady Pauliego, co przeprowadzili T a k e ě a i W a t s o n [53] (ob. też [54]).

Wyprowadzenie potencjału optycznego FPW z oddziaływań indywidualnych nukleon — nukleon podali C i n i i F u b i n i [55] eliminując z dokładnego równania Schrödingera amplitudy odpowiadające jądru złożonemu (przejścia wprost zostały zaniebane). Ogólną metodę uzyskania zespolonego potencjału w równaniu Schrödingera na wybraną składową układu podali K r ó l i k o w s k i i R z e w u s k i [56].

Ostatnio teoretyczną podbudowę modelu FPW zajmują się L a n e, T h o m a s i W i g n e r [57]. B r u e c k n e r, E d e n i F r a n c i s [58] podają wyprowadzenie potencjału FPW w oparciu o swoją teorię modeli jądrowych²⁰. Wyprowadzenie uśrednionego potencjału z oddziaływań indywidualnych podane jest w pracach B r u e c k n e r a i w s p. [60], [61] (por. też [62]).

Obecnie poświęcę kilka uwag zastosowaniu modelu optycznego do zderzeń innych niż nukleony cząstek z jądrami.

Model FST został z powodzeniem zastosowany do zderzeń mezonów π z jądrami [63], [64], [65], [66], [51], [52] (por. artykuł przeglądowy F r a n c i s a i W a t s o n a [67]).

Poczyniono również próby zastosowania modelu optycznego do zderzeń z jądrami cząstek złożonych. I tak przeprowadzono analizę optyczną rozproszeń na jądrach cząstek alfa o energii 40 MeV [68], [69], przy czym

¹⁹ W pracy tej wykazują autorzy, że potencjał optyczny powinien zawierać sprzężenie spin — orbita.

²⁰ Por. artykuł o nowej teorii modeli jądrowych S a w i c k i e g o w *Postęпах Fizyki* [59].

okazało się, że średnia droga swobodna cząstki alfa w jądrze w przybliżeniu równa się 1/4 wartości średniej drogi swobodnej nukleonu, a to w zgodzie z najprostszym intuicyjnym obrazem. Podobną analizę przeprowadzono dla rozpraszania deuteronów na jądrach [69].

Potencjał optyczny zastosowano ostatnio w obliczeniach przekrojów czynnych na różne reakcje. I tak np. Cheston [70] założył w reakcji strippingu²¹ (d, p) oddziaływanie pomiędzy protonem a jądrem tarczy w postaci potencjału FPW uzupełnionego członem sprzężenia spin — orbita i podał wynikające stąd wyrażenia na polaryzację spinową protonu różne od obliczonych poprzednio (por. [71]). Ostatnie doświadczenia wykonane w Illinois potwierdzają wyniki Chestona²². Podobne rachunki dla reakcji (n, p) przeprowadził Sawicki [72], zaś dla fotoreakcji (γ, n) Czyż i Sawicki [73].

Na zakończenie przytoczę jeszcze jeden argument przemawiający na korzyść modelu optycznego, opierającego się na częściowej przezroczystości jądra. Jak wiadomo teoria Butlera (ob. [71]) traktuje reakcję strippingu jako efekt powierzchniowy. Okazuje się jednak, że w przypadku reakcji ${}^9\text{Be}(p,d){}^8\text{Be}$ wyjaśnienie doświadczalnych rozkładów kątowych deuteronów uzyskać można jedynie zakładając, że reakcja zachodzi w całym obszarze jądra w zgodzie z koncepcją jądra przezroczystego [74], [75].

Ogólne wzory na przekrój czynny na reakcje jądrowe z jednoczesnym uwzględnieniem tworzenia się jądra złożonego oraz oddziaływania wprost w oparciu o koncepcję jądra przezroczystego podane zostały w [76].

Literatura

1. V. F. Weisskopf, International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, A/Conf. 8/P/830 (1955).
2. N. Bohr, Nature, **137**, 344 (1936).
3. G. Breit, E. Wigner, Phys. Rev., **49**, 519 (1936).
4. J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, New York 1952.
5. R. Serber, Phys. Rev., **72**, 1114 (1947).
6. S. Fernbach, R. Serber, T. B. Taylor, Phys. Rev., **75**, 1352 (1949).
7. H. Feshbach, C. E. Porter, V. F. Weisskopf, Phys. Rev., **96**, 448 (1954).
8. J. Pniewski, Postępy Fizyki, **4**, 151 (1953).
9. V. F. Weisskopf, Helv. Phys. Acta, **23**, 187 (1950).
10. D. C. Peaslee, Annual Rev. of Nucl. Sc., U.S.A., **3**, 99 (1955).
11. L. J. Cook, E. M. McMillan, J. M. Peterson, D. C. Sewell, Phys. Rev., **75**, 7 (1949).
12. S. Pasternack, H. Snyder, Phys. Rev., **80**, 921 (1950) (L).

²¹ Por. artykuł o zjawisku strippingu w *Postęпах Fizyki* [71].

²² Koledze J. Sawickiemu dziękuję za tę wiadomość.

13. A. Bratenahl, S. Fernbach, R. H. Hildebrand, C. E. Leith, B. J. Moyer, *Phys. Rev.*, **77**, 597 (1950).
14. W. Heckrotte, *Phys. Rev.*, **95**, 1279 (1954).
15. Y. Nakamo, *Phys. Rev.*, **98**, 845 (1955) (L).
16. K. M. Gatha, G. Z. Shah, N. Pater, *Proc. Phys. Soc.*, **A67**, 773 (1954).
17. R. G. P. Voss, R. Wilson, *Phys. Rev.*, **99**, 1056 (1955) (L).
18. L. C. Gomes, J. L. Lopes, *Nuovo Cim.*, **1**, 792 (1955).
19. A. Kind, C. Villi, *Nuovo Cim.*, **1**, 749 (1955) (L).
20. S. Flüggé, *Erg. d. Ex. Naturw.*, **25**, 476 (1951).
21. M. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **74**, 1236 (1948).
22. S. Hayakawa, M. Kawai, K. Kikuchi, *Progr. Theoret. Phys.*, **13**, 415 (1955).
23. F. F. Chen i wsp., *Phys. Rev.*, **99**, 857 (1955).
24. *Experimental Nuclear Physics*, Vol. II, Part VI, Sect. 11; Editor E. Segrè, New York 1953.
25. H. M. Barschall, *Am. Journ. Phys.*, **22**, 517 (1954).
26. H. Feshbach, V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **76**, 1550 (1949).
27. H. Feshbach, D. C. Peaslee, V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **71**, 145 (1947).
28. E. P. Wigner, L. Eisenbud, *Phys. Rev.*, **72**, 29 (1947).
29. J. A. Harvey, D. J. Hughes, R. S. Caster, V. E. Pilcher, *Phys. Rev.*, **99**, 10 (1955).
30. I. I. Glauber, I. I. Shapiro, *Phys. Rev.*, **99**, 629 (1955) (A).
31. S. Pasternack, H. S. Snyder, *Phys. Rev.*, **80**, 921 (1950).
32. P. E. Niemiowski, *International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, A/Conf. 8/P/654 (1955).
33. Z. Jankowicz, *Phil. Mag.*, **46**, 376 (1955).
34. G. C. Morrison, H. Muirhead, P. A. B. Murdoch, *Phil. Mag.*, **46**, 795 (1953).
35. C. E. Porter, *Phys. Rev.*, **100**, 935 (1955) (L).
36. D. M. Chase, F. Rohrlich, *Phys. Rev.*, **94**, 81 (1954).
37. R. D. Woods, D. S. Saxon, *Phys. Rev.*, **95**, 577 (1954) (L).
38. Y. Fujimoto, A. Hossain, *Phil. Mag.*, **46**, 542 (1955).
39. E. Clementel, C. Villi, *Nuovo Cim.*, **2**, 176 (1955) (L).
40. A. M. Lane, C. F. Wandel, *Phys. Rev.*, **98**, 1524 (1955) (L); *Phys. Rev.*, **99**, 647 (1955) (A).
41. C. G. Morrison, H. Muirhead, W. G. V. Rosser, *Phil. Mag.*, **44**, 1326 (1953).
42. H. L. Taylor, O. Lönsjö, T. W. Bonner, *Phys. Rev.*, **100**, 174 (1955).
43. R. K. Adair, S. E. Darden, R. E. Fields, *Phys. Rev.*, **96**, 503 (1954).
44. E. Fermi, *Nuovo Cim.*, **10**, 407 (1954) (L).
45. R. Wilson, *Phil. Mag.*, **46**, 769 (1955).
46. G. Takeda, K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **94**, 1087 (1954).
47. E. Clementel, *Nuovo Cim.*, **1**, 509 (1955) (L).
48. M. Lax, *Rev. Mod. Phys.*, **23**, 287 (1951).
49. R. Jastrow, *Phys. Rev.*, **82**, 261 (1951) (L).
50. E. Fermi, *Nuclear Physics*, revised edition, Chicago 1950.
51. K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **89**, 575 (1953).
52. N. C. Francis, K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **92**, 291 (1953).

53. G. Takeda, K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **97**, 1336 (1955).
54. N. C. Francis, K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **93**, 313 (1953).
55. M. Cini, S. Fubini, *Nuovo Cim.*, **2**, 75 (1955).
56. W. Królikowski, J. Rzewuski, *Bull. Ac. Pol. Sci., Cl. III*, **4**, 19 (1956).
57. A. M. Lane, R. G. Thomas, E. P. Wigner, *Phys. Rev.*, **98**, 693 (1955).
58. K. A. Brueckner, R. J. Eden, N. C. Francis, *Phys. Rev.*, **100**, 891 (1955).
59. J. Sawicki, *Postępy Fizyki*, **7**, 195, (1956).
60. K. A. Brueckner, C. A. Levinson, H. M. Mahmoud, *Phys. Rev.*, **95**, 219 (1954).
61. K. A. Brueckner, C. A. Levinson, *Phys. Rev.*, **97**, 1345 (1955).
62. A. Kind, *Nuovo Cim.*, **2**, 443 (1955).
63. H. Byfield, J. Kessler, L. M. Lederman, *Phys. Rev.*, **86**, 17 (1951).
64. H. A. Bethe, R. R. Wilson, *Phys. Rev.*, **83**, 690 (1951).
65. K. A. Brueckner, R. Serber, K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **84**, 258 (1951).
66. L. S. Kisslinger, *Phys. Rev.*, **98**, 761 (1955) (L).
67. N. C. Francis, K. M. Watson, *Am. Journ. Phys.* **21**, 659 (1953).
68. K. Izumo, *Progr. Theoret. Phys.*, **12**, 549 (1954) (L).
69. C. E. Porter, *Phys. Rev.*, **99**, 1400 (1955).
70. W. B. Cheston, *Phys. Rev.*, **96**, 1590 (1954).
71. J. Dąbrowski, *Postępy Fizyki*, **6**, 274 (1955).
72. J. Sawicki, *Nuovo Cim.*, **2**, 1322 (1955) (L).
73. W. Czyż, J. Sawicki, *Nuovo Cim.*, w druku.
74. J. Dąbrowski, J. Sawicki, *Acta phys. Pol.*, **14**, 407 (1955).
75. S. Glashow, W. Selove, *Phys. Rev.*, **102**, 200 (1956).
76. J. Dąbrowski, *Acta Phys. Pol.*, w druku.

Maria Danuta Kunisz i Henryk Niewodniczański

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego

Stosunki natężeń linii w multipletach widm atomowych*

Wstęp

Zagadnienie natężeń linii w widmach atomowych stanowi obszerny dział spektroskopii zarówno teoretycznej jak i eksperymentalnej.

Artykuł niniejszy ogranicza się jedynie do części tego zagadnienia dotyczącej względnych natężeń linii wewnątrz multipletów emisyjnych widm atomowych. Pominięte więc tu zostaną zupełnie sprawy dotyczące stosunków natężeń poszczególnych członów serii widmowych, natężeń składowych linii w zjawiskach Zeemana i Starka, stosunków natężeń składowych nadsubtelnej budowy linii widmowych itd.

Część ogólna

Natężenie określonej linii widmowej emisyjnej zależne jest od:

1. Prawdopodobieństwa przejścia energetycznego w atomie odpowiadającego emisji odnośnej linii widmowej.

2. Liczby atomów znajdujących się w źródle w stanie wzbudzonym odpowiadającym poziomowi wyjściowemu danej linii, która zależna jest od rodzaju wzbudzenia (np. przy wzbudzeniu termicznym od temperatury).

3. Procesów wtórnych zachodzących w źródle (jak np. reabsorpcji, zderzeń wzbudzonych atomów itp.), które powodują zmniejszenie natężenia danej linii.

Sprawa jest jednak znacznie mniej skomplikowana w odniesieniu do stosunków natężeń linii należących do poszczególnych multipletów emisyjnych widm atomowych.

Względne natężenia linii widmowych tworzących multiplety wyrażają się prostymi zależnościami, jeżeli:

* Podstawowe pojęcia i oznaczenia używane w spektroskopii widm atomowych znajdzie czytelnik np. w książce „Atomic Spectra” G. Herzberg albo „Introduction to Atomic Spectra” H. White (przyp. red.).

- 1) rozważane linie posiadają wspólny poziom początkowy (górnny) lub
- 2) została uwzględniona poprawka na stosunek liczby atomów wzbudzonych do odnośnych stanów początkowych (górnnych) rozważanych linii.

W obydwu przypadkach dla wszelkiego rodzaju sprzężeń w atomie (w szczególności także dla sprzężenia Russella-Saundersa) suma natężeń wszystkich linii odpowiadających przejściom z (lub do) określonego poziomu jednej konfiguracji elektronowej do (lub z) wszystkich poziomów drugiej konfiguracji elektronowej jest proporcjonalna do wagi statystycznej danego poziomu:

$$2J + 1$$

gdzie J oznacza liczbę kwantową wewnętrzną powłoki elektronowej atomu.

Danym dwóm konfiguracjom elektronowym atomu, ogólnie biorąc, odpowiadają poziomy różnej multipletności ($r = 2S + 1$). Przejścia pomiędzy nimi tworzą grupę tzw. multipletów spokrewnionych (po angielsku „related multiplets“).

Dla przykładu weźmy pod uwagę dwie konfiguracje elektronowe w pierwszym widmie rtęci (Hg I):

$$1. 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^{14} 5s^2 5p^6 5d^{10} 6s 6p$$

$$2. 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^{14} 5s^2 5p^6 5d^{10} 6s 7d.$$

Dla pierwszej konfiguracji elektronowej liczba kwantowa $L = 0 + 1 = 1$, liczba kwantowa S może przyjmować dwie wartości: $S = 1/2 - 1/2 = 0$ oraz $S = 1/2 + 1/2 = 1$. W ten sposób otrzymujemy następujące poziomy energetyczne atomu rtęci w stanie odpowiadającym pierwszej konfiguracji elektronowej:

$$\text{dla } S = 0 \quad {}^1P_1^*$$

$$\text{dla } S = 1 \quad {}^3P_0^0, {}^3P_1^0, {}^3P_2^0.$$

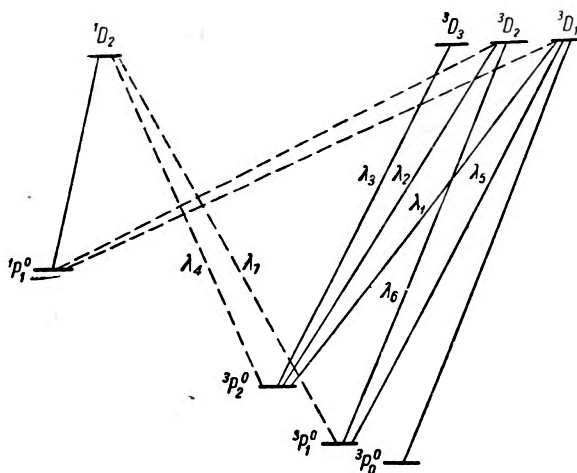
Podobnie dla drugiej konfiguracji elektronowej liczba kwantowa $L = 0 + 2 = 2$, liczba kwantowa $S = 1/2 - 1/2 = 0$, lub też $S = 1/2 + 1/2 = 1$. Prowadzi to do poziomów:

$$\text{dla } S = 0 \quad {}^1D_2$$

$$\text{dla } S = 1 \quad {}^3D_1, {}^3D_2, {}^3D_3.$$

* Znaczek 0 w symbolu termu widmowego ${}^1P_1^0$ oznacza, że term ten jest nieparzysty. O parzystości termu (konfiguracji elektronowej) stanowi wyrażenie $\sum l_i$, gdzie sumowanie rozciąga się na azymutalne liczby kwantowe l poszczególnych elektronów; w danym przypadku $\sum l_i = 0 + 1 = 1$, a więc ta konfiguracja jest nieparzysta (przyp. red.).

Reguły wyboru dopuszczają możliwość występowania pomiędzy tymi poziomami następujących przejść (oznaczonych na schemacie kreskami ciągłymi):



Rys. 1. Diagram przejść w drugim multiplocie spokrewnionym ${}^3P^0 - {}^3D$ w widmie Hg I.

Prócz tych linii występują w widmie łukowym rtęci także linie odpowiadające przejściom interkombinacyjnym (łamiącym szczególnie słabą dla rtęci regułę zakazu interkombinacji $\Delta S = 0$). Przejścia te oznaczone są na rys. 1 kreskami przerywanymi.

Zgodnie z wysłowioną wyżej tzw. „regułą sum“, suma natężeń wszystkich linii odpowiadających np. przejściom z poziomu ${}^3P_2^0$, a więc suma natężeń linii: $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4$ w odniesieniu do sumy natężeń wszystkich linii odpowiadających przejściom z poziomu ${}^3P_1^0$ czyli linii: $\lambda_5 + \lambda_6 + \lambda_7$ ma się tak jak waga statystyczna $(2J + 1)$ poziomu ${}^3P_2^0$ względem wagi statystycznej poziomu ${}^3P_1^0$. Wynika stąd zależność:

$$\frac{I_{\lambda_1} + I_{\lambda_2} + I_{\lambda_3} + I_{\lambda_4}}{I_{\lambda_5} + I_{\lambda_6} + I_{\lambda_7}} = \frac{2 \times 2 + 1}{2 \times 1 + 1} = \frac{5}{3}$$

Reguła sum, jak to widać, pozwala wyznaczyć stosunki sum natężeń linii widmowych w obrębie multipletów spokrewnionych nie zawsze jednak stanowi wystarczającą podstawę do obliczenia stosunków natężeń linii widmowych wewnątrz poszczególnych multipletów.

Ogólnie biorąc możliwe są dwa przypadki:

1. Nie występują linie interkombinacyjne odpowiadające przejściom pomiędzy poziomami należącymi do multipletów spokrewnionych.
2. Występują linie interkombinacyjne.

1. Jeżeli przejścia interkombinacyjne nie występują, a jednej z dwu rozważanych konfiguracji elektronowych odpowiada tylko jedna grupa poziomów różnej multipletności, to spełnienie wysłowionej poprzednio w postaci ogólnej reguły sum, jest równoważne:

a) spełnieniu reguły sum w obrębie poszczególnych multipletów (reguła Dorgelo),

b) spełnieniu następującego dodatkowego warunku co do sum natężeń wszystkich linii multipletów: suma natężeń wszystkich linii każdego multipletu wewnątrz grupy multipletów spokrewnionych jest proporcjonalna do sumy wag statystycznych poziomów początkowych (lub końcowych).

Jako przykład weźmy pod uwagę dwie konfiguracje elektronowe w pierwszym widmie skandu (Sc I), a mianowicie:

$$1. 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d 4s 4p$$

$$2. 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d 4s 5s$$

Dla pierwszej konfiguracji elektronowej liczba kwantowa L może przyjmować wartości 3, 2, 1. Liczba kwantowa S może przyjmować wartości $3/2$ i $1/2$. Stąd możliwe są stany: ${}^4F_{9/2}^0$, ${}^4F_{7/2}^0$, ${}^4F_{5/2}^0$, ${}^4F_{3/2}^0$, ${}^4D_{7/2}^0$, ${}^4D_{5/2}^0$, ${}^4D_{3/2}^0$, ${}^4D_{1/2}^0$, ${}^4P_{5/2}^0$, ${}^4P_{3/2}^0$, ${}^4P_{1/2}^0$, ${}^2F_{7/2}^0$, ${}^2F_{5/2}^0$, ${}^2D_{5/2}^0$, ${}^2D_{3/2}^0$, ${}^2P_{3/2}^0$, ${}^2P_{1/2}^0$.

Dla drugiej konfiguracji elektronowej liczba kwantowa L może przyjmować jedynie wartość 2. Liczba kwantowa S może przyjmować wartości $3/2$ i $1/2$. Wynikają stąd termy: ${}^4D_{7/2}$, ${}^4D_{5/2}$, ${}^4D_{3/2}$, ${}^4D_{1/2}$ oraz ${}^2D_{5/2}$ i ${}^2D_{3/2}$.

Przejściom pomiędzy tymi wielokrotnymi poziomami odpowiada szereg grup multipletów spokrewnionych. Między innymi multipletami spokrewnionymi występują multiplety odpowiadające przejściom pomiędzy poziomami ${}^2P^0$ oraz ${}^4P^0$ pierwszej konfiguracji elektronowej a 2D oraz 4D drugiej konfiguracji elektronowej uwidocznione na rys. 2. Linie interkombinacyjne w tym przypadku nie występują.

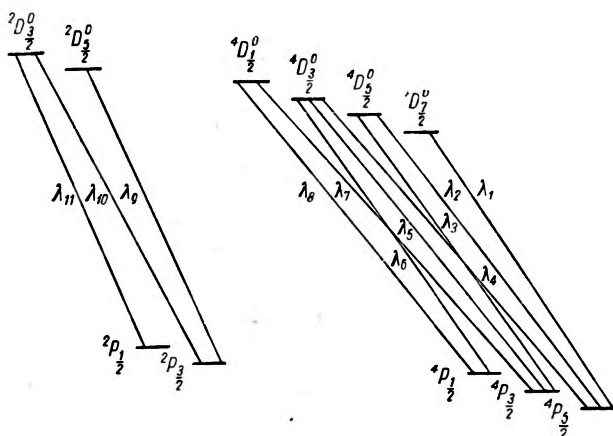
Zgodnie z regułą sum dla multipletów spokrewnionych będzie spełniona w tym przypadku reguła sum w obrębie obu multipletów składowych: ${}^4P^0 \rightarrow {}^4D$ oraz ${}^2P^0 \rightarrow {}^2D$ oraz warunek określający stosunek sum natężeń wszystkich linii rozważanych multipletów:

$$\frac{I_{\lambda_1} + I_{\lambda_2} + I_{\lambda_3} + I_{\lambda_4} + I_{\lambda_5} + I_{\lambda_6} + I_{\lambda_7} + I_{\lambda_8}}{I_{\lambda_9} + I_{\lambda_{10}} + I_{\lambda_{11}}} =$$

$$= \frac{2 \times 5/2 + 1 + 2 \times 3/2 + 1 + 1/2 + 1}{2 \times 3/2 + 1 + 2 \times 1/2 + 1} = 2$$

2. Jeżeli przejścia interkombinacyjne występują, reguły sum wewnątrz poszczególnych multipletów nie są spełnione.

W ten sposób przy sprzężeniu Russella-Saundersa, dla multipletów niepowiązanych liniami interkombinacyjnymi z innymi multipletami stosuje się następująca reguła sum (Dorgelo):



Rys. 2. Diagram przejść w grupie multipletów spokrewnionych $4P^0-4D$ oraz $2P^0-2D$ w pierwszym widmie skandiu (Sc I).

Suma natężeń wszystkich linii widmowych odpowiadających przejściom z tego samego poziomu początkowego (lub do tego samego poziomu końcowego) jest proporcjonalna do wagi statystycznej $2J + 1$ tego poziomu początkowego (lub końcowego).

Jeżeli reguła ta prowadzi do ułożenia liczby równań mniejszej od liczby linii multipletu, wówczas niemożliwe jest wyznaczenie natężeń wszystkich poszczególnych linii.

Poza regułą sum dla multipletów spełnione są następujące reguły Sommerfelda i Heisenberga wyprowadzone w oparciu o zasadę korespondencji:

1. W danym multiplocie najsilniejsze są te linie, dla których J zmienia się tak samo jak L ($\Delta J = \Delta L$). Są to tak zwane linie pryncypalne.

2. Spośród linii pryncypalnych najsilniejszą jest ta, dla której J stanu podstawowego ma największą wartość.

3. Dla danego multipletu satelitami I-go rzędu nazywamy linie, dla których $\Delta J = 0$, zaś satelitami II-go rzędu linie, dla których $\Delta J = -\Delta L$. Satelity I-go rzędu jako klasa są silniejsze od satelitów II-go rzędu.

4. Wśród satelitów maksymalne natężenie posiadają te satelity, dla których J przyjmuje wartości pośrednie.

Zestawienie dotychczasowych wyników doświadczalnych i ich interpretacja

W ostatnich trzydziestu latach ukazało się stosunkowo wiele, bo ponad dwieście prac doświadczalnych na temat stosunków natężeń linii w multipletach widm atomowych. W pracach tych poddano badaniu widma 28 różnych pierwiastków, oznaczonych tłustym drukiem na rys. 3.

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			0
1	1 H										2 He
2	3 Li	4 Be	5 B	6 C	7 N +	8 O +	9 F				10 Ne
3	11 Na +	12 Mg +	13 Al +	14 Si	15 P	16 S +	17 Cl				18 Ar
4	19 K +	20 Ca +	21 Sc	22 Ti +	23 V +	24 Cr +	25 Mn + ₋	26 Fe +	27 Co +	28 Ni -	
	29 Cu +	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br				36 Kr
5	37 Rb + ₋	38 Sr -	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo + ₋	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	
	47 Ag	48 Cd + ₋	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I				54 Xe
6	55 Cs -	56 Ba -	Lantanowce	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	75 Os	77 Ir	78 Pt	
	79 Au	80 Hg + ₋	81 Tl -	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At				86 Rn
7	87 Fr	88 Ra	Aktynowce								

Rys. 3. Układ periodyczny pierwiastków. Tłustym drukiem oznaczone są symbole tych pierwiastków, dla których były mierzone stosunki natężeń linii w multipletach widm atomowych. Znak + przy symbolu pierwiastka oznacza te pierwiastki, które stosują się do reguły sum; znak - oznacza pierwiastki, które nie stosują się do reguły sum. Znak ± oznacza takie pierwiastki, dla których reguła sum jest spełniona w niektórych multipletach w innych zaś nie jest spełniona.

Prace wykonywano na ogół metodą fotograficznej fotometrii widmowej. Jako źródła światła stosowano lampy łukowe z węglowymi elektrodami drażonymi i wypełnionymi badanym pierwiastkiem oraz z elektrodami metalowymi, rurki Geisslera, wyładowania wysokiej częstotliwości oraz wyładowania iskrowe.

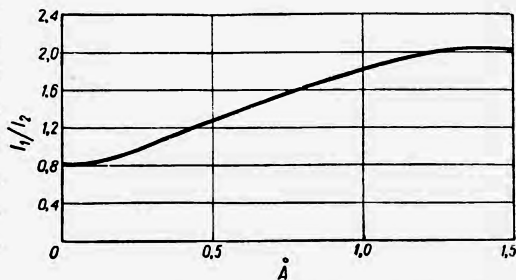
Szczegółowa analiza wyników doświadczalnych wykazuje, że nie we wszystkich przypadkach stosunki natężeń linii widmowych w multipletach pozostają w zgodności z regułą sum Dorgelo. Przeciwnie obserwuje się regularne odstępstwa od reguły sum. Poszczególni autorzy prac eksperymentalnych z tej dziedziny rozmaicie tłumaczyli te niezgodności. Podawane były przy tym następujące przyczyny odstępstw od reguły sum:

1. Pierwszym sposobem wyjaśnienia niezgodności wyników pomiaru stosunków natężeń linii widmowych z regułą sum było przypuszczenie,

że jest ona wywołana procesami wtórnymi, a mianowicie reabsorpcją w źródle światła różną dla poszczególnych linii. Niewątpliwie w wielu przypadkach reabsorpcja odgrywała poważną rolę. Jednakże po dokładniejszym zbadaniu sprawy przez B l e e k e r a [1] okazało się, że w wielu przypadkach nie można wytłumaczyć przez reabsorpcję w źródle światła faktu rozbieżności wyników doświadczalnych pomiaru natężeń względnych w multipletach z przewidywaniami teoretycznymi reguły sum. W pracy tej mierzono stosunki natężeń silnie odwróconych linii składowych dubletów serii głównej alkaliów. Otrzymywano różne wyniki w zależności od tego, czy za podstawę pomiaru natężenia linii brano zaczernienie jądra jej konturu, czy też zaczernienie skrzydeł. I tak, gdy na osi odciętych odłożono odległość od środka linii, a na osi rzędnych stosunki natężeń zmierzone dla danego multipletu, przy czym każdą linię fotometrowano w różnych punktach zmieniając odległości od środka linii, otrzymano wykres podany na rys. 4.

Z wykresu tego widać, że stosunek natężeń linii składowych dubletów serii głównej alkaliów dąży asymptotycznie do pewnej granicy

w miarę posuwania się od jądra linii ku ich skrzydłom. Ta wartość graniczna nie jest już obciążona błędem wynikającym z reabsorpcji światła w źródle, ponieważ reabsorpcja dla skrzydeł linii może być praktycznie zaniedbana. W ten sposób sfotometrowano różne dublety serii głównej alkaliów i otrzymano wyniki częściowo niezgodne z regułą sum. Dowodzi to tego, że za jedyną przyczynę niezgodności wyników doświadczalnych pomiaru stosunków natężeń linii w multipletach widm atomowych z regułą sum nie można uważać procesu reabsorpcji w źródle światła.



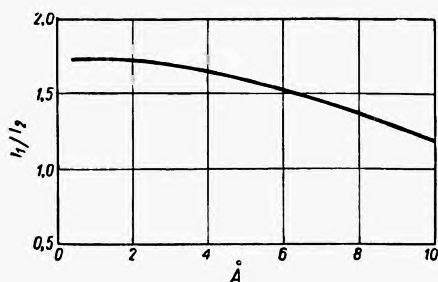
Rys. 4. Stosunki natężeń linii w dubletach serii głównej sodu, wyznaczone na podstawie porównania zaczernień linii w różnych odległościach od ich środków. Na osi odciętych podana jest odległość od środka linii miejsca, w którym było mierzone zaczernienie, na osi rzędnych — stosunki natężeń linii ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ do linii ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{1/2}$.

2. Drugim sposobem wytłumaczenia doświadczalnych wartości względnych natężeń linii widmowych w multipletach było przypuszczenie, że w przypadku silnie rozszczepionych multipletów należy wprowadzać poprawki — współczynniki — do reguły sum zależne od liczb falowych linii. W ten sposób w różnych pracach uciekano się do rozmaitych poprawek, a mianowicie mnożono stosunki natężeń przez ν_2/ν_1 ; $(\nu_2/\nu_1)^3$; oraz tak zwaną poprawkę Einsteina $(\nu_2/\nu_1)^4$. W poszczególnych przypadkach

niejednokrotnie udawało się skorygować dane doświadczalne tak, by otrzymać wynik zgodny z regułą sum, żadna z tych poprawek jednakże zastosowana konsekwentnie do wszystkich pomiarów nie wyjaśnia niezgodności z regułą sum.

3. Ostatnim z kolei sposobem było przypuszczenie wyrażone w pracy S a m b u r s k y' e g o [2], że reguła sum w postaci Dorgelo stosuje się jedynie do niektórych niższych członów serii widmowych. Przypuszczenie to znalazło wytłumaczenie w pracy teoretycznej F e r m i e g o [3], który uwzględniając oddziaływanie spin-orbita otrzymał na stosunki natężeń w dubletach dla niektórych członów serii głównej alkaliów wyniki nieco zbliżone do wyników doświadczalnych S a m b u r s k y' e g o. Jednakże nawet poprawki wynikające z rachunków F e r m i e g o nie wyjaśniają w pełni odstępstw od reguły sum.

W związku z tą rozbieżnością wyników doświadczalnych pomiaru stosunków natężeń linii widmowych w multipletach widm atomowych oraz



Rys. 5. Stosunek natężenia linii $\lambda 3248$ ($4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{3/2}^0$) do natężenia linii $\lambda 3278$ ($4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}^0$) w widmie miedzi w zależności od natężenia prądu elektrycznego w łuku.

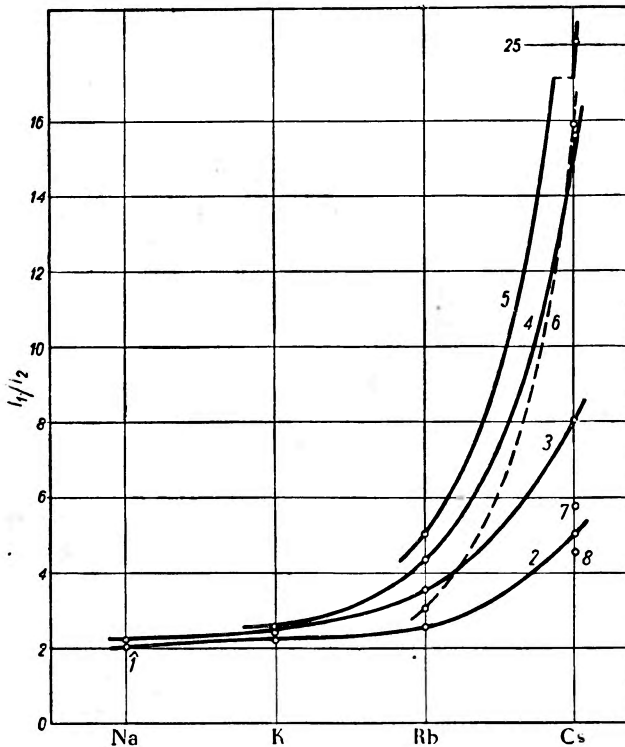
przewidywań teoretycznych, wykonaliśmy zestawienie wszystkich dostępnych nam danych doświadczalnych pochodzących od różnych autorów. Celem tego zestawienia było stwierdzenie czy odstępstwa od reguły sum wykazują jakieś regularności w obrębie poszczególnych kolumn układu periodycznego pierwiastków i w obrębie serii widmowych poszczególnych pierwiastków. Do analizy wykorzystano wyniki pomiarów, które nie były obciążone błędami pochodzącymi z procesów

wtórnych w źródle światła, w szczególności reabsorpcji. Były to wyniki uzyskane za pomocą źródeł z dostatecznie cienką warstwą świecąca lub też takie wyniki, dla których reabsorpcję można było uwzględnić przez zastosowanie odpowiednich poprawek. Z danych doświadczalnych uzyskanych za pomocą łuku jako źródła światła wykorzystano jedynie wyniki odpowiadające małym natężeniom prądu w łuku oraz małym koncentracjom substancji badanej, bowiem z pracy Ornsteina i Vermeulena [4] wynika, że dla dużych wartości natężenia prądu w łuku oraz dużych koncentracji substancji badanej stosunki natężeń linii widmowych w multipletach są funkcją zarówno natężenia prądu w łuku, jak koncentracji substancji badanej. Dla małych koncentracji stosunki natężeń linii widmowych składowych multipletów są funkcją natężenia prądu w łuku zgodnie z wykresem podanym na rys. 5.

nej. Dla małych stężeń stosunki natężeń linii widmowych składowych multipletów są funkcją natężenia prądu w łuku zgodnie z wykresem podanym na rys. 5.

Analiza dotychczas uzyskanych wyników doświadczalnych pomiaru względnych natężeń w multipletach widm liniowych wykazała, że:

1. Reguła sum obowiązuje jedynie pierwiastki pierwszych szeregów układu periodycznego (pierwiastki lekkie), w odniesieniu do niższych



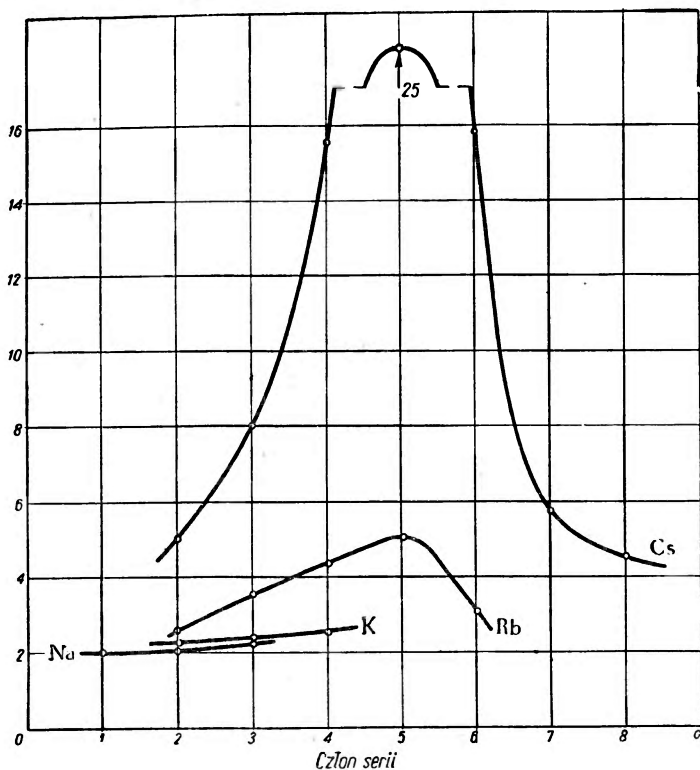
Rys. 6. Krzywe przedstawiają zmianę stosunków natężeń linii widmowych w dubletach poszczególnych członów serii głównej alkaliów w miarę przechodzenia do coraz cięższych pierwiastków pierwszej kolumny układu Mendelejewa. Liczby wypisane przy poszczególnych krzywych oznaczają kolejny numer dubletu serii głównej. Liczba 1 oznacza stosunek natężeń w pierwszym dublecie serii głównej na identyczny ze stosunkiem natężeń w drugim dublecie serii głównej Na. Liczby 7 i 8 odnoszą się do siódmego i ósmego członu serii głównej widma cezu.

członów serii widmowych. Widać to na tablicy układu periodycznego, gdzie te pierwiastki są oznaczone przez +. Pierwiastki dla których reguła sum nie jest spełniona są oznaczone przez -. Pierwiastki oznaczone przez ± są to takie pierwiastki, dla których reguła sum spełnia się dla niektó-

rych multipletów, dla pozostałych zaś obserwuje się znaczniejsze odstępstwa.

2. Jeżeli zestawić analogiczne multiplety różnych pierwiastków tej samej kolumny układu periodycznego, to widać, że odstępstwa od reguły sum stopniowo wzrastają w miarę przesuwania się ku coraz to dalszym pierwiastkom w danej kolumnie układu periodycznego. Widać to najjasz-krawiej na wykresie stosunków natężeń w poszczególnych dubletach serii głównej alkaliów rys. 6. Reguła sum przewiduje na ten stosunek wartość 2.

3. Jeżeli dla określonego pierwiastka zestawić wyniki pomiaru stosunków natężeń dla kolejnych członów danej serii widmowej, to widać, że odstępstwa od reguły sum wzrastają regularnie gdy przechodzić ku coraz to wyższym członom danej serii widmowej. Zależność tę dla serii głównej alkaliów przedstawia wykres na rys. 7.



Rys. 7. Krzywe zależności stosunków natężeń linii widmowych w dubletach serii głównej poszczególnych alkaliów od numeru kolejnego członu serii.

Analiza ta dowodzi, że istnieje wyraźna regularność odstępstw aktualnie znanych stosunków natężeń linii w multipletach widm atomowych od reguły sum. Jedną z przyczyn tych odstępstw jest prawdopodobnie

związana z osłabieniem wiązania elektronu walencyjnego w miarę wzrostu wzbudzenia atomu.

Całokształt zagadnień związanych ze sprawą stosunków nateżeń w multipletach widm atomowych może być opracowany dopiero po znacznym uzupełnieniu obecnie istniejącego materiału doświadczalnego, szczególnie w odniesieniu do atomów i jonów dotychczas pod tym względem nie badanych. Prace eksperymentalne nad tymi zagadnieniami są prowadzone systematycznie od kilku lat w Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie. Uzyskano już szereg nowych wyników dla kilku pierwiastków.

Literatura

1. W. Bleeker, Z. Phys. 52, 808 (1929).
2. S. Sambursky, Z. Phys. 49, 731 (1928).
3. E. Fermi, Z. Phys. 59, 680 (1930).
4. L. S. Ornstein und D. Vermeulen, Z. Phys. 64, 657 (1930).
5. H. B. Dorgelo, Z. Phys. 13, 206 (1923).
6. H. B. Dorgelo, Z. Phys. 22, 170 (1924).
7. H. C. Burger und H. B. Dorgelo, Z. Phys. 23, 258 (1924).
8. C. E. Bleeker und J. A. Bougers, Z. Phys. 27, 195 (1924).
9. H. B. Dorgelo, Phys. Zs. 26, 753 (1925).
10. J. B. van Milaan, Z. Phys. 34, 921 (1926).
11. A. Filippov, Z. Phys. 36, 477 (1926).
12. Ch. Füchtbauer und W. Hoffman, Phys. Zs. 27, 851 (1926).
13. Ch. Füchtbauer und H. Meier, Phys. Zs. 27, 853 (1926).
14. H. Kohn und H. Jakob, Phys. Zs. 27, 819 (1926).
15. J. B. van Milaan, Z. Phys. 38, 427 (1926).
16. A. Filippov, Z. Phys. 42, 495 (1927).
17. C. F. Hagenov and A. L. Hugs, Phys. Rev. (2) 30, 284 (1927).
18. A. Brodsky, Journ. Russ. Phys.-Chem. Ges. Phys. 59, 115 (1927).
19. A. Brodsky, Z. Phys. 42, 899 (1927).
20. W. Ende, Z. Phys. 56, 503 (1929).
21. Ch. Füchtbauer und H. W. Wolff, Ann. Phys. (5) 3, 359 (1929).
22. L. S. Ornstein und D. Vermeulen, Z. Phys. 66, 490 (1930).
23. W. Schütz, Z. Phys. 64, 682 (1930).
24. O. U. Vonwiller, Phys. Rev. 35, 802 (1930).
25. W. B. Nottingham, Z. Phys. 68, 824 (1931).
26. W. Mühlenbuch, Diss. Hamburg. 17 (1931).
27. K. Larché, Z. Phys. 67, 470 (1931).
28. W. Ende, Z. Phys. 67, 292 (1931).
29. R. Frisch und P. Pringsheim, Z. Phys. 67, 169 (1931).
30. M. J. E. Golaý, Phys. Rev. (2) 37, 21 (1931).
31. W. Kast, Z. Phys. 79, 731 (1932).
32. W. Kast, Z. Phys. 80, 414 (1933).
33. H. J. Hübner, Ann. Phys. (5), 17, 781 (1932).

34. H. Kohn und H. J. Hübner, *Phys. Zs.* **34**, 278 (1933).
35. S. E. Williams and J. Herlihy, *Phys. Rev.* (2), **39**, 802 (1932).
36. R. Payne-Scott, *Nature* **131**, 365 (1933).
37. G. O. Langstroth, *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **142**, 286 (1933).
38. E. F. M. van der Held und J. H. Heierman, *Physica* **2**, 71 (1935).
39. E. Katz und L. S. Ornstein, *Physica* **4**, 757 (1937).
40. L. S. Ornstein, J. P. A. van Hungstum and H. Brinkman, *Physica* **5**, 145 (1938).

Włodzimierz Kołos

Instytut Fizyki PAN

Proste modele w teorii budowy cząsteczek

Teoria budowy cząsteczek opierała się do niedawna głównie na dwóch metodach: metodzie wiązań walencyjnych, zapoczątkowanej pionierskimi pracami Heitlera i Londona, a rozwiniętej następnie głównie przez Slatera i Paulinga oraz na metodzie orbitali molekularnych, opracowanej przez Hunda, Mullikena, Lennarda-Jonesa, Hückela, Coulsona i innych*. Rozwój tych metod umożliwił rozszerzenie zakresu ich stosowalności, wyjaśnione zostały nowe problemy dotyczące struktury cząsteczek, jednocześnie doprowadził on jednak do tego, że stosowanie ich do rozwiązywania konkretnych problemów stało się rachunkowo bardzo uciążliwe, głównie z powodu konieczności wykonywania żmudnych obliczeń różnych wielocentrowych całek. Dlatego też, mimo że metody te odniosły liczne bezsporne sukcesy i rozwój ich ma niewątpliwie podstawowe znaczenie dla rozwoju teorii budowy cząsteczek, to jednak nie realizuje on w pełni zamówienia jakie pod adresem teorii kierują fizycy czy chemicy, zajmujący się doświadczalną stroną zagadnienia. Chcieliby oni mieć przede wszystkim teorię prostą, taką, którą możliwie łatwo można by stosować do konkretnych przypadków i z jej pomocą rozstrzygać problemy struktury cząsteczek oraz ich poziomów energetycznych. Z tych też względów dużo uwagi poświęca się metodom półempirycznym. Poza prostotą tych metod argumentem przemawiającym za ich stosowaniem jest także fakt, że wyniki, do których prowadzą znacznie bardziej skomplikowane metody nieempiryczne nie zawsze są zadowalające.

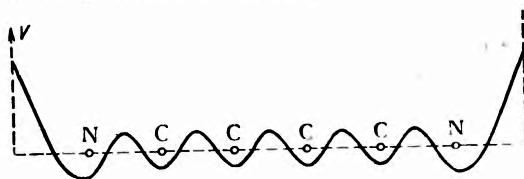
W teorii półempirycznej, obliczając energię cząsteczki, traktuje się pewne całki jako parametry, przypisując im taką wartość, która prowadzi dla jednej lub kilku cząsteczek do wyników zgodnych z doświadczeniem. Następnie, korzystając z ustalonych w ten sposób wartości całek, wykonuje się obliczenia dla innych cząsteczek.

* Por. np. artykuł „Nowe drogi badań teoretycznych absorpcji światła przez złożone cząsteczki organiczne”, K. Rosiński, *Postępy Fizyki*, t. VI, z. 1, str. 66.

Zarówno metoda wiązań walencyjnych jak i metoda orbitali molekularnych znalazły w półempirycznym przybliżeniu bardzo rozległe zastosowania i pozwoliły uzyskać wiele cennych wyników. Skoro jednak w licznych konkretnych przypadkach musimy zrezygnować z teorii nieempirycznej, można postawić pytanie, czy ta półempiryczna teoria jest już rzeczywiście najdalej idącym przybliżeniem, czy też możemy wprowadzić jeszcze dalsze uproszczenia, nie wpływające w istotny sposób na końcowe wyniki.

Z odpowiedzi na to pytanie powstała tzw. metoda swobodnego elektronu, która znalazła szerokie zastosowanie w teorii cząsteczek organicznych posiadających układ sprzężonych wiązań podwójnych.

Wiemy, że podstawową właściwością elektronów π jest ich delokalizacja. Gdy rozpatrujemy cząsteczkę polienu lub cząsteczkę związku aromatycznego widzimy, że długości wiązań w tych cząsteczkach mają wartości pośrednie pomiędzy długością wiązania pojedynczego i podwójnego. Pierwszemu z nich odpowiada lokalizacja dwóch elektronów σ , drugiemu



Rys. 1. Schemat przebiegu potencjału wzdłuż układu wiązań sprzężonych.

dwu elektronów σ i dwu elektronów π między odpowiednimi atomami węgla. Wynika stąd, że w rozpatrywanych przez nas cząsteczkach nie mamy ani czystych wiązań pojedynczych, ani podwójnych — elektrony π rozciągają się wzdłuż całego układu wiązań sprzężonych. Tę właściwość elektronów π uwzględnia się zarówno w metodzie wiązań walencyjnych jak i w metodzie orbitali molekularnych. W pierwszej czyni się to przez założenie funkcji falowej elektronów π w postaci liniowej kombinacji funkcji odpowiadających różnym rozmieszczeniom wiązań podwójnych, w drugiej natomiast jednoelektronowe funkcje falowe elektronów π wyraża się przez liniowe kombinacje funkcji atomowych wszystkich atomów uczestniczących w układzie wiązań sprzężonych. Każdy z elektronów π możemy więc rozpatrywać jako poruszający się w polu potencjału pochodzącego od: 1) wszystkich jąder atomów węgla łącznie z elektronami n_l , 2) elektronów σ oraz 3) pozostałych elektronów π . Potencjał ten będzie posiadał periodyczność odpowiadającą rozmieszczeniu atomów. Schematyczny jego przebieg, jako funkcji drogi elektronów wzdłuż układu wiązań sprzężonych, w cząsteczce cyjaniny (por. wzór (1) na str. 303) mamy przedstawiony na rys. 1. Dążąc jednak do jak najdalej idącego uproszcze-

nia teorii założymy, że wzdłuż całego łańcucha wiązań sprzężonych potencjał ten jest stały, czyli, że elektron znajduje się po prostu w pudle ograniczonym nieskończenie wysokim potencjałem, a wymiary pudła ustalone są przez geometrię cząsteczki. W kierunkach prostopadłych do wiązań gęstość elektronów dopiero w pewnej odległości od linii łączącej atomy będzie bliska zeru i ta odległość określa nam szerokość i wysokość pudła. Długość natomiast będzie dana przez długość cząsteczki powiększoną na obu końcach o pewne odcinki uwzględniające także stopniowe zmniejszanie się gęstości elektronów poza krańcowymi atomami (linia przerywana na rys. 1). Pomijając skrajne przypadki, np. etylen, możemy przyjąć, że długość pudła jest znacznie większa od jego wymiarów poprzecznych.

Ruch elektronów w pudle potencjału to jeden z najprostszych, podrechnikowych problemów mechaniki kwantowej. Rozwiązaniem jego są stojące fale płaskie, które możemy przedstawić w postaci

$$\Psi_{n_x, n_y, n_z} = \sqrt{\frac{8}{abc}} \sin \frac{n_x \pi}{a} x \sin \frac{n_y \pi}{b} y \sin \frac{n_z \pi}{c} z, \quad (1)$$

gdzie a, b, c są wymiarami pudła odpowiednio w kierunkach osi x, y, z , a n_x, n_y, n_z dowolnymi liczbami całkowitymi większymi od zera. Energie natomiast odpowiadające funkcjom (1) są dane wzorem

$$E_{n_x, n_y, n_z} = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{n_x^2}{a^2} + \frac{n_y^2}{b^2} + \frac{n_z^2}{c^2} \right); \quad (2)$$

W wyrażeniach (1) i (2) występują trzy parametry a, b, c określające wymiary pudła. Z tego co o nich mówiliśmy wiemy jednak, że pomijając nieliczne przypadki skrajne długość pudła a będzie znacznie większa niż pozostałe wymiary tzn. b i c . Widzimy jednak z wzoru (2), że energia jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratów wymiarów pudła, a wobec tego zmianom liczb kwantowych n_y i n_z będą odpowiadały znacznie większe zmiany energii niż zmianom liczby kwantowej n_x . Gdybyśmy więc uporządkowali energie zaczynając od najniższej i posuwając się w kierunku coraz wyższych wartości, mielibyśmy początkowo do czynienia tylko ze stanami związanymi ze zmianą liczby kwantowej n_x , a dopiero znacznie wyżej wystąpiłby pierwszy stan, któremu odpowiada zmiana (w stosunku do stanu najbliższego) liczby n_y lub n_z , a ponieważ nas interesuje głównie stan podstawowy cząsteczki oraz najniższe stany wzbudzone, więc w naszym modelu będą to stany różniące się jedynie zmianą liczby kwantowej n_x i energie ich będą dane wzorem

$$E = \frac{h^2}{8m} \frac{n_x^2}{a^2} + \text{const.} \quad (3)$$

Z matematycznego punktu widzenia problem nasz możemy więc rozpatrywać jako problem jednowymiarowy, co znacznie upraszcza obliczenia.

Chcąc obliczenia te wykonać musimy jednak określić jeszcze pewien parametr, mianowicie odcinek, o który należy przedłużyć drogę elektronów, poza krańcowe atomy układu wiązań sprzężonych, czyli wymiary pudła. Początkowo bez uzasadnienia przyjmowano te odcinki za równe średniej długości jednego wiązania. Okazało się jednak, że założenie to posiada pewną głębszą treść [1]*.

Zilustrujemy to na przykładzie cząsteczki butadienu. Mamy w niej cztery atomy węgla i cztery elektrony π . Długość ich drogi swobodnej będzie więc wynosiła $5D$, gdzie D jest średnią długością jednego wiązania. Jeżeli interesują nas tylko różnice poziomów energetycznych, wzór (3) możemy napisać w postaci

$$E = \frac{h^2}{200 D^2 m} n^2 \quad (4)$$

a odpowiadające tym energiom funkcje falowe będą dane wzorem

$$\psi_n = \sqrt{\frac{2}{5D}} \sin \frac{n\pi}{5D} x. \quad (5)$$

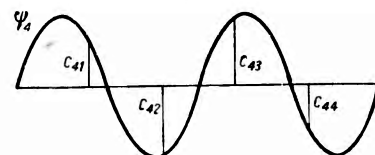
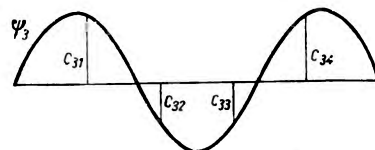
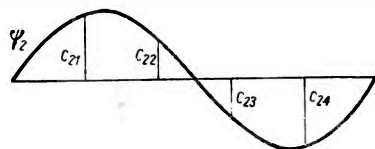
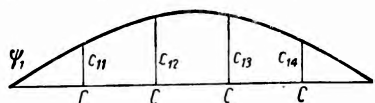
W każdym ze stanów opisywanych funkcjami ψ_n , zgodnie z zakazem Pauliego, mogą znajdować się tylko dwa elektrony o spinach przeciwnie skierowanych. Wobec tego w stanie podstawowym cząsteczki butadienu będziemy mieli dwa elektrony, których stan opisywany jest funkcją falową ψ_1 oraz dwa w stanie opisywanym funkcją ψ_2 . Stany wzbudzone

będą odpowiadały przejściu któregoś z tych elektronów (lub kilku jednocześnie) na wyższe poziomy energetyczne ($n = 3, 4, \dots$).

Na rys. 2 mamy wykreślone funkcje falowe (5) dla $n = 1, 2, 3, 4$. Porównajmy je teraz z wynikami teorii orbitali molekularnych. Zakładając funkcję falową w postaci

$$\Psi_n = \sum_{m=1}^4 c_{nm} \varphi_m, \quad (6)$$

* Nie podajemy tu pełnej literatury dotyczącej modelu swobodnych elektronów, sięgającej swym początkiem do prac L. Paulinga z 1936 r. i O. Schmidta z 1940 r. Pewne zestawienie wcześniejszych publikacji można znaleźć w pracy K. Ruedenberga i C. W. Scherra [2].



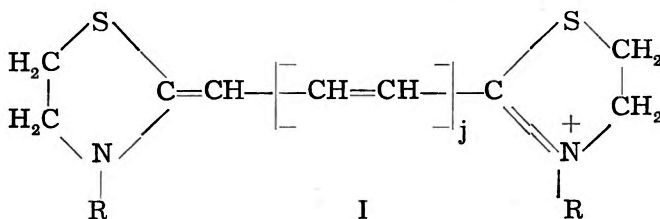
Rys. 2. Funkcje falowe elektronów π w cząsteczce butadienu.

gdzie φ_m jest orbitalą atomową atomu m , a c_{nm} są współczynnikami, które oblicza się metodą wariacyjną. Po wykonaniu obliczeń otrzymuje się następujące nieznormalizowane orbitale molekularne:

$$\begin{aligned}\Psi_1 &= 0,588 \varphi_1 + 0,951 \varphi_2 + 0,951 \varphi_3 + 0,588 \varphi_4, \\ \Psi_2 &= 0,951 \varphi_1 + 0,588 \varphi_2 - 0,588 \varphi_3 - 0,951 \varphi_4, \\ \Psi_3 &= 0,951 \varphi_1 - 0,588 \varphi_2 - 0,588 \varphi_3 + 0,951 \varphi_4, \\ \Psi_4 &= 0,588 \varphi_1 - 0,951 \varphi_2 + 0,951 \varphi_3 - 0,588 \varphi_4.\end{aligned}\quad (7)$$

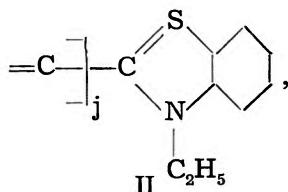
Z porównania tych wyników okazuje się, że współczynniki c_{nm} są równe wartościom funkcji falowej elektronów swobodnych ψ_m w punkcie odpowiadającym położeniu atomu m . Tę analogię jednowymiarowej teorii swobodnego elektronu z teorią orbitali molekularnych otrzymuje się jednak jedynie przy założeniu, że droga swobodna elektronów sięga o jedną długość wiązania poza skrajne atomy węgla. W ten sposób mamy pewien argument przemawiający za takim właśnie przedłużeniem drogi swobodnej elektronów.

Zastosowanie tej jednowymiarowej teorii swobodnego elektronu do obliczania położenia najbardziej długofalowych pasm absorpcji dało dobre wyniki. Na przykład dla karbocyjanin o ogólnym wzorze



wyniki obliczeń Kuhna [3] oraz doświadczalne długości fali dla głównego pasma absorpcji mamy przedstawione w tabelicy I.

Kuhn zastosował tę teorię do wielu przypadków. Potrafił on także, przynajmniej jakościowo, oszacować wpływ niektórych podstawników. Na przykład, gdy mamy do czynienia z cząsteczką posiadającą zakończenie typu



to jeśli wyłączymy jeden elektron π i będziemy rozpatrywali potencjał działający nań wzdłuż drogi swobodnej, wówczas na końcach, z powodu polaryzacji pierścieni benzenowych będzie on biegł do góry mniej stromo niż w przypadku poprzednim i wobec tego jakościowo wpływ ten moglibyśmy uwzględnić przedłużając drogę swobodną poza atomy azotu o odcinki dłuższe niż średnia długość jednego wiązania.

Tablica I

Położenie głównego pasma absorpcji karbocyjania (I)

Ilość elektronów π	Długość fali w Å	
	teoret.	doświad.
10	5790	5900
12	7060	7100
14	8340	8200
16	9590	9300

Metodę swobodnego elektronu można także rozszerzyć na cząsteczki, w których występuje rozgałęziony układ wiązań sprzężonych [4], [2]. W tym przypadku jeśli dla każdej gałęzi przyjmujemy niezależny układ współrzędnych (x_1, x_2, x_3) , to w punktach rozgałęzień musi być spełniony tzw. warunek ciągłości

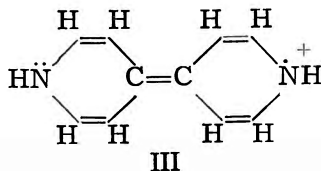
$$[\psi(x_1) = \psi(x_2) = \psi(x_3)]_{\text{rozg.}} \quad (8)$$

oraz warunek zachowania

$$\sum_{i=1}^3 (\partial\psi/\partial x_i)_{\text{rozg.}} = 0. \quad (8a)$$

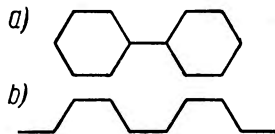
Jeśli przy tym występują także wolne końce układu wiązań sprzężonych, to drogę swobodnych elektronów przedłużamy jak poprzednio o jedną długość wiązania poza krańcowe atomy.

Rozwiązanie równania Schrödingera dla swobodnych elektronów, przy uwzględnieniu wyżej podanych warunków brzegowych, daje dla energii przejść elektronowych wartości równie dobre, jak metoda orbitali molekularnych [2] (por. np. tabl. II). Dla niektórych jednak cząsteczek wyniki otrzymane przez Kuhna [4] są dosyć niepokojące. Weźmy np cząsteczkę o wzorze



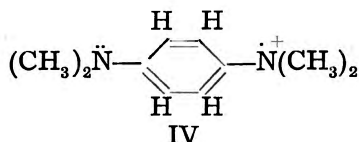
Mamy w niej 13 elektronów π , a więc pierwszemu wzbudzeniu będzie odpowiadało przejście jednego elektronu z poziomu 6 na poziom 7, gdzie w stanie podstawowym znajduje się jeden elektron. Długość fali obliczona dla tego przejścia wynosi $\lambda = 5380 \text{ \AA}$, podczas gdy doświadczalnie zmierzono $\lambda = 5820 \text{ \AA}$. Kuhn jednak obliczył także tę energię posługując się modelem nierozgałęzionym. W tym przypadku musiał on pominąć dwa

wiązania podwójne w pierścieniach, a drogę swobodną przedłużyć poza krańcowe atomy węgla otrzymanego łańcucha. O ile więc w pierwszym przypadku droga swobodna przebiegała w sposób przedstawiony na rys. 3a, z dwoma punktami rozgałęzienia, to w drugim jest ona linią łamaną, którą widzimy na rys. 3b. W tym drugim przypadku, ponieważ pominiemy dwa wiązania podwójne, będziemy mieli do czynienia tylko z 9 elektronami π , a obliczona długość fali odpowiadająca głównemu maksimum absorpcji, tzn. przejściu elektronu z poziomu 4 na poziom 5, będzie wynosiła $\lambda = 5730 \text{ \AA}$. Obie metody doprowadziły więc do bardzo zbliżonych wyników, ale mówiąc szczerze, nie daje to powodu do radości, gdyż widzimy stąd, że metoda ta nie umożliwi nam rozstrzygnięcia np. jakichś problemów strukturalnych, bowiem nawet dla znacznie różniących się alternatywnych struktur możemy otrzymać wyniki równe w granicach błędu metody.

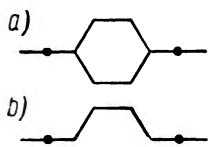


Rys. 3.

W pewnych przypadkach sytuacja może być pod tym ostatnim względem oczywiście korzystniejsza. Na przykład dla błękitu Wurstera o wzorze



zakładając model nierozgałęziony (rys. 4b) lub model rozgałęziony (rys. 4a) otrzymujemy odpowiednio $\lambda = 4460 \text{ \AA}$ oraz $\lambda = 6610 \text{ \AA}$.



Rys. 4.

Wspominaliśmy powyżej o analogii między jednomiarową teorią swobodnego elektronu a teorią orbitali molekularnych. Głębsze zbadanie tej analogii doprowadziło do bardzo ciekawych wyników.

Jak wiemy, orbitale molekularne przedstawia się jako liniowe kombinacje orbitali atomowych

$$\Psi = \sum_m c_m \varphi_m \tag{9}$$

Chcąc obliczyć współczynniki c_m otrzymuje się układ liniowych jednorodnych równań, z których jedno mamy wypisane poniżej

$$(\alpha - E) c_n + \beta (c_{n-1} + c_{n+1}) = 0, \tag{10}$$

gdzie α oznacza znaną całkę kulombowską, a β rezonansową. W pobliżu jądra n funkcja falowa (9) będzie dana w przybliżeniu wyrażeniem $c_n \varphi_n$,

gdyż wszystkie pozostałe wyrazy sumy będą bliskie zeru. To upoważnia nas do napisania równania (10) w postaci

$$(\alpha - E)\Psi(x_n) + \beta\{\Psi(x_{n-1}) + \Psi(x_{n+1})\} = 0, \quad (11)$$

gdzie $\Psi(x_n)$ oznacza wartość funkcji Ψ w pobliżu jądra n . Rozpatrując rozwiązanie tego równania jako ciągłą funkcję x możemy, jak wykazał Coulson [5] różnicowe równanie (11) zastąpić w przybliżeniu równaniem różniczkowym

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + k^2\Psi = 0, \quad (12)$$

gdzie

$$k^2 = (\alpha - E + 2\beta)/\beta D^2 \quad (13)$$

D oznacza tu odległość dwóch sąsiednich atomów.

A więc widzimy, że otrzymaliśmy równanie opisujące swobodny ruch elektronów wzdłuż układu wiązań sprzężonych.

Podobna analiza modelu rozgałęzionego prowadzi do dosyć nieoczekiwanego wyniku. Jeśli będziemy rozpatrywali jakieś rozgałęzienie (rys. 5) to metoda orbitali molekularnych daje dla atomu N równanie

$$(\alpha - E)\bar{c}_N + \beta(\bar{c}_A + \bar{c}_B + \bar{c}_C) = 0, \quad (14)$$

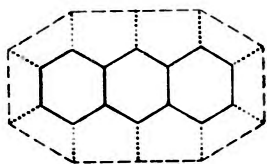
które, podobnie jak poprzednie (10), prowadzi w przybliżeniu do równania różniczkowego

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + k^2\Psi = 0. \quad (15)$$

gdzie

$$k^2 = 4(\alpha - E + 3\beta)/\beta D^2. \quad (16)$$

Równanie (15) opisuje nam swobodny ruch elektronów w dwuwymiarowej płaszczyźnie x, y . Wobec tego możemy powiedzieć, że w przypadku



Rys. 6.

cząstek posiadających wiele trzeciorzędowych atomów węgla (takich jak N) najlepszym z modeli, w których elektrony traktuje się jako swobodne, będzie model dwuwymiarowego pudła. A jeśli w układach skondensowanych, takich jak np. antracen, powiększymy drogę swobodną elektronów analogicznie jak w przypadku cząstek łańcuchowych, to wówczas wszystkie atomy węgla możemy rozpatrywać jako trzeciorzędowe. Na podstawie równania (15) możemy wtedy elektrony π traktować jako swobodnie poruszające się po obszarze w przybliżeniu takim jaki na rys. 6 przedstawiony jest linią przerywaną.

W ten sposób wynik Coulsona daje pewne uzasadnienie dalszych uproszczeń modelu swobodnych elektronów, a mianowicie tzw. modelu pudłowego (box model) wprowadzonego przez O. Schmidta w latach 1938 — 1940 [6] i rozwiniętego przez Platta w r. 1954 [7].

W modelu tym zakłada się, zgodnie z równaniem (15), że elektrony poruszają się w dwuwymiarowym pudle, wewnątrz którego potencjał jest stały. Zależnie od typu cząsteczek dla pudła tego zakłada się kształt prostokąta (polieny, poliaceny, dwufenyl itp.) lub koła (benzen, koronen itp.). Granice pudła dobiera się przy tym w ten sposób, aby, w miarę możliwości, przechodziły one przez fikcyjne atomy węgla, które sąsiadowałyby z atomami tworzącymi układ wiązań sprzężonych, gdyby szkielet atomów węgla rozszerzył we wszystkich kierunkach. Dla antracenu na przykład byłby to prostokąt opisany na wieloboku zaznaczonym linią przerywaną na rys. 6. Rozwiązując następnie odpowiednie dwuwymiarowe równanie Schrödingera otrzymuje się w przypadku pudła prostokątnego dla energii i funkcji falowych wzory analogiczne do (1) i (2) (dwuwymiarowe), a dla pudła w kształcie koła

$$\Psi_{qm} = A_{qm} J_q \left(H_{qm} \frac{r}{R} \right) \begin{Bmatrix} \sin q\Phi \\ \cos q\Phi \end{Bmatrix}, \quad (17)$$

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2m} \frac{U_{qm}^2}{R^2}, \quad (18)$$

gdzie R jest promieniem koła, a U_{qm} m -tym pierwiastkiem funkcji Bessela $J_q(x)$.

Energie najniższych przejść elektronowych obliczone dla kilku cząsteczek w wyżej opisany sposób mamy zebrane w tablicy II i porównane z wynikami teorii orbitali molekularnych (LCAO) oraz teorii swobodnego elektronu przy zastosowaniu jednowymiarowego rozgałęzionego modelu (FEMO).

W ostatniej kolumnie tej tablicy podajemy także wyniki doświadczalne. Te wyniki doświadczalne wymagają jednak specjalnego omówienia. W przybliżeniu przez nas stosowanym interesujące nas poziomy, tzn. najwyższy obsadzony i najniższy nieobsadzony są dla cząsteczek benzenu

i koronenu dwukrotnie zdegenerowane, a więc najbardziej długofalowe przejście elektronowe — czterokrotnie. Degeneracja ta byłaby przynaj-

Tablica II
Energie najniższych przejść elektronowych w cm^{-1}

	Model „pudłowy“	FEMO	LCAO	Dośw.
benzen	46000	52300	49100	43400
naftalen	29000	31400	29000	28200
antraceni	22000	20500	19000	20700
dwufenyl	16000	32100	33800	39200
koronen	23000	23200	25200	29000
heksatrien	29000	24200	28700	38000

mniej częściowo zniesiona gdybyśmy uwzględnili oddziaływanie między elektronami, w naszym jednak przybliżeniu chcąc wyniki teorii porównać z doświadczeniem, jako wynik doświadczalny bierze się zwykle tzw. środek ciężkości, będący po prostu średnią arytmetyczną tych przejść, dla których teoria daje jednakową wartość energii. Ponieważ zaś nasza teoria nie uwzględniając spinu elektronów (jest on uwzględniony jedynie poprzez zakaz Pauliego przy obsadzaniu elektronami odpowiednich poziomów energetycznych) nie odróżnia stanów singuletowych od tripletowych, więc dodatkowo bierze się jeszcze środek ciężkości obu rodzajów przejść. Tak obliczone wartości energii podane są w ostatniej kolumnie tablicy II. Jedyne dla cząsteczek heksatrienu, dwufenylu i koronenu mamy podane tam tylko energie (względnie środki ciężkości) najniższego przejścia singuletowego, gdyż dla poziomu tripletowego brak pewnych danych. Uwzględnienie przejść tripletowych dałoby obniżenie tych energii, gdyż pierwszy poziom tripletowy leży zawsze poniżej pierwszego wzbudzonego poziomu singuletowego.

Z tablicy II widzimy, że (z wyjątkiem dwufenylu) wszystkie trzy metody prowadzą do bardzo zbliżonych wyników i zależnie od punktu widzenia można powiedzieć, że wyniki te zgadzają się z doświadczeniem lub że się nie zgadzają. Wyznaczają one prawidłowo przybliżony obszar najbardziej długofalowego pasma absorpcji, ale jednocześnie błąd jest na tyle duży, że np. nie upoważniają one do wyciągnięcia jakiegoś wniosku o słuszności czy niesłuszności zakładanej elektronowej struktury cząsteczki będącej podstawą obliczeń. Jedyne w przypadku gdy otrzymujemy wyniki bardzo znacznie różniące się od doświadczalnych możemy powiedzieć z całą pewnością, że użyty model był niewłaściwy.

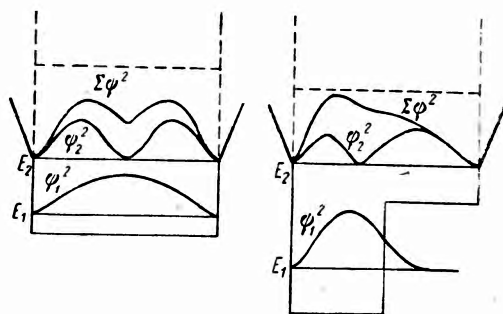
Korzystając z obliczonych w modelu pudłowym dwuwymiarowych funkcji falowych możemy obliczyć także rozkład gęstości elektronów π . Dla cząsteczki posiadającej N elektronów będzie on dany wzorem

$$q(x, y) = 2 \sum_{j,k}^{N/2} \psi_{jk}^2, \quad (19)$$

gdzie sumujemy po tych funkcjach ψ_{jk} , którym odpowiadają najniższe wartości energii. Wykonane w ten sposób obliczenia rozkładu gęstości prowadzą do nieoczekiwanych wyników. Okazuje się, że gęstość ta jest rozłożona zgodnie z symetrią cząsteczki, a co więcej, położenie każdego pierścienia aromatycznego jest wyraźnie zaznaczone. Posługując się innymi metodami zawsze zakładamy znany z doświadczenia szkielet cząsteczki. Tutaj jest on wnioskiem. Zakładamy tylko, i to bardzo uproszczony, kontur cząsteczki oraz ilość elektronów π i stąd wynika na przykład ilość pierścieni aromatycznych, z których składa się cząsteczka. Wyniki te sugerują, że konfiguracje pierścieniowe, szczególnie dla układów skonden-

sowanych, są stabilizowane nie tylko przez swój heksagonalny szkielet wiązań σ , lecz także przez koincydencję położeń jąder z obszarami dużej gęstości elektronów π , wynikającej ze swobodnego ruchu tych elektronów w obszarze ograniczonym w zarysie wymiarami cząsteczki. A więc na przykład fakt, że naftalen i azulen są trwałe, podczas gdy cyklodekapeentaen prawdopodobnie nie jest trwały, może częściowo mieć swą przyczynę w tym, że gdy 10 elektronów π jest zamkniętych w podłużnym pudle potencjału tworzą one dwa pierścienie, na obwodach których gęstość elektronów jest większa niż byłaby na obwodzie jednego pierścienia aproksymowanego kołem.

Opisane powyżej wyniki Platta są zaskakujące. Niemniej dziwne jest, widoczne z tablicy II, podobieństwo wyników, do których prowadzi teoria orbitali molekularnych i jednowymiarowa teoria swobodnego elektronu. Wiemy wprawdzie, że istnieje duża analogia między tymi dwoma metodami, niemniej jednak w metodzie FEMO zakłada się, że elektrony π poruszają się w stałym potencjale wzdłuż całego układu wiązań sprzężonych, podczas gdy w metodzie LCAO stan elektronu w pobliżu jakiegoś atomu jest opisywany atomową funkcją $2p_z$ tegoż atomu, a więc w metodzie orbitali molekularnych elektron w pobliżu atomu znajduje się w silnym polu kulombowskiego oddziaływania z jądrem tego atomu i pozostałymi, zlokalizowanymi przy tym jądrze elektronami.



Rys. 7. Wpływ kształtu potencjału na rozkład gęstości elektronów.

Platt wskazuje pewne uzasadnienie tego faktu. Na rys. 7 po lewej stronie u dołu mamy podany rozkład gęstości elektronu znajdującego się w stanie opisywanym funkcją ψ_1 w jednowymiarowym pudle potencjału. Funkcja falowa następnego stanu, któremu odpowiada energia E_2 musi być ortogonalna względem funkcji ψ_1 . A więc (por. rys. 2) funkcja ψ_2 będzie posiadała maksimum, następnie w połowie długości pudła zmieni ona znak i dalej wystąpi symetryczne minimum. Rozkład gęstości elektronu w tym stanie przedstawia funkcja ψ_2^2 . Funkcja $\Sigma\psi^2$ obrazuje nam sumaryczny rozkład gęstości dwóch elektronów, z których pierwszy znajduje się w stanie 1, a drugi w stanie 2. Wyobraźmy sobie teraz, że wewnątrz pudła występuje skok potencjału (prawa strona rys. 7). Im będzie on większy, tym bardziej maksimum funkcji ψ_1^2 będzie się przesuwawało w kierunku obszaru o niższym potencjale, by w granicznym przypadku

nieskończenie wielkiego skoku potencjału przyjmując położenie symetryczne względem prostej przechodzącej przez środek nowego zmniejszonego pułdła. Ponieważ jednak funkcja falowa ψ_2 musi być ortogonalna względem funkcji ψ_1 , więc z przesuwaniami się w lewo maksimum funkcji ψ_1^2 prawe maksimum funkcji ψ_2^2 musi rosnąć. W rezultacie, jeśli obliczymy $\Sigma\psi^2 = \psi_1^2 + \psi_2^2$ okaże się, jak to widzimy na rys. 7, że spowodowana skokiem potencjału deformacja rozkładu gęstości jednego elektronu zostaje częściowo skompensowana deformacją rozkładu gęstości drugiego elektronu. Im więcej mielibyśmy poziomów energetycznych obsadzonych elektronami, tym lepsza byłaby ta kompensacja. Obliczając następnie energię pierwszego przejścia elektronowego przekonalibyśmy się, że przy tak dużym skoku potencjału jaki jest przedstawiony na rys. 7, mimo bardzo dużej zmiany odstępów między poziomami 1 i 2, odstęp między poziomami 2 i 3, czyli odpowiadający pierwszemu wzbudzeniu, zmieni się zaledwie o 20%.

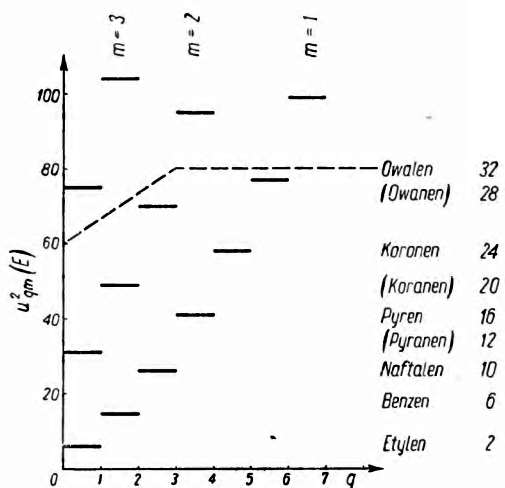
Wyniki te stają się bardziej zrozumiałe, gdy przypomnimy sobie, że jednoelektronowe funkcje falowe nie mają właściwie sensu fizycznego. Są one fikcją matematyczną, wygodnym materiałem, z którego możemy według znanych recept budować funkcje wieloelektronowe opisujące w przybliżeniu stan elektronów w cząsteczce. W zasadzie sens fizyczny ma mówienie tylko o rozkładzie gęstości wszystkich elektronów w cząsteczce, a ten jak widzieliśmy jest mało czułą funkcją potencjału.

Można by przytoczyć za P l a t t e m porównanie, że mamy tu analogiczną sytuację, jak na powierzchni oceanu — przebieg wielu zjawisk nie zależy zupełnie lub tylko w nieznacznym stopniu od kształtu dna.

Model P l a t t a prowadzi do jeszcze innych interesujących wniosków. Zakładając dla układu elektronów jakieś pole potencjału otrzymujemy pewien charakterystyczny rozkład poziomów energetycznych. Założenie, że elektrony w atomie poruszają się w kulombowskim polu jądra prowadzi, jak wiemy, do układu periodycznego pierwiastków. Analogicznie tutaj dla cząsteczek, zakładając pewien kształt potencjału, w którym poruszają się elektrony π , otrzymujemy poziomy energetyczne, które zgodnie z zakazem Pauliego możemy obsadzić elektronami. Różnym ilościom elektronów będą odpowiadały różne cząsteczki, których struktura elektronowa może w pewnych przypadkach wykazywać cechy analogiczne do struktury powłokowej elektronów w atomie i w ten sposób dawać coś w rodzaju „układu periodycznego“ pewnej grupy cząsteczek.

Rozpatrzmy to na przykładzie cylindrycznej studni potencjału. Energie i funkcje falowe są wówczas dane wzorami (17) i (18). Dla $q \neq 0$ poziomy energetyczne są dwukrotnie zdegenerowane. Na rys. 8 mamy te poziomy uporządkowane według rosnących energii. Najpierw występu-

ją trzy poziomy dla których $m = 1$, a q odpowiednio wynosi 0, 1, 2, następnie przychodzi poziom $m = 2$, $q = 0$, po nim $m = 1$, $q = 3$, z kolei $m = 2$, $q = 1$ itd. Poziomy dla których $q = 0$ obsadzamy każdy dwoma elektronami, pozostałe ($q \neq 0$) czterema elektronami. Gdy $m = 1$ wówczas nie mamy żadnej cylindrycznej powierzchni węzłowej i maksima gęstości radialnej elektronów występują tu tylko na obwodzie cząsteczki. A więc obsadzając kolejno pierwsze trzy poziomy otrzymujemy struktury elektronowe, które możemy przypisać odpowiednio cząsteczkom etylenu, benzenu i naftalenu. Następnny poziom wprowadza powierzchnię węzłową, która spowoduje pojawienie się atomów węgla (w obszarach odpowiadających drugiemu maksimum radialnej gęstości elektronów) nie leżących na obwodzie cząsteczki. Ponieważ jest to poziom, dla którego $q = 0$, więc wewnętrzna część cząsteczki ograniczona powierzchnią węzłową powinna mieć strukturę elektronową taką, jaka występuje w cząsteczce, dla której $m = 1$, $q = 0$, czyli w cząsteczce etylenu. Analogicznie, struktura wewnętrznej części cząsteczki, której elektrony obsadzają poziomy do $m = 2$, $q = 1$ powinna mieć strukturę elektronową odpowiadającą cząsteczce benzenu. Przejście do wyższych poziomów energetycznych bez zmiany radialnej liczby kwantowej $m = 1$ prowadzi więc do powiększenia ilości elektronów w obszarze zewnętrznym, natomiast pojawienie się nowych poziomów, dla których $m = 2$ prowadzi do powiększenia ilości elektronów w obszarze wewnętrznym. Obsadzenie poziomu $m = 3$ będzie odpowiadało pojawieniu się nowego obszaru wewnętrznego. Łatwo odgadnąć, że struktury elektronowe, w których najwyższym obsadzonym poziomem jest $m = 1$, $q = 3$; $m = 1$, $q = 4$ możemy przypisać odpowiednio cząsteczce pyrenu i koronenu; dla $m = 1$, $q = 5$ mielibyśmy cząsteczkę owalenu, jednak musimy tu założyć, że poziom ten leży niżej niż poziom $m = 3$, $q = 0$. Anomalie tego typu występują, jak wiemy, także dla atomów, gdzie np. po zapełnieniu w argonie poziomów 3p następny elektron wchodzi w atomie potasu na poziom 4s a nie 3d.

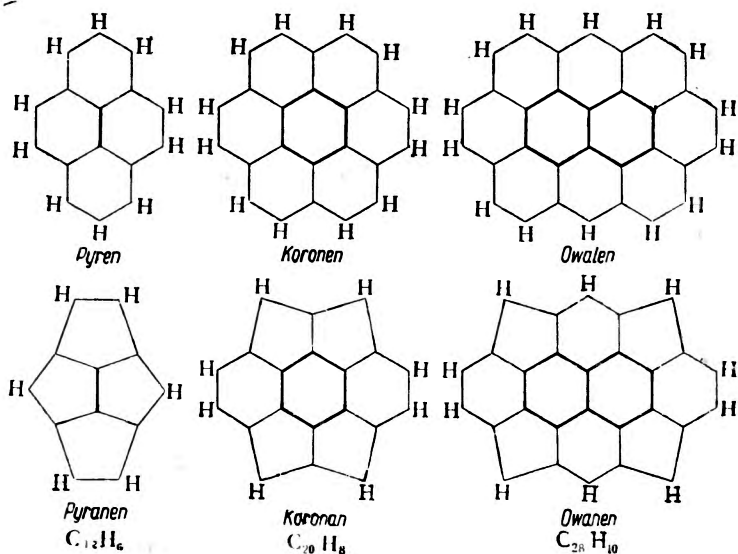


Rys. 8. Rozkład poziomów energetycznych dla cylindrycznej studni potencjału.

Pewien kłopot mamy ze zidentyfikowaniem pozostałych cząsteczek, posiadających odpowiednio 12, 20 i 28 elektronów π . Pierwsza z nich po-

winna mieć dwa wewnętrzne połączone ze sobą atomy węgla, w drugiej powinien wystąpić wewnętrzny pierścień benzenowy, w trzeciej naftalenowy. Tym nieznanym dotąd cząsteczkom Platt przypisuje struktury przedstawione poniżej i daje im nazwy pyranen, koranen i owanen. Znajomość struktury elektronowej pozwala przewidzieć niektóre własności tych cząsteczek.

Widzimy, że zastosowanie w teorii budowy cząsteczek tak niesłychanie prostego modelu jakim jest model pudłowy prowadzi do wielu interesujących wniosków dotyczących poziomów energetycznych, rozkładu gęstości elektronów, pozwala przewidywać istnienie nowych cząsteczek itp.



Rys. 9.

Należy jednak podkreślić, że wszystkie te wnioski mają w zasadzie tylko jakościowy charakter i jedynie w niewielu przypadkach możemy mówić o ilościowej zgodności z doświadczeniem.

Jedną z podstawowych wad omówionych teorii, utrudniającą porównanie ich wyników z doświadczeniem jest nieuwzględnienie spinu elektronów i wynikające stąd nierozróżnianie stanów singuletowych i tripletowych. Ta istotna wada teorii została usunięta dla układów o nierozgałęzionym łańcuchu wiązań sprzężonych przez S. Olszewskiego [8], który metodę swobodnego elektronu rozwinął analogicznie do nieempirycznej metody orbitali molekularnych, zastępując tylko orbitale molekularne (6) funkcjami falowymi swobodnych elektronów (5). Uwzględnienie spinu elektronów oraz oddziaływania między elektronami i tzw. oddziaływania konfiguracyjnego mogło nastąpić w tej metodzie znacznie pro-

ściej, niż w metodzie orbitali molekularnych, głównie z tego powodu, że funkcje falowe (5) nie prowadzą do żadnych całek wielocentrowych.

Teoria ta zastosowana do etylenu i butadienu doprowadziła do zadziwiająco dobrych wyników, lepszych niż otrzymane metodą orbitali molekularnych. Dla cząsteczki butadienu wyniki obu metod oraz doświadczalne są zamieszczone w tablicy III.

Tablica III
Elektronowe poziomy energetyczne
butadienu w eV.

Symetria stanu	Metoda orbitali molekularnych [9]	Metoda swobodnego elektronu [8]	Doświad.
1A_g	0	0	0
1B_u	7,21	5,62	6,0
1A_g	10,78	7,60	7,2
3B_u	1,05	4,16	—

Podaliśmy powyżej pewne wyniki, do których prowadzi w teorii budowy cząsteczek metoda swobodnego elektronu. Omówiliśmy jej wady i zalety. Bilans ich jest niewątpliwie dodatni. Wprawdzie metoda swobodnego elektronu nie rozwiązuje wielu problemów i jest chyba rzeczą bezsporną, że rozwój teorii budowy cząsteczek powinien iść w innym kierunku, niemniej przedstawione tu wyniki w połączeniu z prostotą tej metody świadczą o jej cennym wkładzie do teorii budowy cząsteczek.

Literatura

1. H. H. Jaffe, J. Chem. Phys., **20**, 1646 (1952).
2. K. Ruedenberg, Ch. W. Scherr, J. Chem. Phys. **21**, 1565, 1582 (1953).
3. H. Kuhn, Helv. Chim. Acta **31**, 141 (1948).
4. H. Kuhn, Helv. Chim. Acta **32**, 2247 (1949).
5. C. A. Coulson, Proc. Phys. Soc. **A66**, 652 (1953).
6. O. Schmidt, Z. Physik. Chem. **B39**, 59 (1938), **B42**, 83 (1939), **B44**, 185, 194 (1939), **B47**, 1 (1940).
7. J. R. Platt, J. Chem. Phys. **22**, 1448 (1954).
8. S. Olszewski, Acta Phys. Polon. **14**, 419 (1955).
9. C. A. Coulson, J. Jacobs, Proc. Roy. Soc. **206**, 287 (1951).

Zygmunt Galasiewicz

Zakład Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu im. Bolesława Bieruta

O wzbudzeniach elementarnych typu drgań plazmy^{*)}

Wstęp

Podstawowym zagadnieniem teorii ciała stałego jest zagadnienie wielu cząstek silnie oddziałujących. Przy dzisiejszych środkach analizy matematycznej nie da się ono rozwiązać w sposób dokładny. Rozwój metod przybliżonych prześledzimy pokrótce na teorii metali.

Teorie oparte na tzw. przybliżeniu adiabatycznym, opisującym podukład w metalu, można podzielić na „jednoelektronowe“ i „wieloelektronowe“. Podział ten związany jest z przybliżeniami, które polegają na pomijaniu względnie uśrednianiu takich czy innych oddziaływań.

Teorie „jednoelektronowe“ pomijają oddziaływanie między elektronami, zaś oddziaływanie między jonami z elektronami uśredniają do potencjału stałego, względnie periodycznego. Odpowiednio mamy do czynienia z teorią „gazu elektronowego“ S o m m e r f e l d a, względnie z teorią pasmową B l o c h a.

Okazuje się, że mimo licznych sukcesów teorie „jednoelektronowe“ na ogół nie dają takich prawidłowości, w których istotną rolę odgrywa postać widma energetycznego i konkretne wartości parametrów, które go określają. I tak dla szeregu wielkości obliczonych numerycznie otrzymuje się wartości liczbowe nieraz o kilka rzędów od danych doświadczalnych (p. np. B o n c z - B r u j e w i c z l. c.). Ponadto teorie te nawet jakościowo nie potrafią wyjaśnić zjawiska nadprzewodnictwa.

Braki teorii „jednoelektronowych“ można wyjaśnić tym, że pomijana energia oddziaływania między elektronami jest rzędu energii kinetycznej układu elektronów, a więc jest duża.

Teorie uwzględniające oddziaływanie między elektronami nazywamy „wieloelektronowymi“. Najciekawsze z nich oparte są na koncepcji tzw. „wzbudzeń elementarnych“. Między innymi na koncepcji wzbudzeń ele-

^{*)} W niniejszym artykule zakłada się znajomość artykułu przeglądowego B o n c z - B r u j e w i c z a, Y Ф Н, 61, 55 (1955) (tłum. na język polski: *Postępy Fizyki* 6, 615 (1955), względnie metody wzbudzeń elementarnych).

mentarnych oparty jest „biegunowy“ model metali. Ma on jednak istotne braki omówione np. w cytowanym już artykule Boncz-Brujewicza.

W związku z tym bardzo interesująca wydaje się metoda, w której jako wzbudzenia elementarne traktuje się lokalne zmiany gęstości (masy albo ładunku) w układzie wielu elektronów. Widmo energetyczne otrzymane przy pomocy tej metody składa się z gałęzi fermionowej i bozonowej. Gałąź bozonowa związana jest z drganiami kolektywnymi układu, tzw. drganiami typu drgań plazmy.

Metoda wzbudzeń elementarnych typu drgań plazmy jest obecnie rozwijana bardzo intensywnie. Wydaje się ona odpowiednim punktem wyjścia do stworzenia możliwie poprawnej teorii metali. Wobec tego rozwojowi tej metody poświęcimy obecnie więcej miejsca. Jej idei przewodniej należy, jak się wydaje, szukać przede wszystkim w pracach Blocha [1], Tomonagi [2], Własowa [3] oraz Bohma i Pinesa [4].

*

Wymienione powyżej prace omówimy pokrótce z punktu widzenia tego co wniosły one do metody wzbudzeń elementarnych typu drgań plazmy.

W pracy pierwszej rozpatruje Bloch klasycznie zagadnienie hamowania cząstek naładowanych przez atomy o wielu elektronach. Atom traktuje się na gruncie metody Thomasa-Fermiego jako kulę zdegenerowanego gazu Fermiego, opisanego przez statyczny rozkład gęstości elektronów. Nowym jest dynamiczne ujęcie zagadnienia. Polega ono na zastosowaniu hydromechanicznych równań ruchu do badania zmian rozkładu gęstości elektronów. Zmiany rozkładu gęstości powstają na skutek oddziaływania elektronów z cząstką hamowaną. W wyrażeniu na energię układu występuje człon związany z drganiami gęstości gazu Fermiego.

W pracy drugiej rozważane jest niekoherentne rozpraszanie promieni Roentgena na atomach o dużej ilości elektronów. Okazuje się, że posługując się podobnie jak poprzednio modelem Thomasa-Fermiego nie można wytłumaczyć tego zjawiska. Pod wpływem zaburzenia pochodzącego od promieni Roentgena rozkład gęstości zaczyna oscylować wokół średniego rozkładu, którym jest rozkład statyczny dany przez równanie Thomasa-Fermiego. Częstość drgań jest taka sama jak fali padającej, a więc nie zaobserwujemy rozpraszania niekoherentnego. W traktowaniu dynamicznym zagadnienia idzie autor o krok dalej niż w pracy pierwszej przyjmując, że oscylacje wokół średniego rozkładu istnieją już

w równowadze. Przy tym założeniu posługując się aparatem mechaniki kwantowej, otrzymuje poprawne wzory dla niekoherentnego rozpraszania.

Uważając ten sukces za potwierdzenie swojej koncepcji autor rozwija ją dalej opierając się na pracy Einsteina [5] poświęconej zjawisku Tyndalla. Rozważane są tam fluktuacje gęstości cieczy, będące przyczyną tego zjawiska. Jako zmienne dynamiczne, które opisują układ, przyjęto fourierowskie współczynniki $\varrho_{\mathbf{k}}$ (odchylenia od przestrzennie jednorodnego rozkładu cząstek) rozwinięcia gęstości cieczy. Ponieważ ciecz nie jest traktowana jako kontinuum, nie można, ściśle biorąc, mówić o gęstości cieczy w jakimś punkcie, a tylko o średniej gęstości w obszarze, którego wymiary są duże w porównaniu ze średnią odległością między cząstkami. Wobec tego współczynniki $\varrho_{\mathbf{k}}$ dla $|\mathbf{k}|$ większych od pewnej wielkości granicznej nie mają znaczenia z punktu widzenia fizycznego. Dokładniej ta wartość graniczna nie jest określona. (Wspomnieliśmy o dokonanym tu „obcięciu“, ponieważ w szeregu prac, o których będzie dalej mowa, istotna jest konieczność przyjęcia podobnego „obcięcia“). W swojej pracy wprowadza Bloch jako zmienne dynamiczne składowe fourierowskie operatora $\varrho = \psi^+\psi$ (amplitudy drgań gęstości wywołane przez rozchodzenie się fal elastycznych, względnie dźwiękowych). Operatory ψ spełniają fermionowe relacje przemienności. Pracę swą kończy autor uwagą, że postara się specjalnie powrócić do zagadnienia, czy i jak dalece można mówić o skwantowanych falach dźwiękowych zamiast o gazie swobodnych fermionów.

Do zagadnienia tego, o ile wiadomo, Bloch nie powrócił. Natomiast w przypadku jednowymiarowym rozwiązał je Tomonaga [2]. Wykazał on, że amplitudy fourierowskie operatora $\varrho = \psi^+\psi$, ϱ_n^+ i ϱ_n^- (utworzone z amplitud fourierowskich operatora fermionowego ψ) spełniają przy pewnych założeniach bozonowe relacje przemienności. Ciekawe, że między innymi istotne jest założenie, że w układzie nie ma fal dźwiękowych krótszych od średniej odległości między cząstkami. A więc występuje „obcięcie“ na pewnej długości fali. Założenia, o których wspomnieliśmy, prowadzą ponadto do prostej zależności od czasu składowych fourierowskich operatora gęstości. To pozwala znaleźć Hamiltonian układu fal dźwiękowych, który dobieramy tak, by komutując z operatorami ϱ_n^+ , ϱ_n^- dawał znalezione uprzednio zmiany czasowe tych operatorów. W ten sposób dochodzimy do Hamiltonianu swobodnych fermionów wyrażonego biliniowo przez operatory opisujące pole bozonowe. Dalej autor wykazuje, że tak dobrany Hamiltonian jest rzeczywiście równy Hamiltonianowi swobodnych fermionów. Ponieważ oddziaływanie między fermionami da się przedstawić biliniowo przy pomocy operatora ϱ , zatem cały

Hamiltonian oddziałujących fermionów da się wyrazić biliniowo przez operatory opisujące pole bozonowe. Dzięki temu ominięta została jedna z zasadniczych trudności przy obliczaniu wartości własnych operatora energii spowodowana tym, że człon odpowiadający oddziaływaniu między fermionami jest wyrażony bikwadratowo przez operatory ψ .

Niestety metody tej nie udało się uogólnić na trzy wymiary. Ponadto mimo ciekawych z formalnego punktu rachunków wydaje się, że całkowite wyeliminowanie z widma energetycznego „gałęzi fermionowej“ nie jest wskazane.

Obecnie zapoznamy się z ideami zawartymi w pracach Własowa. Podchodzi on do zagadnienia wielu cząstek silnie oddziałujących od innej strony niż to zrobiono w pracach Blocha i Tomonagi. W rozważaniach Własowa dużo miejsca poświęcono plazmie jako bardzo ważnemu układowi wieloelektronowemu. Wykazał on, że stosowane dotychczas w klasycznych rozważaniach równanie Boltzmanna nie jest słuszne dla układu wielu cząstek oddziałujących według prawa Coulomba. Jest to spowodowane tym, że siły kulombowskie są dalekozasięgowe, podczas gdy metoda gazowo-kinetyczna związana z równaniem Boltzmanna uwzględnia oddziaływania, które można by nazwać „bliskimi“. Traktuje się je przy pomocy teorii zderzeń. Wobec tego autor zwraca uwagę na konieczność opracowania metody, która oprócz oddziaływań „bliskich“ uwzględniałaby też pomijane dotąd oddziaływania „dalekie“. Oddziaływania „bliskie“ związane byłyby z odległościami mniejszymi od średniej odległości między cząstkami, a „dalekie“ z większymi.

Opierając się na badaniach doświadczalnych, które wykazały istnienie tzw. drgań kolektywnych w plazmie (Tonks i Langmuir [6]) zaproponował autor nowe równanie (tzw. równanie Własowa). Ma ono opisywać układ wielu cząstek silnie oddziałujących i uwzględniać oddziaływanie „dalekie“ nazwane inaczej „kolektywnymi“. Okazuje się, że zaproponowane równanie opisuje między innymi kolektywne drgania plazmy z częstością Langmuira. Ponadto Własow wykazuje, że uwzględnienie oddziaływań „dalekich“ prowadzi na gruncie zapostulowanego przez niego równania do niemożliwości rozchodzenia się w układzie fal o nieskończenie wielkich częstościach i liczbach falowych („obcięcie“ na pewnej liczbie falowej), że własności oscylacyjne istnieją nie tylko dla sił kulombowskich, ale ogólnie dla sił centralnych odpychających, oraz, że można otrzymać kryterium na periodyczność struktury rozważanego układu.

Bohm i Pines rozpatrują układ wielu oddziałujących elektronów badając fluktuacje gęstości zachodzące w układzie. Jest on opisywany przy pomocy składowych fourierowskich gęstości. Autorzy rozdzielają fluktuacje gęstości na dwie części:

a) drgania kolektywne układu jako całości tzw. drgania plazmy,

b) bezładny ruch cieplny oddzielnych elektronów. Odnosi się on do indywidualnych elektronów, otoczonych poruszającą się chmurą elektronów, która ekranuje pole kulombowskie wewnątrz mniejszych od pewnej długości λ_D . Ten podział fluktuacji gęstości (którego nie można zresztą ostro przeprowadzić) związany jest z rozdzieleniem oddziaływania kulombowskiego na „bliskie“ i „dalekie“. Tak więc drgania kolektywne o tzw. częstości *Langmuira* nie istnieją w obszarach mniejszych od λ_D — debeyowskiej długości fali. (Wielkość ta została wprowadzona w związku ze zjawiskiem ekranowania zachodzącym w silnie zjonizowanych elektrolitach (Debye i Hückel [7]). A więc wielkość λ_D rozdziela nam oddziaływanie kulombowskie na „dalekie“ i „bliskie“, jest ona tym mniejsza im większa jest gęstość elektronów.

Wydaje się, że zreferowane tu prace były tymi ogniwami, które w znacznej mierze doprowadziły do koncepcji wzbudzeń elementarnych typu drgań plazmy w układach oddziałujących fermionów. Koncepcje te przedstawione są w pracach Zubariewa [8] i Bohma i Pinesa [9], a dalej rozwinięte przez Hubbarda [10] i Kanazewę [11].

Metoda zmiennych „dodatkowych“

Z wymienionych powyżej prac najwięcej miejsca poświęcimy pracom Zubariewa. Temat i metoda rozwiązywania zagadnienia zostały podane przez Bogolubowa. Nasunęły się one w związku z rozważaniem zjawiska nadciekłości (Bogolubow [12] druga praca niepublikowana). W pracach tych rozpatrywany był układ słabo oddziałujących bozonów. Okazało się, że w pobliżu zera absolutnego wzbudzenia elementarne mają charakter fononowy (bozonowy). Powstało wobec tego pytanie, czy w układzie oddziałujących fermionów można wyodrębnić między innymi wzbudzenia elementarne o charakterze bezonowym. Zaproponowaną metodę rozwiązywania nazwano metodą zmiennych „dodatkowych“. Została ona podana w dwóch wariantach, które nazwiemy „niehermitowskim“ (Zubariew [8a]) i „hermitowskim“ (Zubariew [8b]). Istotnym w tej metodzie jest wprowadzenie do funkcji falowej układu N oddziałujących fermionów tzw. zmiennych „dodatkowych“. W wariacie „niehermitowskim“ zmiennymi tymi są składowe fourierowski p_k operatora gęstości ładunku układu*):

*) Zubariew wprowadza odpowiedni czynnik normujący tak, że

$$q_k = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j_1}^N e^{i k r_{j_1}}$$

W niniejszym artykule szereg rachunków wykonano inaczej niż w pracy Zubariewa. Nie zmienia to jednak ani myśli przewodniej ani ostatecznych wyników.

$$\varrho(\mathbf{r}) = -e \sum_{j=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) = \sum_{\mathbf{k}, j} \varrho_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \quad (1)$$

Porównując odpowiednie składowe rozwinięcia otrzymujemy dla jednostkowej objętości:

$$\varrho_{\mathbf{k}} = -e \sum_{j=1}^N e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_j}, \quad \varrho_{\mathbf{k}}^+ = \varrho_{-\mathbf{k}}. \quad (2)$$

Zmienne dodatkowe wprowadzone do funkcji falowej jako zmienne dynamiczne mają opisywać tzw. ruch kolektywny. W związku z omawianymi poprzednio pracami istnieją sugestie, że ruch kolektywny istnieje nie dla wszystkich \mathbf{k} , lecz dla takich, że $k = |\mathbf{k}| \leq k_0$. Wielkość k_0 na której następuje „obcięcie“ nie jest na razie dokładniej określona, poza tym, że jest skończona. Wobec tego w funkcji falowej układu, o której mówimy, że jest dana w reprezentacji „mieszanej“ występuje zmienne $\varrho_{\mathbf{k}}$ tylko dla $k \leq k_0$ (ponadto $k \neq 0$).

Rozpatrywany układ N oddziałujących fermionów opisywany jest przez równanie Schrödingera:

$$i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = H\varphi = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{j=1}^N \nabla_{\mathbf{r}_j}^2 + \frac{1}{2} \sum_{j_1 \neq j_2} V(|\mathbf{r}_{j_1} - \mathbf{r}_{j_2}|) \right\} \varphi. \quad (3)$$

Pierwszy człon z prawej strony jest operatorem energii kinetycznej układu, a drugi człon operatorem energii potencjalnej. Rozważane są energie potencjalne związane z siłami centralnymi. W naszym przypadku ograniczymy się do sił kulombowskich.

Funkcji falowej układu φ szukamy w postaci

$$\varphi(\mathbf{r}_1, \sigma_1, \dots, \mathbf{r}_N, \sigma_N, t / \dots, \varrho_{\mathbf{k}} \dots) \quad (4)$$

gdzie \mathbf{r} , σ są współrzędnymi przestrzennymi oraz spinami elektronów, a $\varrho_{\mathbf{k}}$ ($k \leq k_0$) zmiennymi „dodatkowymi“.

Przechodząc do rozwinięcia fourierowskiego oddziaływania kulombowskiego rozdzielamy je na „dalekie“ i „bliskie“ ($k \leq k_0$, $k > k_0$):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{j_1 \neq j_2} V(|\mathbf{r}_{j_1} - \mathbf{r}_{j_2}|) &= \frac{1}{2} \sum_{j_1 \neq j_2} \sum'_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} \frac{4\pi e^2}{k^2} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}_{j_1} - \mathbf{r}_{j_2})} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{j_1 \neq j_2} \sum'_{\mathbf{k} (k > k_0)} \frac{4\pi e^2}{k^2} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}_{j_1} - \mathbf{r}_{j_2})} \end{aligned} \quad (5)$$

W sumie pierwszej zaznaczyliśmy, że człon dla $k = 0$ został wyłączony, ponieważ przyjmujemy odpowiednio uśredniony, stały potencjał pochodzący od dodatniego ładunku jonów.

Oddziaływanie „dalekie“ ($k \leq k_0$) wyrażamy przy pomocy zmiennych „dodatkowych“ ϱ_k :

$$\frac{1}{2} \sum_{j_1 \neq j_2} \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} \frac{4\pi e^2}{k^2} e^{i\mathbf{k}(r_{j_1} - r_{j_2})} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} \frac{4\pi}{k^2} \varrho_{\mathbf{k}} \varrho_{-\mathbf{k}} - \frac{1}{2} \sum_{k \leq k_0} \frac{4\pi e^2}{k^2} N, \quad (6)$$

Jak widać przy pomocy operatorów $\varrho_{\mathbf{k}}$ oddziaływanie to jest przedstawione biliniowo.

Jeśli uwzględnimy, że funkcja falowa φ zależy od współrzędnych \mathbf{r} explicite i poprzez $\varrho_{\mathbf{k}}$ to równanie Schrödingera w „mieszanej“ reprezentacji ma postać:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = & \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{j/1}^N \nabla_{r_j}^{\prime 2} + \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} \left[\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \left(-e^2 N \frac{\partial^2}{\partial \varrho_{\mathbf{k}} \partial \varrho_{-\mathbf{k}}} + \varrho_{\mathbf{k}} \frac{\partial}{\partial \varrho_{\mathbf{k}}} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2\pi}{k^2} \varrho_{\mathbf{k}} \varrho_{-\mathbf{k}} - \frac{2\pi e^2}{k^2} N \right] \frac{\hbar^2 e}{m} \sum_{j/1}^N \sum_{\mathbf{k} (k \geq k_0)} e^{-i\mathbf{k}r_j} \left(\mathbf{k}, i \frac{\partial}{\partial r_j} \right) \frac{\partial}{\partial \varrho_{\mathbf{k}}} + \right. \\ & \left. + \frac{e^2 \hbar^2}{2m} \sum_{j/1}^N \sum_{\substack{\mathbf{k}_1 (k_1 \leq k_0) \\ \mathbf{k}_2 (k_2 \leq k_0) \\ \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 0}} (\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2) e^{-(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) r_j} \frac{\partial^2}{\partial \varrho_{\mathbf{k}_1} \partial \varrho_{\mathbf{k}_2}} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \sum_{j_1 \neq j_2} \sum_{\mathbf{k} (k > k_0)} \frac{4\pi e^2}{k^2} e^{i\mathbf{k}(r_{j_1} - r_{j_2})} \right\} \varphi \quad (7) \end{aligned}$$

$\nabla_{r_j}^{\prime 2}$ oznacza różniczkowanie po \mathbf{r}_j występujących w funkcji φ explicite. Energię kulombowską wyraziliśmy posługując się wzorami (5) — (6).

Okazuje się, że operator występujący po prawej stronie równania (7) i działający na funkcję falową φ nie jest hermitowski. Wiąże się to z tym, że przejście do reprezentacji „mieszanej“ nie jest przekształceniem kanonicznym. Po pewnych dalszych przekształceniach można uzyskać w Hamiltonianie człon odpowiadający drganiom, które mają charakter bozonowy, opisują one ruch kolektywny układu.

Metoda zmiennych „dodatkowych“ została dzięki sugestiom Migdała i Galickiego zmodyfikowana (Zubariw [8b]). Tę modyfikację nazwaliśmy wariantem „hermitowskim“. Przedstawimy go teraz nieco dokładniej. Warto jest zaznaczyć, że jeśli chodzi o najistotniejsze człony Hamiltonianu to oba warianty w zasadzie pokrywają się. Ponadto wariant „niehermitowski“ został z powodzeniem zastosowany do teoretycznego rozważania zjawiska nadciekłości (Bogolubow i Zubariw [13]).

Zgodnie z zapowiedzią omówimy obecnie dokładniej zmodyfikowaną metodę zmiennych „dodatkowych“. Hamiltonian układu oddziałujących elektronów zapisujemy w postaci:

$$\sum_{j/1}^N \frac{p_j^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{j_1 \neq j_2} \sum_{\mathbf{k}}' \frac{4\pi e^2}{k^2} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}_{j_1} - \mathbf{r}_{j_2})} \quad (8)$$

Funkcja falowa układu zależy od zmiennych \mathbf{r} , σ oraz od pewnych zmiennych „dodatkowych“ $Q_{\mathbf{k}}$ ($k \leq k_0$), które mają odpisywać ruch kolektywny układu. Ponadto na funkcję falową nałożony jest warunek uboczny:

$$Q_{\mathbf{k}} \varphi(\mathbf{r}_1, \sigma_1, \dots, \mathbf{r}_N, \sigma_N, t / \dots, Q_{\mathbf{k}} \dots) = 0. \quad (9)$$

Jak się przekonamy wprowadzone do funkcji falowej zmienne „dodatkowe“ będą dzięki wprowadzeniu warunku ubocznego w prosty sposób związane ze składowymi $Q_{\mathbf{k}}$.

Hamiltonian (9) oraz warunek uboczny (10) przekształcony przy pomocy transformacji unitarnej:

$$U = e^{-\frac{i}{\hbar} \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} P_{\mathbf{k}} Q_{\mathbf{k}}}, \quad (10)$$

gdzie $P_{\mathbf{k}} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial Q_{\mathbf{k}}}$ jest kanonicznie sprzężone do $Q_{\mathbf{k}}$, a $P_{\mathbf{k}}$ dano wzorem (2). Przekształcenie to sprowadzi nam Hamiltonian do postaci w której wystąpią zmienne $Q_{\mathbf{k}}$ i $P_{\mathbf{k}}$. W ten sposób w Hamiltonianie wystąpią explicite człony odpowiadające ruchowi kolektywnemu.

Podobnie jak poprzednio przedstawiamy oddziaływanie kulombowskie „dalekie“ przy pomocy składowych $Q_{\mathbf{k}}$ ($k \leq k_0$) operatora gęstości (wzory [5] — [6]).

Transformacja (10) zależy od \mathbf{r}_j poprzez $Q_{\mathbf{k}}$, natomiast nie zależy od pędów \mathbf{p}_j . Jest więc ona przemienna z operatorem energii potencjalnej. Wobec tego aby przekształcić przy pomocy transformacji (10) Hamiltonian (8) wystarczy rozpatrzeć przekształcenie operatora energii kinetycznej. Posłużymy się przy tym następującym związkiem:

$$p_j^2 f(\mathbf{r}_j) = f(\mathbf{r}_j) p_j^2 - 2i\hbar (\nabla_{\mathbf{r}_j} f(\mathbf{r}_j), \mathbf{p}_j) - \hbar^2 \nabla_{\mathbf{r}_j}^2 f(\mathbf{r}_j). \quad (11)$$

Wtedy

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m} \sum_{j/1}^N U p_j^2 U^+ &= \sum_{j/1}^N \frac{p_j^2}{2m} - \frac{i e}{m} \sum_{j/1}^N \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} P_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_j} \mathbf{k} \left(\frac{\hbar \mathbf{k}}{2} - \mathbf{p}_j \right) + \\ &- \frac{e^2}{2m} \sum_{j/1}^N \sum_{\substack{\mathbf{k}_1 (k_1 \leq k_0) \\ \mathbf{k}_2 (k_2 \leq k_0)}} P_{\mathbf{k}_1} P_{\mathbf{k}_2} (\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2) e^{-i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)\mathbf{r}_j}. \end{aligned} \quad (12)$$

Przy wypisywaniu całego Hamiltonianu z ostatniego wyrazu (12) wydzielmy człony dla $k_1 + k_2 = 0$, ($k_1 = -k_2 = k$). Jak widać nie będą one zależały od współrzędnych cząstek. Wobec tego

$$\begin{aligned}
 H' = UHU^+ = & \sum_{j_1}^N \frac{p_{j_1}^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{j_1+j_2} \sum_{k(k > k_0)} \frac{4\pi e^2}{k^2} e^{i k (r_{j_1} - r_{j_2})} + \\
 & + \frac{e^2 N}{2m} \sum_{k(k \leq k_0)} k^2 P_k \dot{P}_{-k} + \sum_{k(k \leq k_0)} \frac{2\pi}{k^2} \varrho_k \varrho_{-k} - \frac{1}{2} \sum_{k \leq k_0} \frac{4\pi e^2}{k^2} N + \\
 & - \frac{i e}{m} \sum_{k(k \leq k_0)}^N e^{-i k r_j} P_k k \left(\frac{\hbar k}{2} - p_j \right) + \\
 & - \frac{e^2}{2m} \sum_{j_1}^N \sum_{\substack{k_1(k_1 \leq k_0) \\ k_2(k_2 \leq k_0) \\ k_1 + k_2 \neq 0}} P_{k_1} P_{k_2} (k_1 k_2) e^{-i (k_1 + k_2) r_j}
 \end{aligned} \quad (13)$$

Obecnie przekształcimy warunek uboczny (10). Można go napisać w postaci:

$$Q'_k \varphi' = 0 \text{ gdzie } Q'_k = U Q_k U', \varphi' = U \varphi. \quad (14)$$

Jeśli pamiętamy, że U jest funkcją od P_k i skorzystamy ze związku to

$$U^+(P_k) Q_k - Q_k U^+(P_k) = -i \hbar \frac{\partial}{\partial P_k} U^+(P_k) \quad (15)$$

to

$$\begin{aligned}
 Q'_k \varphi' = e^{-\frac{i}{\hbar} \sum_{k(k \leq k_0)} P_k \varrho_k} Q_k e^{\frac{i}{\hbar} \sum_{k(k \leq k_0)} P_k \varrho_k} \varphi' = \\
 = (Q_k - \varrho_k) \varphi' = 0 \text{ dla } k \leq k_0
 \end{aligned} \quad (16)$$

Jest to właśnie związek pomiędzy zmiennymi Q_k a fourierowskimi składowymi operatora gęstości (które były zmiennymi „dodatkowymi“ w wariancie „niehermitowskim“). Na mocy tego związku można do operatora, który ma działać na funkcję falową φ' wprowadzić zamiast operatorów ϱ_k operatory Q_k .

Wydzielamy z Hamiltonianu (13) człon, który po skorzystaniu z warunku ubocznego (16) ma postać:

$$H_{\text{osc}} = \frac{1}{2} \sum_{k(k \leq k_0)} \left\{ \frac{e^2 N}{m} k^2 P_k P_{-k} + \frac{4\pi}{k^2} Q_k Q_{-k} \right\}. \quad (17)$$

Jak widać zależy on jedynie od zmiennych dodatkowych mających opisywać ruch kolektywny i wielkości kanonicznie do nich sprzężonych. Przechodzimy do nowych zmiennych (q_k, p_k):

$$P_k = \frac{1}{\lambda_k} p_k, Q_k = \lambda_k q_k \text{ gdzie } \lambda_k^2 = \frac{e^2 N}{m} k^2. \quad (18)$$

Stąd

$$H_{\text{osc}} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} (p_{\mathbf{k}} p_{-\mathbf{k}} + \omega^2 q_{\mathbf{k}} q_{-\mathbf{k}}) \quad (19)$$

gdzie $\omega = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}}$ jest częstością tzw. langmuirowskich drgań plazmy.

Przechodzimy dalej poprzez związki:

$$q_{\mathbf{k}} = -\sqrt{\frac{\hbar}{2\omega}} (b_{\mathbf{k}} + b_{-\mathbf{k}}^+), p_{\mathbf{k}} = i\sqrt{\frac{\hbar\omega}{m}} (b_{-\mathbf{k}} + b_{\mathbf{k}}^+) \quad (20)$$

do reprezentacji obsadzeń bozonów. Operatory $b_{\mathbf{k}}$ spełniają następujące relacje przemienności:

$$\begin{aligned} b_{\mathbf{k}_1} b_{\mathbf{k}_2}^+ - b_{\mathbf{k}_2}^+ b_{\mathbf{k}_1} &= \delta_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \\ b_{\mathbf{k}_1} b_{\mathbf{k}_2} - b_{\mathbf{k}_2} b_{\mathbf{k}_1} &= 0 \\ b_{\mathbf{k}_1}^+ b_{\mathbf{k}_2}^+ - b_{\mathbf{k}_2}^+ b_{\mathbf{k}_1}^+ &= 0 \end{aligned} \quad (21)$$

Wstawiamy związki (20) do (19) i po skorzystaniu z (21) otrzymujemy:

$$H_{\text{osc}} = \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} \hbar\omega (b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} + 1/2). \quad (22)$$

Jest to Hamiltonian drugiego kwantowania oscylatorów harmoniczych drgających z częstością Langmuira. Opisują one ruch kolektywny układu — wzbudzenia elementarne typu drgań plazmy. Kwanty związane z tymi drganiami podlegają statyce Bosego. Człon

$$\sum_{j/1}^N \frac{p_j^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{j_1 \neq j_2} \sum_{\mathbf{k} (k > k_0)} \frac{4\pi e^2}{k^2} e^{i\mathbf{k}(r_{j_1} - r_{j_2})} \quad (23)$$

przedstawia fermiony oddziałujące z sobą za pośrednictwem potencjału kulombowskiego „bliskiego“. W porównaniu z potencjałem kulombowskim całkowitym jest to potencjał silnie „obcięty“, krótkozasięgowy.

Energie oddziaływania cząstek z drganiami kolektywnymi opisuje wyraz:

$$\begin{aligned} H_I = H_I^{(1)} + H_I^{(2)} &= -\frac{ie}{m} \sum_{j/1}^N \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} e^{-i\mathbf{k}r_j} P_{\mathbf{k}} \mathbf{k} \left(\frac{\hbar\mathbf{k}}{2} - \mathbf{p}_j \right) + \\ &- \frac{e^2}{2m} \sum_{\substack{\mathbf{k}_1 (k_1 \leq k_0) \\ \mathbf{k}_2 (k_2 \leq k_0) \\ \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \neq 0}} P_{\mathbf{k}_1} P_{\mathbf{k}_2} (\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2) \sum_{j/1}^N e^{-i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)r_j} \end{aligned} \quad (24)$$

W członie $H_I^{(2)}$ można by sumę po j zastąpić przez $\varrho_{\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2}$ i dla $|\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2| \leq k_0$ zastąpić na mocy warunku ubocznego przez $Q_{\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2}$. Tak wydzielone z $H_I^{(2)}$ człony opisują oddziaływanie między bozonami*).

Korzystając ze związków (18) i (20) wyrażamy H_I przez operatory $b_{\mathbf{k}}$.

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{f}} a_{\mathbf{f}} e^{i\mathbf{f}\mathbf{r}} \quad (25)$$

Ponadto wprowadzając kwantowane funkcje falowe spełniające fermionowe relacje przemienności, możemy Hamiltonian (13) otrzymać w postaci:

$$\begin{aligned} H' = & \sum_{\mathbf{f}} \frac{\hbar^2 f^2}{2m} a_{\mathbf{f}}^+ a_{\mathbf{f}} + \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} \hbar \omega \left(b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k} \leq k_0} \frac{4\pi e^2}{k^2} N + \\ & + \frac{e}{m} \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} \sum_{\mathbf{f}} \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega} \right)^{1/2} \varepsilon_{\mathbf{k}} \left(\frac{\hbar\mathbf{k}}{2} - \hbar\mathbf{f} \right) (b_{-\mathbf{k}} - b_{\mathbf{k}}^+) a_{\mathbf{f}-\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{f}} + \\ & + \frac{e^2}{2m} \sum_{\substack{\mathbf{k}_1 (k_1 \leq k_0) \\ \mathbf{k}_2 (k_2 \leq k_0) \\ \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \neq 0}} \left(\frac{2\pi k}{\omega} \right) (\varepsilon_{\mathbf{k}_1} \varepsilon_{\mathbf{k}_2}) (b_{-\mathbf{k}_1} - b_{\mathbf{k}_1}^+) (b_{-\mathbf{k}_2} - b_{\mathbf{k}_2}^+) a_{\mathbf{f}-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2}^+ a_{\mathbf{f}} \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k} (k > k_0)} \frac{4\pi e^2}{k^2} \sum_{\mathbf{f}_1, \mathbf{f}_2} a_{\mathbf{f}_1}^+ a_{\mathbf{f}_2}^+ a_{\mathbf{f}_2 + \mathbf{k}} a_{\mathbf{f}_1 - \mathbf{k}} \end{aligned} \quad (26)$$

($\varepsilon_{\mathbf{k}}$ jest wektorem jednostkowym w kierunku wektora \mathbf{k}).

Tak więc okazuje się, że Hamiltonian układu elektronów (fermionów) oddziałujących według prawa Coulomba po nałożeniu warunku ubocznego na funkcję falową, równoważny jest Hamiltonianowi fermionów i bozonów. Fermiony oddziałują ze sobą poprzez „bliski“ (obcięty) potencjał kulombowski. Ponadto fermiony oddziałują z bozonami, które są kwantami o energii $\hbar\omega$, gdzie ω jest częstością langmuirowskich drgań plazmy. A więc stosując metodę zmiennych „dodatkowych“ udało się w Hamiltonianie układu oddziałujących fermionów wydobyć wzbudzenia elementarnego typu bozonowego. Dzięki temu przybliżone obliczenie wartości własnych operatora energii jest łatwiejsze, bo najistotniejsza część Hamiltonianu H'

$$H'_0 = \sum_{\mathbf{f}} \frac{\hbar^2 f^2}{2m} a_{\mathbf{f}}^+ a_{\mathbf{f}} + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k} (k \leq k_0)} \left(b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \right)$$

jest diagonalna.

*) W tym miejscu w pracy Zubariewa jest pomyłka. Nie wydzielił on z sumowania członów dla których $|\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2| \leq k_0$, wobec tego nie może korzystać z warunku ubocznego (16). Gdyby w jego sumowaniach dodał ten warunek na $|\mathbf{k}|$ to trzeba by wypisać pozostałe człony, które dają oddziaływanie fermionów z bozonami.

Metoda opisu kolektywnego

Obecnie omówimy krótko metodę opisu kolektywnego podaną przez B o h m a i P i n e s a [9]. Metoda ta podobnie jak metoda zmiennych „dodatkowych“ została zastosowana do układu oddziałujących elektronów. Energia tego układu dana jest przez Hamiltonian:

$$H = \sum_{j=1}^N \frac{\left(\mathbf{p}_j + \frac{e}{c} \mathbf{A}(r_j) \right)^2}{2m} + \frac{1}{8\pi} \int E^2 dv - 1/2 \sum_k \frac{4\pi e^2}{k^2} N \quad (27)$$

\mathbf{E} jest podłużnym polem elektrycznym, \mathbf{A} potencjałem wektorowym tego pola. Hamiltonian przedstawia energię elektronów poruszających się w podłużnym polu elektrycznym oraz energię tego pola. Na funkcję falową układu nałożony jest warunek uboczny (stwierdzający, że źródłem pola jest ładunek elektronów ϱ):

$$(\operatorname{div} \mathbf{E} - 4\pi\varrho) \Phi = 0. \quad (28)$$

Warunek ten można również napisać w postaci związków dla poszczególnych składowych fourierowskich. W hamiltonianie (27) przechodzimy do rozwinięć fourierowskich pola \mathbf{E} i potencjału \mathbf{A} (odpowiednie składowe rozwinięcia p_k i q_k są sprzężone kanonicznie). Warunek uboczny i Hamiltonian zostają poddane transformacji unitarnej, w której występują operatory q_k i ϱ_k dla $k > k_c$ (k_c wyznacza się potem z żądania, by energia najniższego stanu energetycznego, zależna od k_c jak od parametru, była możliwie najmniejsza). Po skorzystaniu z przetransformowanego warunku ubocznego (który dla $k \leq k_c$ pozostaje niezmienny, a nową postać przybiera dla $k > k_c$) otrzymujemy w Hamiltonianie człony zależne od współrzędnych cząstek oraz od zmiennych q_k (dla $k < k_c$) nazwanych zmiennymi kolektywnymi. Poszczególne człony hamiltonianu opisują: fermiony oddziałujące poprzez „ekranowany“ (krótkozasięgowy) potencjał kulombowski, drgania kolektywne układu (z częstością L a n g m u i r a) mające charakter bezonowy i oddziaływanie fermionów z bezonami.

Można pokazać (Galasiewicz [14]), że metoda zmiennych „dodatkowych“ podana w pracy Zubariewa [8b] i metoda opisu kolektywnego podana w pracy B o h m a i P i n e s a [9], (przy założeniu $k_o = k_c$) są dokładnie równoważne. Istnieje transformacja unitarna, która przeprowadza hamiltonian otrzymany jedną metodą w hamiltonian otrzymany drugą metodą.

Zaletą pracy Z u b a r i e w a jest przyjęcie ogólnego potencjału prowadzącego do dowolnych sił centralnych oraz wyjście z koncepcji wzbudzeń elementarnych i konsekwentne traktowanie pracy jako rozwoju idei

wzbudzeń elementarnych. Natomiast zaletą pracy Bohma i Pinesa jest rozwinięcie strony rachunkowej przy dalszych przekształceniach i szacowaniach. Daje to możliwość otrzymania wielu wyników jakościowych oraz wyników numerycznych. Są one podane w pracy Pinesa [15]. Wyniki numeryczne uzyskano z obliczenia energii najniższego stanu energetycznego układu. Z punktu widzenia drgań kolektywnych stan ten odpowiada drganiom zerowym oraz oddziaływaniu fermionów z drganiami zerowymi. Między innymi obliczono energię korelacji dla metali alkalicznych, otrzymując zgodność z wynikami Wignera. Na wynikach Bohma i Pinesa opiera się praca Fröhlicha i Pelzera [16]. Autorzy zwracają uwagę na pewne związki między tzw. drganiami plazmy w metalach a stałymi optycznymi tych metali.

Wzbudzenia elementarne typu drgań plazmy a teoria metali

Z punktu widzenia rozwoju teorii metali metody podane przez Zubarięwa oraz Bohma i Pinesa są rozwinięciem teorii jednoelektronowej, teorii „gazu elektronowego” Sommerfelda. Mianowicie przybliżenie jest nadal adiabatyczne, bo wyodrębniamy w metalu podukład elektronów. Potencjał jonów jest uśredniony do stałego, tak, że kompensuje średni potencjał oddziaływania między elektronami. Natomiast uwzględnione jest oddziaływanie między elektronami, a więc teoria jest „wieloelektronowa“.

Ukazały się już dalsze prace (Hubbard [10], Kanazawa [11]), które są rozwinięciem bardziej zaawansowanej teorii „jednoelektronowej, teorii pasmowej metalu. W pracach tych rozpatruje się podukład oddziałujących elektronów poruszających się w polu jonów uśrednionym do stałego w czasie pola periodycznego.

W obu pracach wychodzi się z hamiltonianu

$$H = \sum_{j/1}^N \left[\frac{p_j^2}{2m} + V(r_j) \right] + \sum_{j_1 \neq j_2} \sum_{\mathbf{k}}' \frac{4\pi e^2}{k^2} e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_{j_1} - \mathbf{r}_{j_2})} \quad (29)$$

gdzie $V(\mathbf{r})$ jest potencjałem periodycznym. Wzorując się na pracy Bohma i Pinesa rozdzielono oddziaływanie kulombowskie na „bliskie” i „dalekie”. Oddziaływanie „dalekie” opisuje się za pomocą zmiennych kolektywnych. Prace prowadzą na razie do wyników jakościowych, które są rozszerzeniem wniosków wynikających z „jednoelektronowej” teorii pasmowej.

Tak więc w teoriach „wieloelektronowych” opartych na koncepcji wzbudzeń elementarnych typu drgań plazmy są odpowiedniki teorii

„jednoelektronowych“: „gazu elektronowego“ Sommerfelda i teorii pasmowej Blocha.

Dalszy rozwój teorii tego rodzaju wychodzi poza przybliżenie adiabacyjne (Bardeen i Pines [17]). Praca poświęcona jest oddziaływaniu elektronów z fononami w metalach. Wprowadzone zostają zmienne kolektywne do opisu oddziaływania elektronów z jonami. Obliczona numerycznie prędkość dźwięku dla sodu zgadza się z doświadczeniem.

Literatura

1. F. Bloch, Zs. Phys. **81**, 363 (1933); Helv. Phys. Acta **7**, 385 (1934).
2. S. Tomonaga, Progr. Theor. Phys. **5**, 544 (1950).
3. A. Własow, J. Phys. (USSR) **9**, 25 (1945a); 130 (1945b); Teorija mnogich czastic, Moskwa 1950.
4. D. Bohm i D. Pines, Phys. Rev. **85**, 338 (1952).
5. A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **33**, 1275 (1910).
6. I. Langmuir i L. Tonks, Phys. Rev. **33**, 195 (1929).
7. P. Debye i E. Hückel, Phys. Zs., **24**, 185 (1923).
- 8a. Д. Зубарев, Ж. Э. Т. Ф., **25**, 548, (1953).
- 8b. D. Zubariw, Dysertacja kandydacka, Uniwersytet Moskiewski, Moskwa, (1953).
9. D. Bohm i D. Pines, Phys. Rev. **92**, 609 (1953).
10. J. Hubbard, Proc. Phys. Soc. (A) **67**, 1058 (1954).
11. H. Kanazawa, Progr. Theor. Phys. **13**, 227 (1955).
12. Н. Боголюбов, Изв. АН СССР, **11**, 77, (1947).
13. Н. Боголюбов, Д. Зубарев, Ж. Э. Т. Ф. **28**, 129 (1955).
14. Z. Galasiewicz, Acta Phys. Pol. **15**, 79 (1956).
15. D. Pines, Phys. Rev. **92**, 626 (1953).
16. A. Fröhlich i H. Pelzer, Proc. Phys. Sec. (A) **68**, 525 (1955).
17. J. Bordeen i D. Pines, Phys. Rev. **99**, 1140 (1955).

Przemysław Zieliński

Instytut Badań Jądrowych Polskiej Akademii Nauk

Próba systematyzacji cząstek elementarnych Gell-Manna i Paisa

W miarę gromadzenia się materiału doświadczalnego coraz bardziej palące staje się fundamentalne zagadnienie stworzenia teorii cząstek elementarnych. Doświadczenie wyprzedza w chwili obecnej teorię: nasza wiedza o cząstkach elementarnych, czerpana z doświadczenia, rośnie dosłownie z dnia na dzień; nie umiemy jednak ująć różnorodności znalezionych w doświadczeniu cząstek z jednolitego punktu widzenia, nie potrafimy wyprowadzić własności poszczególnych cząstek z zasad pierwszych.

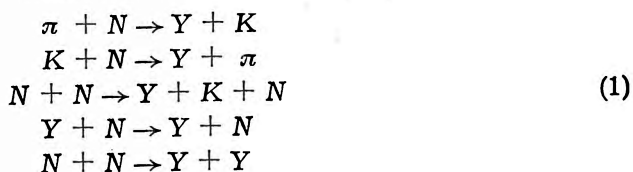
Obecną sytuację eksperymentalną charakteryzuje tablica I, w której podane są rodzaje znalezionych cząstek, przy czym nie podane są cząstki, których istnienie jest w dużym stopniu niepewne. Niektóre charakterystyczne dane, przytoczone w tablicy, bynajmniej nie wyczerpują zdobytych wiadomości o cząstkach elementarnych. Tablica nie podaje w szczególności danych o tworzeniu się cząstek i, ogólniej, różnorodnych danych dotyczących oddziaływań pomiędzy cząstkami elementarnymi. Ponadto oprócz wymienionych cząstek, sugerowane jest istnienie cząstek Σ^0 , Ξ^0 , a także hiperonu Y_F o masie około $3200 m_e$.

Szczególna sytuacja wytworzyła się w dziedzinie mezonów ciężkich: okazało się w wyniku dokładniejszego określenia mas, że znalezione rozmaite rodzaje mezonów ciężkich mają masy różniące się o kilka, co najwyżej kilkadziesiąt mas elektronowych, a więc zgodne w granicach błędu, co jest rzeczą uderzającą, jeżeli się zważy dużą ilość typów rozpadu. Powstaje pytanie: czy mamy do czynienia z różnymi konkurującymi procesami rozpadu tej samej cząstki (cząstki o identycznej masie), czy też mamy kilka rodzajów cząstek o bardzo mało różniących się masach? Zagadnienie mezonów ciężkich jest w chwili obecnej przedmiotem bardzo intensywnych badań i możemy się spodziewać w najbliższym czasie wyjaśnienia niektórych ważnych kwestii.

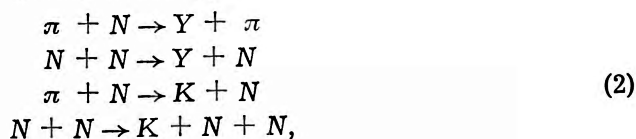
Tablicę I należałoby uzupełnić przez umieszczenie niedawno odkrytego antyprotonu i zostawić miejsce na wpisanie ewentualnie dalszych antycząstek.

Oczywiście cała lista cząstek elementarnych nie jest jeszcze zamknięta i samo pojęcie cząstki elementarnej — niezbyt zresztą sprecyzowane (cząstka, której struktury obecnie nie znamy?) — zmieniać będzie swoje znaczenie.

Punktem wyjścia klasyfikacji Gell-Manna i Paisa była trudność powstająca przy próbie teoretycznego ujęcia zagadnienia natury hiperonów. Pierwsze doświadczenia wykonane po uruchomieniu akceleratora w Brokhaben oraz obserwacje w promieniach kosmicznych wskazywały na to, że hiperony tworzą się w zderzeniach wysokich energii o b f i c i e, ze znacznym przekrojem czynnym. Spodziewać by się należało, że wskutek działania analogicznego mechanizmu, cząstki, które obficie, łatwo powstają, giną także łatwo. Hiperony rozpadałyby się zatem w czasie porównywalnym z charakterystycznym czasem jądrowym, który jest rzędu 10^{-22} sec. Tymczasem hiperony żyją długo: ich średnie czasy życia są rzędu 10^{-10} sec. Podobnie rzecz ma się z mezonami ciężkimi (w dalszym ciągu będziemy mezony ciężkie i hiperony nazywali nowymi cząstkami). Procesy powstawania nowych cząstek są zatem procesami szybkimi, natomiast procesy rozpadu — powolnymi. Stanowiło to trudność dla teorii. Dla wytłumaczenia metastabilności nowych cząstek Pais [1] wysunął hipotezę łącznego tworzenia się nowych cząstek, która została wkrótce potwierdzona w doświadczeniach na kosmotronie. Zgodnie z tym przypuszczeniem, hiperony i ciężkie mezony mogą powstawać w reakcjach, w których uczestniczą dwie lub więcej nowych cząstek, nigdy — jedna. Oznacza to, że nowe cząstki mogą powstawać w reakcjach, na przykład, typów (N — nukleon, K — mezon ciężki, Y — hiperon):



nie mogą natomiast tworzyć się w reakcjach typów:



w których brałyby udział w reakcji pojedynczo (wszystkie wypisane reakcje są zgodne ze stwierdzoną w doświadczeniu *zasadą zachowania ilości barionów*: ilość barionów nie ulega w reakcji zmianie, przy czym antycząstki liczymy ze znakiem minus, a więc np. powstawanie pary nukleon-antynukleon jest dopuszczalne). Wszystkie dotychczas znalezione reakcje

są zgodne z zasadą łącznego tworzenia się nowych cząstek — nie znaleziono żadnej reakcji z jedną nową cząstką. Natomiast nie wszystkie reakcje, dopuszczalne z punktu widzenia tej zasady, znaleziono, w szczególności nie znaleziono żadnej reakcji ostatniego z wymienionych w (1) typów.

Hipoteza łącznego tworzenia się była bodźcem dla dalszego rozwoju prób systematyzacji. Pierwotnie, w nieopublikowanej próbie Fermiego i Feynmana (por. [2]), podstawą tłumaczenia metastabilności i łącznego tworzenia się nowych cząstek było przypisywanie hiperonom wysokich (bardzo wysokich, np. 13/2 lub 25/2) spinów, ale wykloniły się zasadnicze trudności i próby tej zaniechano.*

Próby Paisa oparte były na poszukiwaniu nowych *reguł wyboru* związanych z nowymi, nie znanymi jeszcze własnościami cząstek. Pais zbudował teorię cząstek elementarnych, w której zasadniczą rolę gra *spin izotopowy*, w dwóch wariantach. W pierwszym przestrzeń spinu izotopowego („przestrzeń ω ”) była trójwymiarowa [7]. Z powodu trudności w wyjaśnieniu i metastabilności cząstek Ξ , Pais zbudował ulepszony wariant teorii z czterowymiarową przestrzenią spinu izotopowego [8], [2]. Teoria Paisa jest dobrze skonstruowana i daje podstawę do dalszych prób, ale, w obecnej postaci, wskazuje na istnienie cząstek Λ^+ , Σ^{++} (podwojony ładunek!) nie znalezionych w doświadczeniu.

Wolna od tej wady jest oparta na pracach Paisa próba Gell-Manna [9], [2], zaproponowana również, niezależnie, przez Nakano i Nishijimę [10]. Próba ta jest fenomenologiczna, stawia sobie zatem zadanie skromniejsze, ale rozwiązuje je, jak dotychczas, z pełnym powodzeniem.

Przedstawię systematyzację Gell-Manna i Paisa najpierw w szczególnie prostej postaci, której nadał jej Sachs [11], t.j. w postaci prostej zasady porządkującej. W dalszej części artykułu postaram się podać związek z niektórymi pojęciami fizycznymi, które są podstawą systematyzacji oraz dodam kilka uwag na temat prób uzasadnienia systematyzacji.

Postulujemy istnienie nowej liczby kwantowej, której sens fizyczny jest nie znany. Każdej cząstce przypisujemy określoną wartość nowej liczby kwantowej z tym, że jeżeli cząstki stanowią grupę o podobnych właś-

* Sprawa jest jednak otwarta. Nowsze fakty eksperymentalne, dotyczące kątów w rozpadach, zdają się wskazywać na wyższe ($>1/2$) spiny hiperonów (por. np. [3]). Przypisywanie różnych wartości spinu cząstkom elementarnym jest podstawą klasyfikacji Rayskiego [4]. Rozwijane są również próby oparte na „zlepianiu” cząstek, zapoczątkowane przez Fermiego i Yanga [5] i kontynuowane w szczególności przez Goldhabera [6] i Markowa [21]. Według tych prób różne cząstki są układami złożonymi (np. według [5], mezony π są układami złożonymi z nukleonów i antynukleonów). Są także inne wartościowe próby teorii cząstek elementarnych ale charakter ich odbiega od przedmiotu niniejszego artykułu.

ciwościach z różnymi tylko ładunkami, to cząstkom grupy przypisuje się jednakową wartość nowej liczby kwantowej. Dla podkreślenia zagadkowego na razie charakteru nowych cząstek i nowej liczby kwantowej, Gell-Mann nazwał ją *strangeness*. Stosując się do oznaczeń i nazw Sachs'a, nową liczbę kwantową nazwijmy *atrybutem* („attribute“), przy czym obie liczby różnią się od siebie wyłącznie znakiem. Model stosuje się do mezonów π , mezonów ciężkich i barionów. Próby Sachs'a [11] rozszerzenia modelu na cząstki lekkie, fotony, neutrino, elektrony i mezony μ nie będą rozpatrywać. Przypiszmy zatem, w sposób arbitralny, mezonom π , t.j. π^0 , π^+ , π^- , atrybut zero, nukleonom, t.j. protonowi i neutronowi także zero. Załóżmy istnienie dwóch rodzajów mezonów ciężkich, którym przypiszemy wartości atrybutu równe 1 i -1 , przy czym jest to przyporządkowanie tymczasowe ze względu na nie wyjaśnione zagadnienie mezonów ciężkich. Hiperonom przypiszmy wartości atrybutu różne od zera dodatnie: cząstkom Λ wartości 1, cząstkom Σ również 1, a cząstkom E wartość 2.*

Założmy dalej, że układ cząstek ma wartość atrybutu równą sumie wartości poszczególnych cząstek.

Ustalmy teraz następujące reguły:

1. $\Delta a = 0$ dla procesów szybkich (silne oddziaływania);
2. $\Delta a = \pm 1$ dla procesów powolnych (słabe oddziaływania);
3. $|\Delta a| > 1$ dla procesów wzbronionych, nie obserwowanych.

Sformułowane reguły klasyfikują wszystkie zachodzące pomiędzy cząstkami reakcje. Uderza duża dowolność modelu. Nie jest ona jednak tak duża, jak to się w pierwszej chwili wydaje, jeżeli zwrócimy uwagę na ilość rozmaitych reakcji, które są do pomyślenia pomiędzy cząstkami.

Miarą sukcesu modelu jest fakt, że przy gromadzącym się wciąż materiale doświadczalnym nie ma dotychczas żadnego faktu, który przeczyłby modelowi.

Zobaczymy dla przykładu jak działa model w przypadku stwierdzonej w doświadczeniu reakcji rozpadu



Po lewej stronie atrybut ma wartość 1, po prawej $0 + 0$, zatem $\Delta a = -1$, w myśl reguły 2. reakcja powinna być powolna — otrzymujemy zgodność z doświadczeniem. Przekonujemy się przez analogiczne sprawdzenie, że otrzymujemy również metastabilność pozostałych nowych cząstek.

* Alternatywne przyporządkowanie wartości atrybutu, również zgodne z doświadczeniem, różni się przesunięciem wartości dla barionów o -1 (por. [16]).

Model zabrania tworzenia się nowych cząstek pojedynczo: w reakcjach typów (2) po jednej stronie wartość atrybutu równa się zero, po drugiej jest różna od zera, reakcja nie może być szybka. Natomiast łączne tworzenie się nowych cząstek jest dopuszczalne: znamy np. reakcję

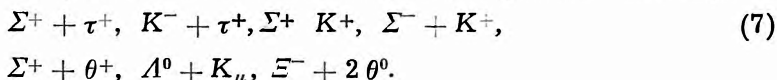


Jeżeli mezon Θ^0 należy do grupy K_1 , to po lewej stronie mamy wartość atrybutu $0 + 0$, po prawej $1 - 1$, $\Delta a = 0$, reakcja jest szybka. Zauważmy, że wśród reakcji (1) wymieniony był, zgodny z hipotezą łącznego tworzenia się, lecz nie znaleziony w doświadczeniu, typ reakcji



Istotnie, nukleony mają wartości atrybutu równe zeru, a hiperony różne od zera, dodatnie, zatem $|\Delta a| > 1$ i, zgodnie z regułą (3), proces jest wzbroniony.

Dalsze przykłady łącznego tworzenia się nowych cząstek, znalezione dotychczas w zderzeniach mezonów π z nukleonami lub nukleonów z nukleonami (nazwijmy je „zderzeniami zerowymi“) to powstawanie cząstek.



Wszystkie te reakcje są zgodne z modelem.

Reakcje rozpadu i tworzenia się cząstek przedstawione są z punktu widzenia modelu Gell-Manna i Paisa na rysunkach 1 i 2, wziętych z pracy Sachs'a. Rysunek 1 przedstawia znane rozpady cząstek. Na osi odciętych odłożona jest wartość atrybutu, na osi rzędnych — masa cząstek w jednostkach masy mezonu π . Zaznaczone są ładunki cząstek, w nawiasach — cząstek, których istnienie jest sugerowane. Linie przerywane (łączące kolumny sąsiednie, ($|\Delta a| = 1$) wskazują procesy rozpadów. Rysunek 2 jest rozszerzeniem poprzedniego na inne reakcje, w szczególności na procesy tworzenia się cząstek. Pionowe linie ciągłe oznaczają szybkie procesy ($\Delta a = 0$): ze strzałką w dół — rozpady, w górę — tworzenie się cząstek. Linie przerywane oznaczają powolne procesy, o których mowa będzie niżej. Rysunki przedstawiają w sposób przejrzysty klasyfikację reakcji.*

Oprócz przykładów zgodności z istniejącym materiałem doświadczalnym należy wymienić przykłady przewidywań modelu. Przede wszystkim sugerowane jest istnienie cząstki Σ^0 , przy czym sugeruje się rozpad

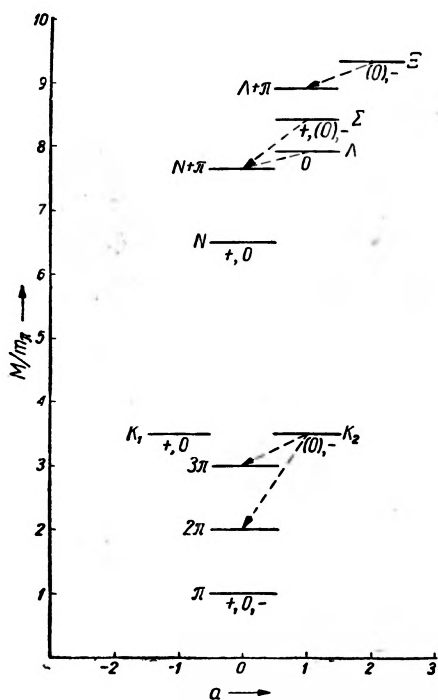


* Można by zaryzykować porównanie obecnej sytuacji w cząstkach elementarnych do okresu Ritz'a w dziedzinie budowy atomu. Mówiąc żartem, rysunki 1 i 2 przypominają nawet nieco wyglądem schematy widm atomowych Grotriana.

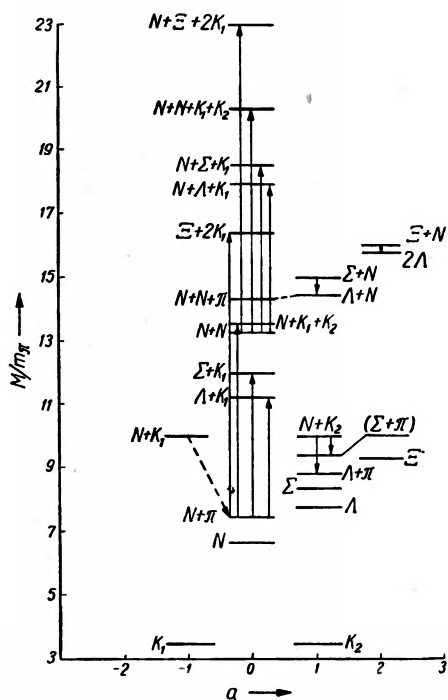
Są obserwacje [12], [13], które zdają się wskazywać na istnienie tej cząstki. Sugerowane jest również istnienie cząstki Ξ^0 z rozpadem

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0. \quad (9)$$

Nie ma w chwili obecnej obserwacji wskazujących na jej występowanie. Nielatwo jednak byłoby taką cząstkę wykryć.



Rys. 1.



Rys. 2.

Model sugeruje również występowanie pewnych reakcji. Widzimy, że hiperon Ξ mógłby powstać w zderzeniu zerowym tylko pod warunkiem, że jego wartość atrybutu $+2$ zostałaby skompensowana przez wartości ujemne, że zatem musiałyby — ograniczając się do znanych cząstek — powstać także dwa mezony ciężkie z grupy K_1 . Jest rzeczą interesującą, że ostatnio [14] dokonano jednej obserwacji w komorze Wilsona, która silnie przemawia na korzyść reakcji wymienionego typu, a mianowicie reakcji

$$\pi^- + n \rightarrow \Xi^- + 2\theta^0. \quad (10)$$

Ważnym kamieniem probierczym dla systematyzacji Gell-Manna i Paisa jest istnienie odkrytych przez Danyszę i Pniewskiego [15] nietrwałych fragmentów jądrowych. W hiperfragmentach

związana jest cząstka Λ^0 . Nie stwierdzono dotychczas z większym stopniem pewności możliwości związania innych cząstek, chociaż są pojedyncze anomalne przypadki, dopuszczające taką interpretację. Hiperfragmen-

Tablica 1

nazwa		sym- bol	masa (w masach elektronu)	średni czas życia (w sec.)	schemat rozpadu.	
cząst- ki lek- kie	foton	γ	0			
	neutrino	ν	0			
	elektron	e^\pm	1			
mezo- ny lekkie L	mezon μ	μ^\pm	$\mu^+ : 206,9 \pm 0,2$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$	
	mezon π	π^+ π^0	$\pi^+ : 273,3 \pm 0,2$ $\pi^- : 272,8 \pm 0,3$ $\pi^0 : 264$	$\pi^\pm : 2,5 \cdot 10^{-8}$ $\pi^0 : 2,5 \cdot 10^{-15}$	$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	
mezony ciężkie K		$K_{\pi 3}^\pm (\pi)$ $K_{\pi 2}^+ (\theta)$ $K_{\mu 2}^+$ $K_{\mu 3}^\pm (\pi)$ $K_{e 3}^\pm$	około 965	$K_{\pi 3}^+ : (1,0^{+0,7}_{-0,3}) \cdot 10^{-8}$ $K_{\pi 2}^+ : (12,1^{+1,1}_{-1,0}) \cdot 10^{-9}$ $K_{\pi 2}^0 : (1,7^{+0,6}_{-0,4}) \cdot 10^{-10}$ $(11,7^{+0,8}_{-0,7}) \cdot 10^{-8}$	$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$ $\theta^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$ $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ $K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ $K_{\mu 3}^\pm \rightarrow e^\pm + 2 \text{ neut.}$ $K_{e 3}^\pm \rightarrow e^\pm + 2 \text{ neut.}$	
bario- ny	nukle- ony N	proton neutron	p n	1836,1 1838,6	trwała 13 min.	$n \rightarrow p + e^- + \nu$
	hiperony		Λ^0	2181 ± 1	$(3,7^{+0,6}_{-0,5}) \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$
				Σ^\pm	$\Sigma^+ : 2327,4 \pm 1,0$	$(3,5^{+1,5}_{-1,1}) \cdot 10^{-11}$
			Ξ^-	2581 ± 10	$\sim 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$

ty rozpadają się na ogół w czasie, który nie jest znacznie mniejszy niż okres rozpadu hiperonu Λ^0 swobodnego. Obydwa obserwowane rodzaje rozpadu — mezonowy:

$$N + \Lambda \rightarrow N + N + \pi \quad (11)$$

oraz niemezonowy

$$N + \Lambda \rightarrow N + N \quad (12)$$

są zgodne ze schematem Gell-Manna i Paisa (zmiana atrybutu $\Delta a = -1$).

Z drugiej strony model pozwala przewidywać istnienie nowych rodzajów hiperfragmentów. Linie przerywane w rysunku 2 wskazują właś-

nie możliwe typy hiperfragmentów i ich rozpady. Można by np. oczekiwać, że w jądrze może w zasadzie być związany ciężki mezon z grupy K_1 . Są pojedyncze obserwacje, które można by ewentualnie tak interpretować — rzecz czeka na wyjaśnienie. Natomiast hiperon Ξ^- nie może pozostać długo w jądrze gdyż rozpadłby się w procesie szybkim ($\Delta a = 0$)



Podobnie ma się rzecz z cząstką Σ^- — rozpadłaby się szybko w procesach



Zastrzec trzeba jednak tutaj pewien wyjątek. W reakcji (15) Σ^- wymienia ładunek z nukleonem. Jeżeliby cząstka Σ^- mogła tworzyć układ związany z jednym lub dwoma neutronami, to z braku protonu „nie miałyby z czym wymienić ładunku“ i mógłby istnieć w zasadzie hiperfragment. (Podobna sytuacja mogłaby istnieć z cząstką Σ^+). Nie ma jednak na to dotychczas żadnych wskazówek eksperymentalnych.

Sachs sugeruje następującą regułę: fermiony mają spin izotopowy połówkowy, jeżeli a jest parzyste, całkowity gaś gdy a jest nieparzyste; bosony — na odwrót. Jest to reguła analogiczna do wcześniejszej reguły Paisa („odd-even rule“), przy czym parzystość ω Paisa jest związana z wartością atrybutu następująco: $\omega = (-1)^a$.

Podane przykłady zastosowań modelu bynajmniej nie są zupełne i wskazują tylko niektóre zagadnienia.

Dotknę teraz kwestii związku modelu z pojęciem *spinu izotopowego*.

Peaslee zauważył [16], że można na nowe cząstki rozszerzyć zasadę *niezależności sił od ładunku*.*

Własność tę wyraża szczególnie prosto formalizm spinu izotopowego jako niezmienniczość względem obrotów w przestrzeni izotopowej, przy czym dotyczy to tylko silnych oddziaływań. Cząstki elementarne występują w grupach cząstek o zbliżonych masach, różniących się ładunkiem. Grupy takie nazwiemy mulypletami ładunkowymi. Grupa cząstek posiada określoną wartość własną spinu izotopowego T , a każda z poszczególnych cząstek wewnątrz grupy odpowiada innej wartości własnej rzutu spinu izotopowego na kierunek wyróżniony T_3 . Np. nukleon jest dubletem

* Warto zwrócić uwagę, że jednym z argumentów na korzyść tej zasady w stosunku do cząstki Λ^0 i nukleonów są dane dotyczące hiperfragmentów (w szczególności przybliżona równość energii wiązania cząstki Λ^0 w hiperfragmentach: ${}^4\text{He}_\Lambda$, ${}^4\text{H}_\Lambda$) [17], [18].

ładunkowym, posiada zatem spin izotopowy $T = \frac{1}{2}$ z wartościami własnymi $T_3 = \pm \frac{1}{2}$ odpowiadającymi protonowi i neutronowi; mezon π jest trypletem (π^+ , π^0 , π^-) o spinie izotopowym $T = 1$ i o wartościach własnych $T_3 = +1, 0, -1$ itd.

Wartości własne T i T_3 podane są w tablicy II. Widzimy z niej, że ładunek Q związany jest z T dla niektórych rodzajów cząstek w sposób niesymetryczny, że mamy „multyplety z przesuniętym elektrycznym

Tablica 2

rodzaj cząstek	spin izotopowy T	rzut spinu izotopowego T_3	związek ładunku Q z rzutem spinu izotopowego T_3	atrybut a'	atrybut a	strangeness S
$\pi^+ \pi^0 \pi^-$	1	1 0 -1	$Q = T_3$	0	0	0
$p \ n$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}$	$Q = T_3 + \frac{1}{2}$	-1	0	0
$K_1^+ \ K_1^0$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}$	$Q = T_3 + \frac{1}{2}$	-1	-1	1
$K_2^0 \ K_2^-$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}$	$Q = T_3 - \frac{1}{2}$	1	1	-1
Λ^0	0	0	$Q = T_3$	0	1	-1
$\Sigma^+ (\Sigma^0) \ \Sigma^-$	1	1 0 -1	$Q = T_3$	0	1	-1
$(\Xi^0) \ \Xi^-$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} \ \frac{1}{2}$	$Q = T_3 - \frac{1}{2}$	1	2	-2

środkiem ciężkości“. Jeżeli chcemy ująć związek Q z T_3 dla wszystkich rodzajów cząstek jednolicie, to musimy wprowadzić jakąś całkowitą liczbę a' charakterystyczną dla każdego rodzaju cząstek i wtedy możemy napisać dla wszystkich cząstek:

$$Q = T_3 - \frac{a'}{2}. \quad (16)$$

Okazuje się, że a' jest właśnie wartością atrybutu. Dokładniej, w przyjętej przez nas wersji, wartość atrybutu a dla układu cząstek jest związana z Q i T_3 wzorem

$$Q = T_3 + \frac{N}{2} - \frac{a}{2}. \quad (17)$$

gdzie N jest ilością barionów w układzie, t.zn.

$$a = a' + N. \quad (18)$$

W terminologii Gell-Manna wzór (17) przybiera postać

$$Q = T_3 + \frac{N}{2} + \frac{S}{2}, \quad (19)$$

gdzie S jest wartością *strangeness*.

Można teraz rozpatrzyć oddziaływania z punktu widzenia spinu izotopowego i przekonać się, że silne oddziaływania zachowują Q , T i T_3 , oddziaływania elektromagnetyczne Q i T_3 , a słabe oddziaływania tylko ładunek Q . Na analizie związanych z tym zagadnień nie będę się zatrzymywał. Chciałbym jednak wspomnieć o próbach uzasadnienia modelu, wyprowadzenia związków fenomenologicznych z zasad ogólnych.

Wymienić należy tutaj pracę d'Espagnata i Prentkiego [19]. Autorowie konstruują lagrangian dla silnych oddziaływań w sposób naturalny przez analogię do symetrycznej teorii mezonowej z tym jednak, że żądają niezmienniczości względem obrotów i odbić w przestrzeni izotopowej. Stąd otrzymują prawa zachowania, przy czym uzyskują prawo zachowania nowej liczby kwantowej U . Liczba U pozwala na określenie ładunku, jeżeli postulujemy ładunek dla N i Λ^0 . Wtedy liczba U spełnia rolę atrybutu ($U = -a'$).

W próbie Utiyamy [20] otrzymuje się oprócz praw zachowania postulowanych przez Gell-Manna i Paisa, jeszcze dodatkową regułę wyboru związaną z wewnętrzną parzystością cząstek.

Interesująca jest modyfikacja modelu Gell-Manna i Paisa, podana przez Salama i Polkinghorna [22].

Dalsze wysiłki w celu wyjaśnienia znaczenia nowych pojęć są potrzebne — w chwili obecnej treść fizyczna próby Gell-Manna i Paisa nie jest rozszyfrowana.

Literatura

1. A. Pais, Phys. Rev. **86**, 663 (1952).
2. M. Gell-Mann, A. Pais, Proc. of the 1954 Glasgow Conf. on Nuclear and Meson Physics, p. 342.
3. W. D. Walker, W. D. Shephard, Angular Correlations in Associated Production (preprint)
4. J. Rayski, Nuovo Cim. **10**, 1729 (1953); **2**, 225 (1955); **3**, 126 (1956); Acta Phys. Pol. **14**, 107 (1955); Bull. Acad. Pol. Sc. **3**, 255 (1955).
5. E. Fermi, C. N. Yang, Phys. Rev. **76**, 1739 (1953).
6. M. Goldhaber, Phys. Rev. **92**, 1279, (1953); **101**, 444 (1956).
7. A. Pais, Physica, **19**, 869 (1953); Prog. Th. Phys. **10**, 457 (1953).
8. A. Pais, Proc. Nat. Ac. Sc., **40**, 484, 835 (1954).
9. M. Gell-Mann, Phys. Rev. **92**, 833 (1953).
10. T. Nakano, K. Nishijima, Prog. Th. Phys. **10**, 581 (1953).

11. R. G. Sachs, *Phys. Rev.* **99**, 1573 (1955).
12. W. D. Walker, *Phys. Rev.* **98**, 1407 (1955).
13. W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, *Phys. Rev.* **98**, 121 (1955).
14. J. D. Sorrels, R. B. Leighton, C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **100**, 1457 (1955).
15. M. Danysz, J. Pniewski, *Bull. Acad. Pol. Sc.* **1**, 42 (1953); *Phil. Mag.* **44**, 348 (1953).
16. D. C. Peaslee, *Phys. Rev.* **86**, 127 (1952).
17. R. H. Dalitz, *Phys. Rev.* **99**, 1475 (1955).
18. J. T. Jones Jr, J. K. Knipp, *Nuovo, Cim.* **2**, 857 (1955).
19. B. d'Espagnat, J. Prentki, *Phys. Rev.* **99**, 328 (1955); *Nucl. Phys.* **1**, 3 (1955).
20. R. Utiyama, *Phys. Rev.* **100**, 248 (1955).
21. М. М. Марков, *ДАН* **101**, 51, 449 (1955; **106**, 814 (1956)); О математике элементарных частиц, Изв. АН. СССР, Москва 1955.
22. A. Salam, R. Polkinghorne, *Nuovo Cim.* **2**, 658 (1955).

R E C E N Z J E

N. F. Mott i R. W. Gurney ZJAWISKA ELEKTRONOWE
W KRYSZTAŁACH JONOWYCH. Tłumaczyli z języka angielskiego K.
Kowalska i St. Rouppert. PWN, Warszawa 1956.

Książka Motta i Gurneya wprowadza w dziedzinę zjawisk elektronowych występujących w prostych kryształach niemetalicznych, jak halogenki, siarczki, tlenki.

Autorowie omawiając każde zjawisko starają się zilustrować je wykresami, tablicami i naszkicować jego teorię.

Na początku omówione są popularnie siły międzyjonowe, stała dielektryczna i powiedziane jest parę słów o drganiach sieci krystalicznej.

Następnie mamy teorię defektów Schottky'ego i Frenkla, omówiona jest dyfuzja defektów sieci i na tej podstawie wytłumaczone przewodnictwo jonowe. Oblicza się tu teoretycznie energię wzbudzenia, tzn. energię potrzebną do utworzenia pustego węzła sieci jonowej.

Przechodząc do omówienia elektronów w kryształach jonowych autorowie bardzo ogólnikowo opowiadają o teoriach Heitlera-Londona i Blocha obliczania energii elektronu w kryształach. Dokładniej omówiona jest teoria chwytania elektronu przez nieprawidłowości sieci krystalicznej, a więc przez defekty, poziomy Tamma i polarony. Nazwy „polaron” nie używa się w tej książce. Autorowie nie wspominają ani słowem o teorii S. Piekara. Nie może być także mowy w tej książce o najnowszych osiągnięciach teoretycznych dotyczących liczenia poziomów lokalnych elektronów metodami wariacyjnymi.

Absorpcja światła przez kryształy niemetaliczne omówiona jest szerzej ale w sposób jakościowy tylko. Obliczenia energii elektronu na dnie pasma przewodnictwa oparto na prostych, przejrzyste opisanych, cyklach polegających na umieszczeniu elektronu przyniesionego z nieskończoności w jego aktualnym położeniu. Otrzymane oszacowania na ogół nie zgadzają się dobrze z wynikami doświadczalnymi.

Omawiając teorię średniej drogi swobodnej elektronu w izolatorze podano wynik teorii Fröhlicha i Motta z 1939 roku.

W dalszym ciągu opisano obszernie centra barwne (F centra) oraz fotoprzewodnictwo izolatorów. Rozważono przy tym sprawę zasięgu elektronów w obecności centrów F oraz wędrówkę pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego.

W rozdziale V opisano zasadnicze własności półprzewodników. Jasno przeprowadzono ważne rozważania teorii kontaktów metal-izolator i metal-półprzewodnik. Niestety punktem wyjścia wszystkich podanych tutaj rozumowań są wzory, które czytelnik ma odnaleźć w monografii R. Fowlera „Statistical Mechanics”, Cambridge 1936, 2 wydanie. Ta znakomita zresztą monografia nie tylko nie jest na język polski przełożona ale nie ma jej w naszych największych nawet bibliotekach naukowych.

Opisane są wreszcie zjawiska fotoprzewodnictwa i zjawiska fotowoltaiczne w półprzewodnikach.

Rozdział VI daje opis luminescencji. Rozdział VII omawia jakościowo procesy fotochemiczne. Teoria zaczernienia kliszy fotograficznej obrazu utajonego i wywoływania opracowana przez autorów jest niezmiernie interesująca. Nawiasem mówiąc, podobno współpracy autorów z firmami przemysłowymi zawdzięczać należy możliwość wyprodukowania znakomych emulsji jądrowych używanych obecnie

dla uwidaczniania śladów pojedynczych cząstek elementarnych, w szczególności lek-
kich mezonów a nawet elektronów.

Ostatni rozdział daje teorię utleniania metali i redukcji kryształów jonowych.

Czytając tę książkę trzeba mieć na uwadze następujące fakty.

Książka omawia zagadnienia bardzo ważne w pewnej bardzo specjalnej dziedzi-
nie fizyki doświadczalnej: przede wszystkim zjawiska w półprzewodnikach i prze-
wodzących kryształach jonowych. Te zjawiska są tak ogromnie złożone, że ich peł-
na interpretacja teoretyczna, o ile w ogóle istnieje obecnie, wymagałaby ogromne-
go aparatu rachunkowego i wielkiej objętości całej książki. Omówienie zaś opisow-
e nie może zadowolić: po prostu trudno je zapamiętać i nie można mówić o praw-
dziwym zrozumieniu zjawiska, jeśli się posiada jego opis jakościowy tylko.

Autorowie bardzo obficie korzystają z prawa odsyłania czytelnika do litera-
tury oryginalnej lub do innych monografii. Odnośników do literatury dają około
trzystu. Przytaczają chętnie końcowe wyniki teorii, wielokrotnie używają zwrotu
„można obliczyć”.

Nasuwają się pewne uwagi co do celowości obranej drogi wykładu. Istnieje oba-
wa, czy najbardziej pilny nawet czytelnik będzie mógł sam zdecydować, o ile dany
konkretny wzór stosuje się do interesującego nas akurat przypadku. Decyzja, pod
jakimi założeniami dany wzór obowiązuje może być trudna albo wręcz niemożliwa.

Prosty przykład: wyliczanie pola efektywnego w dielektrykach (rozdział I § 5).
Mott i Gurney przytaczają trudne do wyprowadzenia wzory, odwołując się do mo-
nografii Fowlera, który z kolei opiera się na pracy oryginalnej Darwina. Wiadomo
zresztą, że sprawa pola efektywnego, podstawowa dla uzyskania rozsądnych wyni-
ków w teorii dielektryków, jest niezmiernie trudna i do dziś zadowalająco nie
rozstrzygnięta. Trudność ta nie została tu dostatecznie podkreślona ani nie wspom-
niano o nowoczesnych pracach Onsagera na ten temat.

Podobnie omówienie szeregu właściwości półprzewodników nie może zaspokoić
naszej ciekawości. Pomijając już fakt, że właśnie teoria półprzewodników poczyni-
ła w ostatnich latach ogromne postępy, krótkie naszkicowanie np. teorii foto-
prądu i zjawiska fotowoltaicznego nie wystarcza i nie może stać się podstawą dla
uchwycenia zjawisk, z którymi ma do czynienia eksperymentator czy technik w la-
boratorium półprzewodnikowym.

Uogólniając wysnuć można pewne uwagi dotyczące trudności redakcji fizycznej
PWN. Wydaje się, że celem Wydawnictwa powinno być między innymi dostarcze-
nie takich podręczników w języku polskim, które są jak najbardziej użyteczne. Wy-
daje się, między innymi, konieczne dostarczenie fizykowi czy inżynierowi pracu-
jącemu w przemyśle jak najbardziej przejrzystych teorii, prościej mówiąc: tak-
kich wzorów, o których można jasno powiedzieć, jaki jest zakres ich stosowalności.

Książka Motta i Gurneya jest chyba najślabszą z książek, jakie wyszły
spod pióra profesora Motta i jego współpracowników. Wady jej są dla czytelnika
polskiego bardziej jeszcze dotkliwe niż dla czytelników angielskich z wyłuszc-
zonych wyżej powodów.

Trzeba stwierdzić, że jeśli chodzi o teorię półprzewodników, prace podręczniko-
we z tej dziedziny nie ukazują się w ogóle na świecie. Jest faktem, że teoria pół-
przewodników rozwijająca się gwałtownie w laboratoriach i pracowniach wielkich
zakładów naukowych i przemysłowych, nie ma właściwie żadnego nowoczesnego
opracowania monograficznego. Prawdopodobnie trzeba na takie opracowanie po-
czekać jeszcze lat parę.

Konferencja Spektroskopii Jądrowej w Moskwie

W dniach od 26 do 30 stycznia 1956 r. w Moskwie odbyła się VI Wszeczwiązkowa Konferencja poświęcona spektroskopii jądrowej. Konferencja została zorganizowana przez Akademię Nauk ZSRR. Obrady odbywały się w głównym audytorium Wydziału Fizycznego Uniwersytetu Moskiewskiego na Leninowskich Wzgórzach. Przewodniczył Borys Siergiejewicz Dżelepów.

W czasie konferencji zostały omówione następujące zagadnienia:

1) rozpad α , 2) rozpad β i schematy rozpadu, 3) korelacje kątowe i czasowe, 4) konwersja wewnętrzna, 5) izomeria, 6) promieniowanie γ , 7) powłoki jądrowe, 8) technika spektrometrii β , 9) technika spektrometrii γ i 10) prace różne. Odbyło się ogółem 7 posiedzeń: 3 przedpołudniowe od godz. 10 do 13 i 4 popołudniowe od 15 do 18. Wygłoszono 57 referatów. Na referat naukowo-badawczy przeznaczono było 15 min., zaś na referat naukowo-techniczny 10 min. Czas trwania referatów był ściśle przestrzegany. Uderzała mała liczba wyświetlanych przeźroczy — referaty ilustrowano rysunkami i wykresami, które w postaci dużych tablic były rozwieszane na specjalnych ramach.

Jak widać z podanego wyżej spisu poruszonych zagadnień tematyka Konferencji była bardzo bogata i objęła niemal wszystkie dziedziny spektroskopii jądrowej. Referowane prace wykonane były w głównej mierze w dwóch ośrodkach — Moskwie i Leningradzie. Z kilkoma zaledwie referatami wystąpiły inne ośrodki jak Kijów, Charków i Ryga.

Na szczególne podkreślenie zasługuje udział w Konferencji wielkiej liczby młodych zdolnych fizyków, którzy przedstawili szereg bardzo interesujących wyników i brali żywy udział w dyskusjach. Dowodem intensywnej rozbudowy laboratoriów spektroskopii jądrowej prowadzonej obecnie w Związku Radzieckim była duża stonkowo liczba referatów o charakterze naukowo-technicznym w porównaniu z liczbą referowanych prac naukowo-badawczych. Referaty teoretyczne były bardzo nieliczne co dowodzi, że zbyt mało teoretyków zajmuje się zagadnieniami spektroskopii jądrowej.

W dalszym ciągu wspomnę przykładowo o kilku referatach, które zwróciły na siebie ogólną uwagę.

Jedną z najciekawszych prac referowanych na konferencji była praca A. P. Grinberga, I. Ch. Lemberga i współpracowników nad wzbudzeniem kulombowskim jąder przez bombardowanie ciężkimi jonami. W części teoretycznej przedstawione były zalety stosowania ciężkich jonów do wzbudzania kulombowskiego jąder w porównaniu z bombardowaniem protonami i cząstkami α . Porównanie przekrojów czynnych dla tego efektu dla ciężkich jonów i protonów prowadzi do wniosku, że dla jonów można uzyskać znaczny przekrój czynny przy energiach, dla których reakcje jądrowe są jeszcze bardzo mało prawdopodobne. Aby z takim samym przekrojem czynnym efekt wystąpił dla protonów, trzeba im nadać energię, dla których prawdopodobieństwo wywołania reakcji jądrowych jest duże i efekty

związane z tymi reakcjami przesłonią słabe promieniowanie γ towarzyszące wzbudzeniu kulombowskiemu. Drugą cenną zaletą stosowania ciężkich jonów jest o wiele słabsze tło promieni X niż w przypadku bombardowania tarczy protonami. W części doświadczalnej autorowie pracy wyznaczyli widma promieni γ emitowanych przez wzbudzone kulombowsko jądra 21 pierwiastków. Do bombardowania tarcz stosowano jony N^{3+} o energii 15.6 MeV przyspieszane w cyklotronie Leningradzkiego Instytutu Fizyko-Technicznego. Wiązka jonów N^{3+} , oddzielanych od pojedynczo zjonizowanych atomów N^+ za pomocą analizatora elektrostatycznego, była ogniskowana przez 2 magnetyczne soczewki hiperboliczne na tarczy umieszczonej w odległości 3 m od cyklotronu. Prąd jonów na tarczy wynosił ok. 0,5 μA . Promieniowanie rejestrowano za pomocą licznika scyntylicyjnego z fotopowielaczem $\Phi\Xi\Upsilon C$. Obserwowane widma promieni γ dostarczyły szeregu interesujących informacji dotyczących poziomów energetycznych badanych jąder. Dane doświadczalne pozwolą wyznaczyć bezwzględne wartości przekrojów czynnych na wzbudzenie kulombowskie, z których można będzie obliczyć momenty kwadrupolowe jąder w stanach wzbudzonych.

B. M. K e l m a n, W. A. R o m a n o w i współpracownicy przedstawili wyniki badań przejść 122 keV i 123.3 keV ^{152}Eu i ^{154}Eu za pomocą pryzmatycznego spektrometru β . Spektrometr pryzmatyczny K e l m a n a zbudowany na zasadzie analogii do spektrometru optycznego posiada doskonałą zdolność rozdzielczą 0,04% przy stosunkowo dużej świetlności $2 \cdot 10^{-4}$ kąta 4π . Taka dobra zdolność rozdzielcza pozwoliła na rozdzielenie linii konwersji L_I , L_{II} i L_{III} dla samaru i gadolinu co umożliwiło wyznaczenie stosunków współczynników konwersji dla tych podpowłok. Obliczone stosunki obarczone są małymi błędami, gdyż wobec bliskiego położenia linii konwersji względem siebie poprawki aparaturowe są dla nich praktycznie takie same. Przez porównanie wyników doświadczalnych z obliczonymi teoretycznie stosunkami współczynników konwersji wyznaczono multipolowość przejść γ o energii 122 keV i 123.3 keV dla ^{152}Eu i ^{154}Eu . Okazało się, że oba te przejścia są elektryczne kwadrupolowe.

Spektrometr pryzmatyczny został również wykorzystany do wyznaczenia stosunku współczynników konwersji wewnętrznej dla przejścia izomerycznego ^{114}In . Przejście to jest typu $E4$.

Wielką wartość dla spektrometrii jądrowej przedstawia praca L. A. S l i v a i J. M. B a n d a. Obliczają oni dokładne wartości współczynników konwersji wewnętrznej na powłoce K . Tablice współczynników konwersji zestawione przez R o s e g o, którymi dotychczas posługiwano się w pracach spektroskopowych, zawierają wartości obliczone bez uwzględnienia skończonych rozmiarów jądra i ekranowania jądra przez elektrony. Poza tym w tablicach R o s e g o wartości współczynników konwersji podane są dla wartości energii nie zawsze dopasowanych do zainteresowań spektroskopii jądrowej. S l i v i i B a n d obliczają współczynniki, zakładając równomierny rozkład ładunku w jądrze i uwzględniając ekranowanie, dla 16 wartości Z (w obszarze od 25 do 98), dla 13 wartości energii i dla 10 multipolowości ($5E$ i $5M$), przy czym zakresy energii są dopasowane do wartości Z . Otrzymane wyniki będą się różniły od prawdziwych wartości współczynników konwersji najwyżej o 2–3%, gdyż takie różnice pociąga za sobą zmiana (w granicach sensowności) podstawowych założeń, na których oparte są obliczenia. W porównaniu z wartościami podanymi przez R o s e g o odchylenia dochodzą w niektórych przypadkach ($M1$) do pięćdziesięciu kilku procent. Autorowie posługują się maszyną elektronową B Ξ CM, która w ciągu 1 sec. wykonuje 10^4 działań. Dla obliczenia

jednego współczynnika należy wykonać około 10^6 działań. W ciągu 1956 r. mają być również obliczone współczynniki konwersji wewnętrznej dla powłoki L. Mimo, że mamy tu do czynienia z trzema podpowłokami, dzięki usprawnieniu obliczeń zajmą one tylko 100 godzin pracy maszyny, czyli tyle samo co obliczenia dla powłoki K.

Zagadnieniem korelacji między kierunkami wylotu fotonów emitowanych w kaszkadzie a płaszczyzną polaryzacji jednego z nich zajmowali się J. W. Estulin i W. S. Popow. Za pomocą polarymetru z licznikami scyntylacyjnymi działającego na zasadzie wykorzystania efektu Comptona wyznaczyli oni korelację kierunkowo-polaryzacyjną dla ^{24}Na . Uzyskane wyniki dowodzą, że mamy w tym przypadku do czynienia z przejściami typu E2 E2.

G. D. Łatyszew przedstawił wyniki przeprowadzonych z grupą 6 współpracowników badań widma elektronów konwersji aktywnego osadu RdTh za pomocą spektrometru magnetycznego o dużej świetlności. Ciekawym wnioskiem jest przypisanie linii γ o energii 2614 keV multipolowości E3 (przez porównanie z wartościami współczynników konwersji na powłoce K obliczonymi przez Sliva) podczas gdy dotąd przez 20 lat przypuszczano, że tej linii odpowiada przejście typu E2.

Do bardzo interesujących prac należy zaliczyć badania A. W. Kogana, które wykazały występowanie promieniotwórczości neutronowej RaD. Szczegółowo zbadano promieniowanie neutronowe promieniotwórczego osadu radonu odkryte kilka lat temu przez Rusinowa i Kogana. Przeprowadzone pomiary pozwoliły wyeliminować jako źródła tego promieniowania reakcje (α, n) i rozszczepienie jąder w osadzie promieniotwórczym oraz fotorozszczepienie deuteru w parafinie, którą otaczano źródło i detektor. Wydzielenie RaC'' przez wyciągnięcie polem elektrycznym jonów odrzutu powstających przy rozpadzie α RaC pozwoliło stwierdzić, że czas połowicznego zaniku promieniowania neutronowego ($1.6 \pm 0,3$ min) jest w granicach błędu równy czasowi połowicznego zaniku RaC'' (1.33 min). Promieniotwórczość neutronową należy więc przypisać jądro RaD powstającego w rozpadzie β RaC''. Istniejące dane o całkowitej energii rozpadu RaC'' \rightarrow RaD i o energii wiązania „ostatniego” neutronu RaD wskazują na to, że rozpad neutronowy jest energetycznie możliwy.

Duże zainteresowanie wzbudziły również prace doświadczalne: O. I. Lejpunskiego, W. W. Millera, A. M. Morozowa i P. A. Jampolskiego „Krótkożytowe izomery powstające przy bombardowaniu protonami”, E. J. Berłowicza, G. W. Dubinkina i J. K. Kowwi „Badanie schematu rozpadu $^{152-154}\text{Eu}$ za pomocą podwójnego spektrometru” i A. A. Basziłowa, N. M. Antoniewy i B. W. Pszenicznikowa „Wyznaczenie względnego prawdopodobieństwa wychwytu K i rozpadu β ” oraz prace teoretyczne:

L. D. Landaua „O teorii subtelnej struktury widm α ” i I. S. Szapiry „Osobliwości przejść γ niesferycznych jąder parzysto-parzystych”.

W grupie referatów poświęconych technice spektrometrii α , β i γ opisano szereg bardzo ciekawych przyrządów. L. L. Goldin i J. F. Tretiakow zbudowali precyzyjny spektrometr α , w którym tor cząstek ma średnicę 1 m. Świetlność spektrometru jest równa 2.10^{-4} kąta 4π , a zdalność rozdzielcza przy energii 5 MeV dochodzi do 0,13%. B. A. Boczagow, A. A. Worobjew i A. P. Komar opracowali metodę wyznaczania widm α przy pomocy impulsowej komory jonizacyjnej ze zbieraniem elektronowym. Świetlność przyrządu wynosi ok. 10%, a zdolność rozdzielcza ok. 25 keV. Komora może być również stosowana do badania korelacji $\alpha-\gamma$. J. L. Stoliarowa, W. F. Baranow i in. skonstruowali spektrometr na promienie β o podwójnym ogniskowaniu z cewkami bez rdzenia, a W. W. Wład-

mirskij, J. W. Triebuchowski i J. K. Tarasow zbudowali nowy typ spektrometru β z cewką zwiniętą w torus. Tory elektronów wychodzących ze źródła umieszczonego na osi torusa ulegają zakrzywieniu w polu magnetycznym między zwojami cewki i są ogniskowane w punkcie leżącym na osi po przeciwnej stronie torusa. Zaletami tego spektrometru są duża świetlność (16% 4π) oraz lekkość konstrukcji. Autorowie mają zamiar zastosować ten spektrometr do wyznaczania widma β rozpadu neutronów.

W referatach poświęconych technice spektrometrii γ omówiono między innymi własności fotopowielaczy $\Phi 3Y 19$, $\Phi 3YC$ i $\Phi 3Y 12$ pod kątem przydatności do badań spektroskopowych oraz opisano kilka typów spektrometrów scyntylacyjnych. Dużym osiągnięciem jest skonstruowany przez I. I. Łukirskiego i O. I. Sumbajewa krystaliczny spektrometr γ o dwumetrowym kole ogniskowania. Jego zaletą w porównaniu ze spektrometrem DuMonda jest znacznie mniejsze tło w obszarze wyższych energii.

Bardzo ciekawy był również referat J. S. Jegorowa o stabilizacji natężenia pola magnetycznego w spektrometrze β przez wykorzystanie zjawiska rezonansu protonowego.

Konferencję zamknął Dzelepow, który w swym przemówieniu podkreślił znaczne rozszerzenie zakresu badań spektroskopii jądrowej w Związku Radzieckim w ciągu ostatniego roku, ale zwrócił równocześnie uwagę na zbyt słabą koordynację prac różnych laboratoriów, małą liczbę teoretyków zajmujących się zagadnieniem budowy jądra oraz małą liczbę izotopów promieniotwórczych dostępnych dla badań spektroskopowych. Po krótkim scharakteryzowaniu przebiegu Konferencji Dzelepow zaproponował zwrócenie się do Biura Wydziału Nauk Fizyczno-Matematycznych Akademii Nauk ZSRR z prośbą o to aby 1) w r. 1956 2 cyklotrony wytwarzające deuterony o energii ≥ 10 MeV były przeznaczone do produkcji izotopów dla spektroskopii jądrowej, co będzie stanowiło ok. 300 mAgodz. ich pracy, 2) umożliwić naświetlanie próbek w reaktorach o dużej gęstości neutronów ($\sim 10^{14}$ n/cm² sec) oraz 3) udostępnić laboratoriom zajmującym się spektrometrią jądrową co najmniej 15 produktów rozszczepienia z reaktorów. Należy również wystąpić o przeznaczenie dla grupy Sliva do końca września br. 150 godzin pracy maszyny elektronowej. Projekt rezolucji został jednomyślnie przyjęty przez uczestników Konferencji.

Materiały z Konferencji zostaną opublikowane w 10 numerze 1956 r. *Izwestii Akademii Nauk ZSRR*. Następną, VII Wszechzwiązkową Konferencją Spektroskopii Jądrowej odbędzie się w końcu stycznia 1957 r.

A. Hrynkiewicz

IV Konferencja Luminescencyjna w Mińsku

(Luminescencja drobin i analiza luminescencyjna)

Szeroki rozwój badań w zakresie luminescencji, a zwłaszcza luminescencji drobin zaznaczył się stosunkowo późno. Pierwsza międzynarodowa konferencja będąca wyrazem znacznego wzmożenia badań w tej dziedzinie była zorganizowana dopiero w 1936 r. przez ośrodek warszawski szczytujący się znacznymi osiągnięciami w tej dziedzinie badań. Następna konferencja odbyła się w 1938 r. w Anglii. Trzecia konferencja miała odbyć się w 1941 r. w Moskwie. Jednak znane nam wydarzenia spowodowały przesunięcie jej na 1944 r. Przy tym nie mogła mieć wówczas charakteru międzynarodowego. Przekształciła się przeto w I konferencję luminescencyjną w Związku Radzieckim. Dalszy rozwój badań stworzył konieczność stałego zwoływania podobnych konferencji. Dotychczas odbyły się jeszcze 3 konferencje: II w 1948 r., III w 1951 r., wreszcie IV w 1955 r. Trzecia konferencja poświęcona była pamięci zmarłego właśnie w 1951 r. S. I. Wawilowa, twórcy i najwybitniejszego przedstawiciela radzieckiej szkoły luminescencyjnej, inicjatora Komisji Luminescencyjnej przy AN ZSRR i organizatora wszystkich wszechzwiązkowych konferencji luminescencyjnych. Charakterystycznym zjawiskiem zaznaczającym się w tych konferencjach jest stałe ograniczanie zakresu tematyki konferencji. I tak już na konferencji w 1944 r. musiano ograniczyć się do zagadnień luminescencji drobin i kryształów. Do obrad ostatniej konferencji (IV) włączono tylko zagadnienia luminescencji drobin. Zostało to spowodowane znacznym wzrostem liczby prac z tego zakresu, wywołanym naukowym i praktycznym ich znaczeniem. Badanie luminescencji drobin stanowi jedną z podstawowych metod badania: 1) budowy drobin oraz substancji w fazie skondensowanej, 2) wpływu środowiska na właściwości drobin, 3) energetyki i kinetyki chemicznych i fizyko-chemicznych przemian, 4) migracji energii itp. Jedno z ważniejszych zastosowań luminescencji drobin stanowi analiza luminescencyjna wyróżniająca się niezwykle wysoką czułością.

W pracach konferencji wzięło udział ponad 200 delegatów, przedstawicieli różnych dziedzin nauki i techniki: fizyki, chemii, biologii, geologii, medycyny itd. Jak widać współpraca przedstawicieli różnych dyscyplin stała się już regułą. Obrady odbywały się w Mińsku, który stanowi nowe centrum badań luminescencyjnych. Na 10 posiedzeniach konferencji wygłoszono 6 referatów przeglądowych oraz zreferowano około 50 prac przeważnie zespołowych, stanowiących z reguły zakończenie pewnego większego etapu prac. Prace przedstawione na konferencji stanowią wyraz czteroletniego dorobku. I co uderza w tym dorobku, to — podobnie jak w dziedzinie spektroskopii — znaczne rozszerzenie zakresu badań poza tradycyjnie uprawiane kierunki. Wystarczy wspomnieć o podjęciu badania luminescencji pod wpływem promieniowań jądrowych oraz o wszechstronnych badaniach zjawisk związanych ze stanami trypletowymi złożonych drobin. I jeszcze jedna ważna cecha tych badań zasługująca na podkreślenie, mianowicie prowadzone są one na szerszym froncie przez duże zespoły fizyków posługujących się najnowocześniejszą apa-

raturą, że wymienię fotoelektryczne (z zastosowaniem fotomnożników) metody badań widmowych i natężeniowych oraz stosowanie dokładnych fluorometrów pozwalających badać czasy świecenia rzędu 10^{-10} sec.

Obrady otworzył przewodniczący Komisji Organizacyjnej W. L. Lewszin. Referaty wygłoszone na konferencji tworzyły szereg grup związanych z poszczególnymi kierunkami badań.

1. Zagadnienia międzydrobinowej migracji energii wzbudzenia występującej w licznych zjawiskach fizycznych, chemicznych i biologicznych. Już Wawiłow wykazał, że badanie luminescencji może stanowić jedną z podstawowych metod badania migracji energii w fazie skondensowanej.

2. Rola asocjacji oraz różnych czynników fizyko-chemicznych (np. tautomerii, rozpuszczalnika itp.) w zjawiskach luminescencji.

3. Doświadczalne i teoretyczne badania widm pochłaniania i luminescencji. Na uwagę zasługuje tutaj przypuszczenie o niepełnej stosowalności reguły Francka-Condon do przejść elektronowych, wypowiedziane przez B. J. Stiepanowa.

4. Badanie kwantowej wydajności luminescencji.

5. Związek różnych charakterystyk luminescencji ze strukturą drobin.

6. Tradycyjnie uprawiane badania dotyczące polaryzacji luminescencji i optycznej anizotropii właściwości kryształów.

7. Zagadnienia aparaturowe. Na szczególną uwagę zasługuje tutaj budowa tzw. „ultrataumetru”, który pozwala badać czasy świecenia również w zakresie 10^{-5} do 10^{-7} sec., który stanowił dotychczas „białą plamę” w dziedzinie pomiarów czasu świecenia.

8. Zagadnienia analizy luminescencyjnej. Prace referowane w tej grupie świadczą o nieoczekiwaniu szerokich możliwościach zastosowania metod analizy luminescencyjnej w różnych dziedzinach nauki i techniki.

9. Różne zagadnienia. Tutaj znajdujemy prace dotyczące kierunków, które nie są jeszcze dostatecznie szeroko opracowywane, jak np. ważne z wielu względów zagadnienie luminescencji substancji organicznych pod działaniem promieniowań jądrowych, zagadnienie elektroluminescencji drobin w fazie skondensowanej.

W podsumowaniu obrad podkreślano zasadnicze osiągnięcia radzieckiej szkoły luminescencyjnej w okresie ostatniego czterolecia (1951—1955). W tym okresie osiągnięto postępy w dziedzinie badania energetyki centrów świecenia, kinetyki i mechanizmu wewnątrz- i zewnątrzdrobinowego przekazywania energii, w opracowaniu nowych metodyk badań i w zastosowaniach analizy luminescencyjnej w rolnictwie, medycynie, geologii i in.

Równocześnie podkreślono niedostateczny rozwój badań luminescencji pod działaniem promieniowań jądrowych, luminescencji w niskich temperaturach i elektroluminescencji. Opracowane już metody analizy luminescencyjnej jeszcze nie są do statecznym stopniu wprowadzone do gospodarki narodowej. Wreszcie nakreślono drogi dalszego rozwoju badań luminescencyjnych na najbliższy okres.

Szczegółowy wykaz referatów wraz ze streszczeniami znajdzie czytelnik w zeszycie 1 t. 58 czasopisma *Uspiechi Fizycznych Nauk* na str. 151 (1956 r.).

Polska Akademia Nauk

16 stycznia 1956 r. odbyło się XXXI zebranie naukowe Wydziału III, na którym prof. dr Leonard Sosnowski wygłosił referat pt. „Perspektywy rozwoju badań nad półprzewodnikami i ich zastosowań w technice w świetle konferencji w Leningradzie”.

XXXII zebranie naukowe Wydziału III odbyło się w Krakowie 20 lutego 1956 r.

19 marca 1956 r. odbyło się XXXIII zebranie naukowe Wydziału III, na którym członek rzeczywisty PAN prof. W. Rubinowicz zreferował pracę pt. „Poglądowe przedstawienie procesów falowych przy rozchodzeniu się sygnałów nieciągłych w falowodach”.

Setna rocznica urodzin Sir J. J. Thomsona
(1856—1940)

Joseph John Thomson urodził się w roku 1856. Początkowo studiował fizykę w Manchesterze pod kierunkiem Balfoura Stewarta. Balfour Stewart gorąco miłował pracę naukową i umiał udzielać swe zamilowanie innym. J. J. Thomson wspomina, że kiedyś Stewart tak umiał go zająć kwestią możliwego związku pomiędzy plamami na słońcu a zmianami magnetyzmu ziemskiego, iż sam ofiarował swe usługi w opracowaniu materiału liczbowego, zebranego przez profesora. Była to robota żmudna, w gruncie rzeczy czysto arytmetyczna; „...a jednak — pisze Thomson — wydała mi się bardzo interesująca; uczucie, iż biore pewien udział w nauce rzeczywistej,

sprawiło mi radość, której nie daje samo powtarzanie doświadczeń laboratoryjnych”. Wówczas też, pomagając Balfourowi Stewartowi w sprawdzeniu prawa zachowania masy przy reakcjach chemicznych, o mało nie stracił wzroku przy eksplozji, podczas gwałtownego łączenia się jodu z rtęcią.

Opuściwszy Manchester, Thomson przybył w roku 1876 do Cambridge. Jedynymi pracami samodzielnymi, których dokonał, były dwie rozprawki matematyczne, ogłoszone w *Messenger of Mathematics*. Przez cztery pierwsze lata swego pobytu w Cambridge zajmował się Thomson jedynie studiami z dziedziny matematyki czystej. Uważa on, iż z tych prac nad matematyką czystą wyniósł ogromną korzyść przez rozszerzenie horyzontu myślowego; sądzi, zresztą, iż człowiek, posiadający pewną, choć nawet powierzchowną, znajomość matematyki, ma i tę przewagę nad innymi, że nie pozwala matematykom imponować sobie straszliwą nomenklaturą, w którą ci tak chętnie ubierają najprostsze twierdzenia.

Dopiero w roku 1880, otrzymawszy stopień uniwersytecki, zaczął J. J. Thomson pracować w Cavendish Laboratory pod kierunkiem Lorda Rayleigha. Założone w roku 1871 Laboratorium to już posiadało świetne tradycje. Pierwszym kierownikiem był tu Clerk Maxwell, który pozostawał na tym stanowisku do śmierci (1879). Maxwell umiał zachęcać do pracy; wpływ jego na otoczenie był ogromny ze względu na niepospolite zalety umysłu; nie stworzył jednak własnej szkoły, gdyż pragnął, by każdy szedł własną indywidualną drogą; również chętnie

nie popierał przedsięwzięcia szeroko zakreślone, jak i skromne prace specjalne.

Po Maxwellu zarząd pracownią objął Lord Rayleigh. Prace tego wielkiego uczonego w Cavendish Laboratory były skierowane w pierwszym rzędzie ku określeniu zasadniczych jednostek, używanych w pomiarach elektrycznych i magnetycznych. Pod kierunkiem Rayleigha były wykonywane w Cambridge prace miernicze ogromnej doniosłości. Pod kierunkiem Rayleigha podjął Thomson badania nad „prądami przesunięcia”, które podług Maxwella powinny być istnieć w dielektrykach. Nie otrzymał wyników dość określonych, przeszedł do wyznaczenia stosunku jednostki ładunku elektrycznego w układzie elektromagnetycznym do wielkości tej samej jednostki w układzie elektrostatycznym. Jednocześnie pracował teoretycznie nad kwestią zastosowania uogólnionych równań Lagrange'a do zagadnień fizyki i chemii fizycznej. Powstała stąd później książka: „Applications of Dynamics to Physics and Chemistry”. Zajmował się też w tym okresie elektromagnetyczną teorią światła, własnościami ładunków w ruchu, ruchem wirowym i wyładowaniami w gazach rozrzedzonych. Na uniwersytecie powierzono mu wykłady matematyki stosowanej.

Kiedy w roku 1884 Lord Rayleigh zrezygnował ze stanowiska profesora, Thomson został powołany na to stanowisko, mając lat 28.

Epoka największego rozkwitu pracy naukowej J. J. Thomsona przypada na okres czasu od 1895 do 1903 r. Odkrycie Roentgena nadało nowy impuls badaniom Thomsona nad przechodzeniem elektryczności przez gazy. W tej dziedzinie stworzył Thomson zasadnicze pojęcia jonu i elektronu, on też pierwszy wyznaczył stałe fizyczne elektronów. Z jego odkryć i do-

ciekań bierze początek cała nauka współczesna o budowie materii i strukturze elektryczności.

Ogrom pracy, dokonanej w Cavendish Laboratory, przewyższa wielokrotnie siły jednego człowieka. Zasięgą J. J. Thomsona było również to, że umiał stworzyć szkołę. Szczęśliwym zbiegiem okoliczności w roku 1895 władze akademickie udostępniły pracę w Cavendish Laboratory wszystkim tym, którzy, bądź posiadając stopnie naukowe uniwersytetów obcych, bądź też nie posiadając ich wcale, dawali gwarancje, iż podejmą wartościowe badania naukowe. To osłabienie formalistyki okazało się w skutkach zbawiennym. W pierwszym zaraz roku pomiędzy nowoprzybyłymi znaleźli się: Rutherford z Nowej Zelandii, Townsend z Dublinu, McClelland z Galway w Irlandii i Langevin z Paryża. Wiadomo powszechnie, jak wielkie zasługi położyli ci badacze na polu przewodzenia elektryczności przez gazy i promieniotwórczości.

Z późniejszych badań J. J. Thomsona najważniejsze były pomiary stosunku e/m w promieniach kanalikowych, które doprowadziły do wykrycia izotopów. Stanowisko profesora i kierownika prac laboratorium w Cambridge zajmował Thomson do r. 1918. Przejął je po nim uczeń jego, E. Rutherford. Thomson zmarł w 1940 r. w wieku lat 84. W 1906 r. została Thomsonowi przyznana nagroda Nobla za teoretyczne i doświadczalne badanie przepływu prądu elektrycznego przez gazy.

25-lecie amerykańskiego Instytutu Fizyki

Amerykański Instytut Fizyki założony w 1931 r. obchodzi swoje 25-lecie. Pierwszym przewodniczącym Instytutu był K. T. Compton, a sekretarzem G. B. Pegram. Następnie przewodniczącymi byli: J. T. Tate, P. E. Klopp-

steg i G. R. Harrison. Obecnie (od 1954 r.) przewodniczącym Instytutu jest Frederick Seitz, a sekretarzem W. Waterfall. Członkami Instytutu są następujące stowarzyszenia: American Physical Society, Optical Society of America, Acoustical Society of America, American Society of Physics Teachers i Society of Rheology. Instytut liczy powyżej 16 000 członków z tego 41,5% stanowią pracownicy zakładów dydaktycznych 40,5% — pracownicy przemysłu a 15% — pracownicy państwowi.

Głównymi czasopismami wydawanymi przez Instytut i stowarzyszenia członkowskie są: *The Physical Review*, *Reviews of Modern Physics*, *The Journal of the Optical Society of America*, *The Journal of the Acoustical Society of America*, *Noise Control*, *American Journal of Physics*, *Journal of Applied Physics*, *The Review of Scientific Instruments*, *The Journal of Chemical Physics* i *Physics Today*.

Nowi członkowie Royal Society

Na marcowym posiedzeniu Royal Society następujący fizycy zostali wybrani na członków Towarzystwa:

Prof. N. Kemmer z Uniwersytetu w Edynburgu, znany ze swych pionierskich prac z fizyki cząstek elementarnych w szczególności z prac na temat mezonu i jego roli w teorii sił jądrowych,

Dr N. Kurti, wykładowca fizyki w Oxfordzie posiadający wybitne osiągnięcia w dziedzinie niskich temperatur, w szczególności z paramagnetyzmu i polaryzacji jąder atomowych,

Dr A. B. Pippard, wykładowca fizyki w Cambridge odznaczony za prace nad właściwościami metali w polu częstości radiowych oraz za badania nadprzewodnictwa,

Dr D. H. Wilkinson, wykładowca fizyki w Cambridge odznaczony za prace z fizyki jądrowej, w szczególności

za badania własności poziomów energetycznych lekkich jąder.

Konferencja poświęcona reakcjom jądrowym

Nederlandse Natuurkundige Vereniging organizuje w Amsterdamie od 1 do 7 lipca 1956 r. konferencję poświęconą reakcjom jądrowym. Na konferencji będą omówione między innymi następujące zagadnienia: rozproszenie elastyczne i nieelastyczne, reakcje chwytania, fotoreakcje, reakcje strippingowe i „pick-up” oraz rozszczepienie. Sekretarzem Konferencji jest dr S. A. Wouthuysen z Laboratorium Zeemana w Amsterdamie.

Symposium fizyki teoretycznej w St. Andrews

Korzystając z obecności w St. Andrews prof. W. Heisenberga zorganizowano tam w dniach 18—20 listopada 1955 r. krótką konferencję fizyki teoretycznej. Niestety prof. Heisenberg musiał wcześniej niż się spodziewano wrócić do Niemiec i nie mógł wziąć udziału w tym sympozjonie. Mimo to symposium się odbył przy udziale około 50 fizyków z różnych ośrodków angielskich. W referacie otwierającym posiedzenie poświęcone teorii pola J. Hamilton (Cambridge) omówił możliwe rodzaje anihilacji antyprotonu. Wstępny referat z fizyki jądrowej wygłosił H. A. Bethe (Cambridge i Cornell) o modelu jądra podanym przez Brücknera i współpracowników, zaś posiedzenie poświęcone ciału stałemu otworzył M. H. L. Pryce (Bristol), który omówił dane otrzymane z badania subtelnej struktury linii absorpcyjnej rezonansu paramagnetycznego jonów w kryształach.

Seminarium Akustyki Molekularnej

W dniach od 7 — 10.XI.1955 r. odbyło się w Katedrze Fizyki WSR w

Olsztynie Seminarium Otwarte poświęcone problemom akustyki molekularnej.

Udział wzięli przedstawiciele Gliwic, Lublina, Łodzi, Olsztyna, Opola, Poznania, Rokietnicy, Szczecina, Warszawy i Zabrze.

Na siedmiu posiedzeniach wygłoszono następujące referaty: F. Kucze ra: „W sprawie kinetyczno-molekularnej interpretacji rozchodzenia się dźwięku w cieczach”, B. Ma tu ła: „Koagulacja w świetle rozważań teoretycznych”, A. Piotrowska: „Prędkość molarna dźwięku i jej zastosowanie w badaniach struktury drobin”, M. Puchalik: „Kapilarna aktywność a zależność parachory roztworów wodnych od stężenia”, Z. Młynarczyk: „Parachory wodnych i benzenowych roztworów dwuhydroksybenzenów”, F. Kuma s zka: „Zależność reochorów roztworów od stężenia”, Z. Łosińska i W. Pa s zkowski: „Teoria koncentracji zawiesin w fali stojącej”, Z. Łosińska: „Badanie koncentracji zawiesin w fali stojącej metodą dyfrakcji światła”; I. Wehr i I. Karpiński: „Niektóre zagadnienia konstrukcyjne i pomiarowe w rezonansowej interferometrii ultradźwiękowej”, W. Wa wrz yczek, E. Brożek i N. Bardzicki: „Kinetyka reakcji chemicznych w polu ultradźwiękowym”, R. Szwejkowski: „Rozchodzenie się fal głosowych w ośrodkach niejednorodnych statystycznie”, M. Kwiek: „Zasada zachowania energii oraz konieczność molekularnego traktowania fal o amplitudzie skończonej”, T. Ceypek, A. Łępkowski i K. Szymczyk: „Wrażliwość na urazy słuchowe a powietrznosc wyrostka sutkowego”, M. Kwiek: „Nowa metoda statystycznej analizy hałasu”, J. Fa zanowicz: „Widma hałasów hutniczych”, F. Kucze ra i A. Opilski: „Wzrost i rozwój rośliny wywołany polem ultradźwiękowym”, W. Staszewski i B. Adamczyk: „O siłach po-

między kulkami w polu akustycznym”. J. Zienuk: „Próby porównywania nateżeń akustycznych”, A. Piotrowska, M. Górńska i J. Zienuk: „Badania wytwarzania zawiesin ultradźwiękami”.

Treść większości referatów zawierała komunikaty z prac własnych. Wygłoszone referaty będą wydane drukiem.

Rodzaj tematyki Seminarium tłumaczy obecność chemików i biologów, którzy wnieśli wartościowe przyczynki do referowanych problemów. W wyniku ożywionych dyskusji okazało się między innymi, że w akustyce teoretycznej zachodzi potrzeba rozwinięcia metod molekularnego traktowania zjawisk. W prędkościach cząsteczek w falach głosowych można na przykład uwzględnić maxwellowski rozkład. Daje to wgląd w zjawiska nie dające się ująć przy pomocy mechaniki ośrodków ciągłych.

Wielkie zainteresowanie wywołały sprawozdania z prac eksperymentalnych. Okazało się, że poszczególne ośrodki opanowały pewne techniki doświadczalne, które jeszcze przed kilkoma laty znane były w Polsce tylko z monografii.

Odbytujące się okresowo Seminarium Otwarte z Akustyki posiadają zwykle jednolity kierunek. Prace referowane na tych Seminarium pozostają w ścisłym związku z działalnością Zakładu Akustyki i Teorii Drgań Uniwersytetu Poznańskiego kierowanego przez prof. dr M. Kwieka.

Następne Seminarium Otwarte projektowane jest w Olsztynie (Kortowo) w lipcu 1956 r., przy czym kierownictwa organizujących katedr zamierzają urządzić Seminarium eksperymentalne w oparciu o aparaturę tych katedr.

Pozytron czy pozyton

Prof. L. Rosenfeld, redaktor czasopisma *Nuclear Physics* w pierwszym

numerze tego miesięcznika podaje wskazówki dotyczące nomenklatury jaka powinna być przestrzegana przez autorów nadsyłających prace. Nazwa „elektron” ma być stosowana do cząstek o ładunku obu znaków, jeśli zaś chodzi o uwidocznienie znaku ładunku elektronu należy używać nazw „pozyton” i „negaton”.

Nazwy „spin izotopowy” i „izotopowa liczba kwantowa” powinny być zastąpione przez „spin izobarowy” i „izobarowa liczba kwantowa”.

Uruchomienie ZEUS-a i ZETR-u

W Harwell zostały uruchomione 2 nowe reaktory badawcze* ZEUS (Zero Energy Uranium System) i ZETR (Zero Energy Thermal Reactor). ZEUS został wybudowany w celu sprawdzenia obliczeń wykonanych dla szybkiego reaktora budowanego w Dounreay w Północnej Szkocji i jest modelem tego reaktora. Cylindryczny rdzeń średnicy 50 cm i długości 50 cm z uranu silnie wzbogaconego w ^{235}U jest otoczony wielu tonami naturalnego uranu, w którym w miarę pracy reaktora będzie powstawał pluton. Ilość uranu 235 potrzebna dla uruchomienia reaktora okazała się zgodna z obliczeniami. Wzbogacenie uranu przeprowadziła fabryka w Capenhurst. ZEUS będzie pracował z mocą zaledwie 100 W, tak że nie będzie wymagane specjalne chłodzenie. Warto tu przypomnieć, że reaktor w Dounreay ma mieć moc 60 MW.

ZETR jest reaktorem z paliwem jądrowym w postaci roztworu. Przeprowadza się na nim wstępne badania przed budową wielkich reaktorów tego typu. Dotychczas wykonano próby z solami uranu 235 i zwykłą wodą jako rozpuszczalnikami. W projekcie są badania z uranem 233 i ciężką wodą.

Obecnie w Harwell pracuje 6 reaktorów. GLEEP (Graphite Low Energy Experimental Pile), BEPO (British Ex-

perimental Pile), ZEPHYR (Zero Energy Fast Reactor), DIMPLE (Deuteronium Moderated Pile Low Energy), ZEUS i ZETR. W budowie są trzy dalsze: DIDO, PLUTO i LIDO.

Upadek Brytyjsko-Nowo Zelandzkiego projektu

Brytyjskie Atomic Energy Authority postanowiło wycofać się z udziału w budowie fabryki ciężkiej wody w Nowej Zelandii, gdyż okazało się, że koszty tej budowy będą znacznie wyższe niż przypuszczano początkowo. W związku z tym rząd Nowej Zelandii zdecydował ograniczyć pierwotny projekt wykorzystania gorących źródeł w miejscowości Wairakei do budowy samej elektrowni.

Lawrence o przyszłości akceleratorów

W artykule opublikowanym w grudniowym numerze *Science* Lawrence wskazuje, że najważniejszym zadaniem stojącym przed techniką akceleratorów jest zwiększenie prądu cząstek. Dotychczas zwiększanie energii cząstek idzie w parze z szybkim maleniem prądu. Podczas gdy cyklotron (1940 r.) daje prąd o natężeniu miliamperów, prąd synchrociklotronu (1943 r.) jest rzędu mikroampera a kosmotron i bewatron dostarczają związek o natężeniu nanoamperów. Opierając się na tych doświadczeniach należy się spodziewać, że akcelerator przyspieszający cząstki do energii 10^{16} eV będzie dawał prąd około 2 protonów na godzinę.

Nowe perspektywy w dziedzinie zwiększenia prądu cząstek stwarzają doświadczenia z cyklotronem typu liścia klonowego (nazwa dotyczy kształtu nabiegunników magnesu) prowadzone w Radiation Laboratory w Berkeley. Nowy typ cyklotronu będzie dostarczał dużych prądów deuterionów o energii do

300 MeV i pozwoli na bardzo łatwe wyrowadzenie wiązki.

Duże nadzieje związane są również z rozwojem techniki akceleratorów liniowych. W Kalifornii na ukończeniu jest budowa ekceleratora, który będzie dostarczał deuternów o energii 7.8 MeV w wiązce o natężeniu prądu około 1/4 ampera.

W poszukiwaniu antyneutronu

W Berkeley ekipa pracująca przy be-watronie, nie poprzestając na odkryciu antyprotonu, przystąpiła obecnie do poszukiwań antyneutronu. Antyneutron różni się od neutronu jedynie znakiem momentu magnetycznego. Spodziewane jest zaobserwowanie reakcji antyproton + proton \rightarrow antyneutron + neutron i wykrycie antyneutronu poprzez promieniowanie anihilacyjne.

Se g r é jest zdania, że odkrycie antyneutronu jest jedynie kwestią czasu.

Filia Zakładów Atomowych Harwell w Grove

W odległości 7 mil od Harwell i 2 mil od Wantage powstaje Filia Brytyjskich Zakładów Atomowych, w której będzie się mieściła część Oddziału Izotopów Promieniotwórczych. Istniejące tam budynki pozwolą Grupie Naświetlań Technologicznych na natychmiastowe rozpoczęcie pracy. Umieszczenie Grupy poza głównymi Zakładami w Harwell ułatwi jej bliższy kontakt z przedstawicielami działów przemysłu, w których stosowane są izotopy promieniotwórcze. Projektuje się również przeniesienie z Harwell do Grove Szkoły Izotopowej.

Budżet CERN-u

Budżet CERN-u na rok 1956 wyniesie 34 miliony franków szwajcarskich w porównaniu z 25 milionami franków w roku ubiegłym. Do końca 1960 r. CERN

wyda ok. 197 milionów franków. Koszt budowy wielkiego synchrotronu będzie większy niż przypuszczano początkowo. Liczba pracowników CERN-u ustali się w roku 1960 na około 500.

Ku pierwiastkowi 108?

Prof. S e a b o r g, laureat nagrody Nobla, ojciec rodziny transuranów kończącej się w tej chwili na Mendelewie (101), spodziewa się, że w ciągu 5—15 lat zostanie odkrytych jeszcze 7 dalszych pierwiastków. Będą one niewątpliwie otrzymane za pomocą akceleratorów ciężkich jonów. Pierwiastki od 102 do 105 będą prawdopodobnie wystarczająco trwałe by można je zidentyfikować na drodze chemicznej. Identyfikacja transuranów 106—108 będzie prawdopodobnie możliwa tylko metodami badania promieniotwórczości.

Atomowe okręty podwodne

W Stanach Zjednoczonych zaprojektowano budowę 8 atomowych okrętów podwodnych. Dwie z nich „Nautilus” i „Sea Wolf” pełnią już służbę.

„Sea Wolf” został spuszczonej na wodę (a raczej pod wodę) 21 lipca 1955 r. Ciepło z jego reaktora jest odprowadzane za pomocą ciekłego sodu.

Usuwanie odpadków radioaktywnych

Anglicy pozbyli się 1500 ton promieniotwórczych odpadków przez zatopienie ich w Atlantyku na głębokość 2200 m. Wytrzymałość zbiorników została obliczona na 30 lat, gdyż po upływie tego okresu promieniotwórczość odpadków praktycznie wygaśnie.

Pierwszy reaktor belgijski

W belgijskim Ośrodku Badań Jądrowych w Mol na terenie 190 ha powstają laboratoria badawcze.

W pierwszym etapie prac ma być skonstruowany reaktor atomowy z naturalnym uranem i grafitem o mocy kilku tysięcy kW, chłodzony powietrzem. W otoczeniu reaktora powstaną laboratoria fizyczne, elektroniczne, chemiczne, metalurgiczne, technologii specjalnych, medyczne i biologiczne oraz warsztaty centralne.

Budynek reaktora o powierzchni około 6 000 m² będzie zawierał sam reaktor, którego fundamenty będą zanurzone w piasku na głębokość 12 m, salę rozdzielczą i kilka laboratoriów specjalnych niezbędnych do obsługi i eksploatacji reaktora. Reaktor będzie obudowany ciężkim betonem (o gęstości 3.5 t/m³ w porównaniu z gęstością 2.4 t/m³ dla zwykłego betonu) zawierającym siarczan baru.

Ceny surowców „atomowych“

Amerykańska Komisja Energii Atomowej podała ceny szeregu materiałów stosowanych w technice reaktorów:

1 kg naturalnego uranu kosztuje 14 dolarów,

1 g uranu wzbogaconego w uran 235 do 20% kosztuje 25 dolarów, a cena 1 litra ciężkiej wody wynosi 60 dolarów.

Reaktor kieszonkowy

Motory samolotów atomowych wymagają małych i lekkich reaktorów. W Ameryce został zaprojektowany bombowiec z dwoma jądrowymi motorami reakcyjnymi ważącymi około 100 t. Reaktory do tych motorów mają „kieszonkowe” wymiary 1,50 m długości i 1 m średnicy.

Najdokładniejszy sześcian na świecie

W National Physical Laboratory prowadzone są prace nad wyznaczeniem

gęstości rtęci z dokładnością znacznie większą od osiągniętej dotychczas. Chodzi w rezultacie o zmniejszenie błędu w wyznaczaniu temperatury wrzenia wody (zależnej od ciśnienia — mierzonego wysokością słupa rtęci) do 0.0001 °C.

Jedna z metod pomiaru polega na porównaniu ciężaru kostki sześciennej o ściśle określonej objętości w powietrzu i jej ciężaru po zanurzeniu w rtęci. Został sporządzony w tym celu sześcian wolframowy o boku 8,9 cm o optycznie płaskich powierzchniach i niezwykle ostrych krawędziach. Za pomocą tego sześcianu spodziewane jest wyznaczenie gęstości rtęci z dokładnością do 1 milionowej.

Wprowadzenie systemu metrycznego w Indiach

Od kwietnia br. w Indiach obowiązuje system metryczny, który zastąpił 200 różnych systemów używanych poprzednio. Przystawanie systemu metrycznego będzie trwało co najmniej 15 lat.

Obrona pracy doktorskiej prof. Jana Rzewuskiego

Dnia 5 grudnia 1955 r. odbyła się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego publiczna obrona pracy doktorskiej prof. Jana Rzewuskiego. W wyniku tej obrony Rada Wydziału Mat-Fiz. U. W. przyznała prof. Rzewuskiemu stopień doktora nauk.

Prof. Jan Rzewuski przedstawił jako pracę doktorską zespół trzech publikacji:

1. Quantization of a certain class of non-local field theories, *Acta Phys. Polon.* **12**, 100—122 (1953)

2. Differential conservation laws in non-local field theories, *Nuovo Cim.* **10**, 784—802 (1953)

3. Differential structure of non-local theories I, *Acta Phys. Polon.* **13**, 135—144 (1954).

Publikacje te stanowią tematycznie pewną całość, zawierającą sformułowania i rozstrzygnięcie paru podstawowych zagadnień z dziedziny tzw. nielokalnej teorii pól kwantowych.

W sformułowaniu konwencjonalnej teorii pól kwantowych (np. w elektrodynamice kwantowej lub mezodynamice kwantowej) tkwi bardzo głęboko założenie punktowości cząstek będących kwantami pola. Mówimy, że jest to teoria lokalna. Konsekwencją założenia punktowości cząstek są trudności teorii lokalnej polegające na występowaniu w teorii rozbieżnych wyrażeń przedstawiających energie własne i ładunki (elektryczne i mezonowe) cząstek. Teoriami nielokalnymi nazywamy sformułowania, które w jakiś sposób starają się wprowadzić strukturę („rozciągłość” przestrzenną i czasową) cząstek — kwantów pola.

Prof. Rzewuski jest jednym z głównych w literaturze naukowej przedstawicieli teorii nielokalnych, a w szczególności pewnego ich kierunku wprowadzającego strukturę cząstek poprzez zmianę konwencjonalnego prawa oddziaływania pól. Wyrazem formalnym tej zmiany jest pojawienie się w operatorze oddziaływania pól funkcji kształtujących (rozmywających) konwencjonalne oddziaływanie lokalne w ten sposób, by odpowiadało ono cząstkom rozciągląym przestrzennie i czasowo. Musi być przy tym spełniony postulat szczególnej teorii względności. Funkcji tych (zwanymi potocznie „form-faktorami”) obecna teoria nielokalnego oddziaływania nie jest w stanie określić (wyznaczyć). Nie mamy jak dotąd, idei fizycznych, które by pozwoliły wprowadzić do teorii pola określoną strukturę cząstek. W tym stanie rzeczy obecna teoria nielokalna, w szczególności teoria o nielokalnym oddziaływaniu, może być jedynie teorią ramową, która stara się swe wnioski formułować ogólnie, niezależnie od założeń co do posta-

ci „form-fraktorów”. Najważniejsze z tych wniosków muszą dotyczyć praw zachowania podstawowych wielkości fizycznych, takich jak energia, pęd, moment pędu, ładunek.

Prof. Rzewuski w swojej pracy doktorskiej otrzymuje właśnie kilka takich ogólnych wniosków o podstawowym znaczeniu dla teorii, w szczególności rozwiązuje zagadnienie praw zachowania w teorii nielokalnej. Przy okazji tych rozważań udawadnia interesujące twierdzenie matematyczne o obniżaniu o jeden wymiar całki w równaniu różniczkowo-całkowym. Z twierdzenia tego wynika w szczególności, że problem Cauchy’ego dla równania różniczkowo-całkowego względem jednej zmiennej jest równoważny problemowi Cauchy’ego dla pewnego określonego równania czysto różniczkowego.

Materiały z Konferencji Atomowej w Genewie

W grudniu 1955 r. ukazało się 5 tomów materiałów radzieckich z Konferencji Atomowej w Genewie: „Badania fizyczne”, „Budowa i teoria reaktorów”, „Zastosowania izotopów w technice, biologii i rolnictwie”, „Badania w dziedzinie geologii, chemii i metalurgii” i „Działanie promieniowania na organizm”.

Obecnie Akademia Nauk ZSRR przystąpiła do wydania w 7 tomach materiałów zagranicznych posiadających największe znaczenie praktyczne. Na czele kolegium redakcyjnego stanął członek korespondent AN ZSRR N. M. Siskian.

Organizacja Narodów Zjednoczonych wydaje materiały z konferencji Genewskiej w 16 tomach. Wydania angielskie i hiszpańskie będą ukończone w końcu kwietnia 1956 r., francuskie — w czerwcu 1956, a rosyjskie w końcu

1956 r. Tytuły poszczególnych tomów są następujące:

1. Światowe zapotrzebowanie energii i rola energii jądrowej (ok. 600 str.)
2. Fizyka i reaktory badawczą (ok. 600 str.)
3. Elektrownie atomowe (ok. 450 str.)
4. Podstawowe przekroje czynne i teoria reaktorów (ok. 450 str.)
5. Fizyka reaktorów (ok. 800 str.)
6. Geologia uranu i toru (ok. 800 str.)
7. Chemia jądrowa i skutki działania promieniowania (ok. 850 str.)
8. Materiały: zagadnienia i technika otrzymywania (ok. 850 str.)
9. Materiały: próby i obróbka chemiczna (ok. 950 str.)
10. Izotopy promieniotwórcze i promieniowanie jądrowe w medycynie (ok. 700 str.)
11. Działanie biologiczne promieniowania (ok. 550 str.)
12. Izotopy promieniotwórcze i promieniowanie jonizujące w agrotechnice, fizjologii i biochemii (ok. 800 str.)
13. Zagadnienia prawnicze, administracyjne i sanitarne. Normy bezpieczeństwa. (ok. 450 str.)
14. Izotopy promieniotwórcze: zagadnienia ogólne i dozymetria (ok. 350 str.)
15. Izotopy promieniotwórcze i produkty rozszczepienia w badaniach naukowych i w przemyśle (ok. 450 str.)
16. Posiedzenia ogólne, konferencje specjalne, zbiór dokumentów (ok. 400 str.).

Redaktorzy nowych fizycznych czasopism radzieckich

Głównym redaktorem czasopisma *Optika i spektroskopia* został mianowany S. E. Frisz, członek korespondent AN ZSRR, zaś członek korespondent AN ZSRR A. I. Szalnikow stanął na czele redakcji czasopisma *Pribory i technika eksperymentalna*.

Herman Weyl (1885—1955)

8 grudnia 1955 r. zmarł nagle w Zurichu Hermann Weyl jeden z największych matematyków świata, którego działalność naukowa wiązała główne kierunki rozwoju czystej matematyki z fizyką teoretyczną. Początek kariery naukowej Weyla związany jest z nazwiskiem Hilberta, pod którego kierunkiem studiował matematykę na uniwersytecie w Getyndze. Nie ma prawie działu matematyki, do którego Weyl nie wniósłby jakiejś nowej idei, a niektóre jego dzieła jak na przykład słynną książkę „Die Idee der Riemannschen Fläche” można uważać za zapoczątkowanie nowych działów matematyki. Nas interesuje przede wszystkim wkład Weyla do fizyki teoretycznej. Zaraz po powstaniu teorii względności Weyl zainteresował się tą nową dziedziną, rozwinął ją i w związku z pracami z podstaw geometrii stworzył czysto inftytezymalną geometrię stanowiącą ukoronowanie dzieła Riemanna. Początkowo Weyl chciał zastosować tę geometrię do teorii unitarnego pola grawitacyjnego i elektromagnetycznego. Później zarzucił tę myśl, ale jego prace zapoczątkowały całą powódź innych prac z tej dziedziny.

W latach 1923—1938 Weyl opracował ogólną teorię reprezentacji grup ciągłych, która przyczyniła się walnie do rozwoju mechaniki kwantowej. Większość prawidłowości kwantowych może być bardzo prosto zrozumiana na gruncie tej teorii. Teoria Weyla otworzyła drogę nowoczesnemu stylowi myślenia w fizyce. Dzisiaj intuicyjną reakcją każdego fizyka teoretyka na niewyjaśnioną prawidłowość w zachowaniu się cząstek elementarnych jest założenie odpowiedniej grupy symetrii.

Nagła śmierć na atak serca przerwała ożywioną działalność Weyla w

miesiąc po uroczystym obchodzie w Zurichu jego siedemdziesiątej rocznicy urodzin.

Aleksander Proca

W grudniu 1955 r., po ciężkiej chorobie, zmarł w Paryżu znany fizyk rumuński Aleksander Proca. Przez pewien czas Proca był asystentem na Politechnice w Bukareszcie, lecz już w 1923 r. wyjechał do Paryża, gdzie po-

święcił się wyłącznie fizyce teoretycznej. Pracował w laboratoriach uczonych takiej miary jak P. Langevin, M. Skłodowska-Curie i J. Perrin. Przez wiele lat był redaktorem jednego z najbardziej znanych czasopism z matematyki i z fizyki teoretycznej *Annales de l'Institut Henri Poincaré*. Prace Aleksandra Proca stanowiły poważny wkład w teorię mezonów. Szczególnie znane są „równania Proca“, które są równaniami falowymi dla cząstek o spinie 1.

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

Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

Kraków — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ

Lublin — Prof. dr ARMIN TESKE

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

TREŚĆ

J. Hurwic — Stanisław Kalinowski	255
J. Dąbrowski — Model optyczny jądra atomowego	265
M. Kunisz, H. Niewodniczański — Stosunki natężeń w multipletach widm atomowych	289
W. Kołos — Proste modele w teorii budowy cząsteczek	301
Z. Galasiewicz — O wzbudzeniach elementarnych typu drgań plazmy	317
P. Zieliński — Próba systematyzacji cząstek elementarnych Gell-Manna i Paisa	331

RECENZJE

N. F. Mott i R. W. Gurney „Zjawiska elektronowe w kryształach jonowych” (M. Suffczyński)	343
--	-----

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Konferencja spektroskopii jądrowej w Moskwie (A. Hrynkiewicz)	345
IV Konferencja Luminescencyjna w Mińsku (K. Rosiński)	349
KRONIKA	351