

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM VIII

ZESZYT 6

1957

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VIII, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1957

**PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA, KRAKÓWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79**

Nakład 2000 (1909+81)	Oddano do składania 21.IX.57
Ark. wyd. 8,5; ark. druk. 7	Podpisano do druku 3 II.58
Druk sat. V kl. 70 g. 70×100	Druk ukończono w lutym 1958
Cena zł 15.—	Zamówienie nr 1807/57 A-18

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

Z. A. Klemensiewicz
Politechnika Śląska

Tadeusz Godlewski 1878 — 1921

Nie zdajemy sobie często sprawy z olbrzymich zmian, zachodzących w życiu nauki — zwłaszcza tak żywotnej jak fizyka — w ciągu czasu tak bądź co bądź krótkiego, jakim jest w dziejach kultury ludzkiej pół wieku. Jest to chyba tym spowodowane, że rozwój pewnych myśli postępuje, gdy nadejdzie ich pora, lawinowo jak reakcja łańcuchowa. Tym bardziej gdy pasja badaczy znajdzie podniecie w potrzebach wojskowych, politycznych lub ekonomicznych, państw. Koniecznym zaś następstwem takiego burzliwego nurtu odkryć jest, że tracimy z oczu ich źródła. Dlatego winniśmy może przyrzec się z perspektywy i odświeżyć w pamięci działalność jednego z naszych uczonych, który we wczesnych latach fizyki jądra należał do czołówki jej badaczy. A jeśli nie mógł dotrzymać kroku uczonym innym, bogatszym i szczęśliwszym, bo w ustalonych warunkach mogących pracować narodów, jeśli w młodym wieku oddał swe życie na ołtarzu obowiązku, to był to los zwykły od stuleci obywateli tego kraju, szczególnie jego kresowych grodów, przez które tyle razy w dziejach przewalały się niszczycielskie hordy wrogów. Bo choć wiedza nasza rozwija się dzisiaj tak niezmiernie szybko, to jednak wytworzenie podstaw tego rozwoju wymaga u nauki, jak u każdej wyższej formy kultury, dłuższego okresu ciągłości, którego tak często los skąpił naszym uczonym.



Tadeusz Godlewski urodził się we Lwowie, w r. 1878, jako trzeci z rzędu, najmłodszy, syn Emila Godlewskiego starszego, znakomitego fizjologa roślin, który był wówczas profesorem Akademii Rolniczej w Dublanach, i Zofii z Roszkowskich. W dalszym biegu swej świetnej kariery naukowej

został Godlewski ojciec profesorem Uniwersytetu Jagiellońskiego a — po zniesieniu zaborów — dyrektorem Rolniczego Instytutu Naukowego w Puławach. Prace jego, znane w świecie, zdobyły dlań rzadko cudzoziemców spotykający zaszczyt członkostwa Paryskiej Akademii Nauk. Z miłością dla obojga rodziców łączyło się u Tadeusza uwielbienie dla ojca i szacunek dla braci, z których najstarszy Marian był świetnym lekarzem-praktykiem, zaś średni Emil znakomitym profesorem biologii i embriologii w Krakowie i zasłużonym działaczem społeczno-sanitarnym. Był więc Tadeusz Godlewski otoczony od kolebki atmosferą społecznej służby dla nauki, którą to służbę obrał sobie wcześniej za cel życia, jeśli nie jedyny, to napewno najważniejszy. Ta nuta dźwięczała silnie w jego korespondencji z ojcem i bratem Emilem. Jako najmłodszego kochali go wszyscy w rodzinie i w tej atmosferze serdeczności i powagi wyrósł na młodzieńca pełnego zalet umysłu i serca, choć niestety niezbyt silnego zdrowia. Nauki w szkole średniej odbył w krakowskim gimnazjum św. Anny. W r. 1897 zapisał się na Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Jagiellońskiego, o tak znakomitej w naukach ścisłych tradycji. Za profesorów miał: matematyka Z a r e m b e, fizyków — W i t k o w s k i e g o i N a t a n s o n a, chemika O l s z e w s k i e g o.

Wcześniej zaczął Godlewski wybijać się wśród studentów, skoro już w 1899 ogłosił pierwszą publikację. Był to autoreferat z wygłoszonego w krakowskim „Kółku Przyrodników” odczytu *O unoszeniu elektryczności przez parę**. Omówił w nim sporne wyniki ciekawych doświadczeń kilku uczonych z drugiej połowy XIX wieku, nad wytwarzaniem się naboju przy parowaniu i skraplaniu cieczy. Referat odznaczał się zarówno dobrym językiem naukowym, jak i niezwykle jasnym, ścisłym i dojrzałym, jak na studenta III-go roku, sposobem przedstawienia. W r. 1900 został demonstratorem a wkrótce potem asystentem przy katedrze Fizyki Augusta W i t k o w s k i e g o. Ukończenie studiów przeciągnęło się nieco z powodu niechętnego zdrowia z jednej, a ambicji złożenia doktoratu jak najlepiej, z drugiej strony. Praca doktorska, wykonana w pracowni W i t k o w s k i e g o i pod jego kierownictwem, miała za przedmiot obliczenie ciśnienia osmotycznego pewnych roztworów wodnych ze zmierzonych sił elektromotorycznych odpowiednich ogniw koncentracyjnych. Ukończona z początkiem 1902 i ogłoszona wkrótce potem w Rozprawach Akademii, pozwoliła mu w r. 1903 uzyskać stopień doktora filozofii Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Nosił się wówczas z myślą wyjazdu na dalsze studia, bądź do „Ojca chemii fizycznej” O s t w a l d a w Lipsku, bądź do wybijającego się młodego elektrochemika L e b l a n c' a, w Karlsruhe. Ostatecznie spędza rok akademicki 1903/4 w pracowni jednego z twórców elektrochemii A r r h e n i u s a,

* Spis prac Tadeusza Godlewskiego ogłoszony został przy napisanym przez autora nekrologu w Rocznikach Chemii 3, 1 (1923).

na Politechnice w Sztokholmie. Wykonuje tam drugą pracę swoją z dziedziny elektrochemii: *O dysocjacji elektrolitycznej w roztworach alkoholowych o różnych zawartościach wody*. Po jej ukończeniu zabrał się do trudniejszego zagadnienia, a mianowicie do badania równowag soli podwójnych w roztworach. Nie starczyło mu jednak czasu na wykonanie licznych i różnorodnych pomiarów, których temat wymagał i rezultatów nie opublikował. Obie ogłoszone prace elektrochemiczne wykazują, mimo starannych i dobrze obmyślanych pomiarów, znaczne rozbieżności między teorią a eksperymentem, nawet w wypadku roztworów rozcieńczonych, niewytłumaczalne z punktu widzenia genialnych, ale zbyt uproszczonych, teorii *Van t'Hoffa* i *Arrheniusa*. Traktowanie jonów jak atomów gazu doskonałego i nieuwzględnianie energii potencjalnej działań elektrostatycznych, musiało powodować poważne błędy. W obliczu tych trudności stanęła bezradnie chemia fizyczna po kilkuletnim tylko, ale jakżeż szybkim rozwoju. Dopiero zbawcze idee atomistyki, zwalczanej tak długo przez *Ostwalda*, zdołały ją z tego martwego punktu wyrwać i pchnąć na drogę dalszego bujnego rozwoju. Statystyczno-kinetyczna doktryna *Boltzmana* i *Smoluchowskiego* i elektronowa interpretacja sił chemicznych były słupami milowemi tej ewolucji. Ale to wszystko stało się później i w 1904 r. ani *Godlewski*, ani jego nauczyciele i doradcy nie mogli takiego obrotu spraw przewidzieć.

W tych warunkach instynkt młodego uczonego kazał mu porzucić wyjąłowaną głębię chemii fizycznej i skierował w stronę, gdzie właśnie wtedy najwięcej było do odkrywania, w stronę stawiającej pierwsze lecz już mocne kroki, nauki o promieniotwórczości. Jeszcze bardziej podziwu godnym było, że mając w Paryżu sławną już wówczas rodaczkę na czele wielkiej pracowni, nie tam się zwrócił, lecz do odległego, niemal egzotycznego, Montrealu. Trzeba przecież pamiętać, że w owym czasie nauka zachodniej półkuli była jeszcze niezmiernie daleka od dzisiejszego rozkwitu. Sam *Rutherford*, do którego się *Godlewski* udawał, człowiek młody, jakkolwiek już twórca teorii rozpadu atomowego, znany był tylko specjalistom. *Godlewski* wybrał Montreal, słuchając swej intuicji i nie zawiódł się. Laboratorium znalazł nadspodziewanie dobrze urządzone i wyposażone, z roczną dotacją 7500 dolarów. *Rutherford*, który nie miał jeszcze tylu cudzoziemskich uczniów co później, był mile zdziwiony i pochlebiony faktem, że wybrał jego kierownictwo młody doktor z tak odległej Polski; od razu też poczuł do niego sympatię. Oceniał wysoko u *Godlewskiego* nie tylko zdolności, pilność i niezmierny entuzjazm do pracy badawczej, lecz także jego wygląd, obejście i znajomość form akademickich. Naturalna szlachetność i dystynkcyjność, wyniesione z kulturalnego domu polskiego, musiała silnie wyróżniać *Godlewskiego* od młodzieży dość jeszcze surowych, młodych krajów Imperium Brytyjskiego. *Godlewski*

nawzajem nabierał z dniem każdym więcej podziwu dla geniuszu Rutherforda i uznania dla jego nauczycielskich talentów i dbałości o pracowników. Tak nawiązał się między nimi serdeczny stosunek, który miał przetrwać, mimo oddalenia, aż do śmierci Godlewskiego.

Przybywszy do Montrealu pod koniec października 1904, poświęcił Godlewski — za radą Rutherforda — pierwsze tygodnie na zapoznanie się z techniką pomiarów promieniotwórczości. Pracę badawczą rozpoczął około 20 listopada i oddawał się jej bez chwili wytchnienia, przychodząc do laboratorium nawet w święta. Dzięki temu wysiłkowi zdążył w czasie swego niespełna 5-miesięcznego pobytu ukończyć aż cztery prace! W pierwszej wykrył AcX jako ciało pośrednie między aktywnym a jego emanacją, uzyskując w ten sposób zupełną analogię między rodziną aktywną a uranową i torową. Druga dotyczyła rozdzielania U i UX przez frakcjonowaną krystalizację, przy czym udało się Godlewskiemu wyjaśnić pewne niezgodności w pomiarach i wnioskach poprzedników, do czego niewątpliwie pomogło mu jego fizykochemiczne przygotowanie. W trzeciej pracy zbadał uzupełniające krzywe zmian promieniowania U i UX z czasem, po oddzieleniu tych ciał od siebie. Wreszcie w ostatniej zajął się promieniami β i γ aktywności i stwierdził, że są one znacznie miększe niż promienie analogicznych ciał w rodzinach uranu i toru. Wyniki tych prac, wykonanych w czasie, gdy zarówno aparatura pomiarowa była jeszcze bardzo prymitywna, jak co ważniejsze, poglądy teoretyczne zupełnie niesprecyzowane, zostały potwierdzone przez późniejszych badaczy i świadczą o dużych walorach Godlewskiego jako uczonego. Prace opublikował równolegle w czasopiśmie zagranicznych i w Rozprawach Akademii Umiejętności, do czego przywiązywał zawsze wielką wagę.

Niestety ten bogaty w osiągnięcia okres życia Godlewskiego minął zbyt szybko. W marcu wniósł on podanie o habilitację z Fizyki na Politechnice Lwowskiej a już poprzednio podał się o asystenturę na katedrze tego przedmiotu, zajmowanej od dawna przez Prof. Olearskiego, który nastawał na szybki powrót. Opuścił więc pracownię Rutherforda, gdzie tak doskonale znalazł warunki, by rozpocząć pracę w Kraju na o tyle trudniejszym gruncie. Przewód habilitacyjny odbył się w czerwcu. W ówczesnej Politechnice Lwowskiej stanowiła Fizyka drugo- jeśli nie trzeciorzędny przedmiot, reprezentowany przez kiepskie, z roku na rok bez zmian powtarzane i przez studentów lekceważone wykłady. Nie było laboratorium a jego miejsce zajmowała kolekcja przestarzałych, często popsutych, przyrządów, pod nazwą „Muzeum Fizyki”. Mowy nie było w tych warunkach o badaniach w dziedzinie promieniotwórczości, które wprawdzie nie wymagały jeszcze tak ogromnych środków jak dzisiejsza fizyka jądra, ale w każdym razie mogły być prowadzone tylko w nowoczesnym laboratorium i z pomocą kosztownych preparatów.

Jako docent wykładał już *Godlewski* przez rok 1905/6, poczem — dzięki wzrostowi stanu studentów — udało się przeprowadzić podział przedmiotu i zmiany programowe w tym kierunku, że dla wydziałów chemicznego i mechanicznego (z jego oddziałem elektrycznym) powiększono liczbę godzin wykładowych fizyki do 5 tygodniowo, tudzież wprowadzono obowiązkowe ćwiczenia laboratoryjne. Na kreowanej w wyniku tych zmian drugiej katedrze fizyki został *Godlewski* mianowany w r. 1906 profesorem nadzwyczajnym a w r. 1910, zwyczajnym. Udało mu się z biegiem czasu wywalczyć specjalną dotację i zakupić z niej podstawowe przyrządy. Sprawa kupienia 5 miligramów radu z państwowej austriackiej produkcji, za cenę 9000 koron, wędrowała po biurach różnych ministerstw i jej ostatecznie pozytywne załatwienie kosztowało *Godlewskiego* dwa lata zabiegów. Za to otrzymał niespodziewanie do dyspozycji dość silny preparat aktywny. W ten sposób uzyskała Politechnika Lwowska — dzięki *Godlewskiemu* — częściowe przynajmniej wyrównanie długoletnich zaniedbań i postawienie Fizyki, będącej przecież podstawą wszystkich działów techniki, na właściwym poziomie, tak pod względem dydaktycznym jak i naukowo-badawczym. Pozostały przeszkody pochodzące z braku odpowiedniego lokalu, które nie zostały nigdy zadawalająco usunięte.

W roku 1912 poślubił *Godlewski* panią Janinę z Dzieślewskich. Małżeństwo miało dwu synów, z których młodszy, Jerzy, zginął jako lotnik na froncie zachodnim. Starszy Docent Dr. med. Henryk *Godlewski*, prowadzi badania w Instytucie Onkologicznym w Gliwicach.

Rezultaty pierwszych prac wykonanych we własnej pracowni ogłosił *Godlewski* krótko w liście do *Nature* w r. 1912. Obszerniejsze sprawozdanie ukazało się w rok później w *Rozprawach Akademii*. Osad czynny, powstały z rozkładu emanacji, roztworzonej w czystej wodzie, poddawany był działaniu silnego pola elektrycznego między elektrodami platynowymi. Okazało się, że RaA osadzał się na anodzie, RaB — na katodzie, zaś RaC częścią na jednej, a do reszty na drugiej elektrodzie. Podobne zachowanie się stwierdził *Godlewski* później także u osadów czynnych toru i aktynu, co ze względu na izotopowe pokrewieństwo było naturalne. W całości był to jednak rezultat nieoczekiwany, gdyż wszystkie te ciała są metalami i wydzielają się z roztworów kwaśnych zawsze tylko na katodzie. Na fakt, iż zachowują się one inaczej w bardzo czystej wodzie, podał *Godlewski* bardzo śmiałe wyjaśnienie przyjmując, iż wtedy nie występują one w postaci jonów, lecz jako cząstki koloidalne o różnym znaku, ujemnym u radu A zaś dodatnim u radu B. Zachodzi więc w tym wypadku nie elektroliza, lecz elektroforeza. Wyglądało to na pozór paradoksalnie, tak dalece byliśmy przyzwyczajeni łączyć pojęcie stanu koloidalnego bądź z olbrzymimi drobinami połączeń takich jak ciała białkowe, bądź z dużymi

skupiskami małych drobin czy atomów nieorganicznych, zawieszonych w cieczach. W naszym wypadku, rozpuszczone w wodzie atomy niewielkiej ilości emanacji, rozkładały się w odległych od siebie punktach, przedstawiały więc materię bardzo rozdrobnioną, która jednak mimo to posiadała tak charakterystyczną dla koloidów własność wędrówki kataforetycznej. Nie była to cecha jedyna. W ogłoszonej w rok później pracy *O działaniu koloidów na produkta promieniotwórcze w roztworach* zbadał Godlewski wpływ zwykłych koloidów, dodatnich i ujemnych, na koloidalne cząstki osadu czynnego. Rezultat: wzajemne wytrącanie koloidów przeciwnego znaku, był znowu zgodny z jego przypuszczeniem. Ma to i praktyczne znaczenie, prowadzi bowiem do metody zagęszczania ciał promieniotwórczych na małej ilości wytrąconego koloidu, lub nawet przez proste filtrowanie na bibule, jeśli promieniotwórcze koloidy są ujemne. Ma ta metoda wielką zaletę szybkości. Ciekawe jest wytłumaczenie podziału RaC między katodę a anodę. Przypuścić można, iż RaC jest — podobnie jak RaA — koloidem ujemnym. Jeśli w skupisku złożonym z atomów RaA jeden z nich się rozłoży, to powstały atom RaB zostaje skutkiem silnego odrzutu przy przemianie α , wytrącony ze skupiska i dzięki swemu dodatniemu znakowi wędruje do katody. Natomiast przy przemianie $\text{RaB} \rightarrow \text{RaC} + \beta$ nie ma silnego odrzutu i nowo narodzony atom RaC pozostaje w skupisku atomów RaB i razem z nim osadza się na katodzie, mimo że sam ma znak ujemny.

Od czasu tych badań Godlewski zainteresował się dziedziną koloidów w ogóle, w rezultacie czego powstały prace jego uczniów p. L. Grabczakówny i Dr T. Malarskiego, późniejszego profesora politechnik Lwowskiej i Śląskiej. Już po śmierci Godlewskiego wykonano w Zakładzie Fizycznym Politechniki Lwowskiej, kierowanym wówczas przez autora, analogiczne badania elektroforezy osadu czynnego Ra w rozpuszczalnikach niewodnych.

Nie cieszył się długo Godlewski stworzonym przez siebie warsztatem pracy w Politechnice Lwowskiej. Wybuch pierwszej wojny światowej odciął go wraz z rodziną od Lwowa. Udał się wtedy do Wiednia, by w Instytucie Radowym kontynuować prace nad koloidalnym zachowaniem się ciał promieniotwórczych. Ukończył też w bardzo krótkim czasie rozpoczęte we Lwowie badania *Wnikania cząstek osadu w płytki aktywowane w emanacji*. Znalazł w tej pracy bardzo elegancką metodę określenia odrzutu, towarzyszącego wysyłaniu cząstek α . W Wiedniu, mimo dobrych warunków do pracy, nie pozostał długo; uważał za swój obowiązek wrócić do Lwowa i w r. 1916 skorzystał z pierwszej tego możliwości. Jednak warunki, panujące w zajęтым na szpital gmachu Politechniki, czyniły pracę naukową prawie niemożliwą a nie zapominajmy, że wojna trwała we Lwowie dłużej niż gdzie indziej. Tym gorliwiej oddał się więc Godlewski pracy oby-

watelskiej. Wybrany rektorem na r. 1918/9, pełnił niezmordowanie odpowiedzialne obowiązki tego urzędu w obleganym i ostrzeliwanym mieście, służąc jednocześnie w straży obywatelskiej, która z bronią patrolowała nocą ulice.

W tym mniej więcej czasie nawiązały się nasze osobiste stosunki, kiedy autor powróciwszy do Lwowa w r. 1919, objął z inicjatywy Godlewskiego katedrę fizyki, istniejącą przedtem w Dublinach a wówczas przeniesioną na Wydział Rolniczo-Leśny Politechniki. Wspólny trzem katedrom Zakład Fizyczny znajdował się w pożałowania godnym stanie. W gabinecie autora stanęły np. dwa olbrzymie stoły, na które wysypano stos części przyrządów, a właściwie złom, który pozostał po przejściu różnych wojsk przez Dublany. Brakowało wszelkich soczewek a nawet zwykłych okienek szklanych. Znikły również wszystkie przyrządy, które przypominały — choćby w najmniejszym stopniu — np. przez posiadanie wskazówki i podzielonej tarczy, zegary. Trawiłem po kilka godzin dziennie na wyszukiwaniu należących do siebie części, bez większych wyników. Przez osobiste stosunki uzyskał Godlewski od amerykańskiej, filantropijnej organizacji pod nazwą „Society of Friends” dar dla Zakładu Fizycznego, składający się z zapasu szkła chemicznego i odczynników; była to wielka pomoc w owym czasie.

Tymczasem na Zachodzie postępowała nauka o promieniotwórczości szybko naprzód. W lutym 1921 pisał Rutherford do Godlewskiego, donosząc iż udało mu się, przez nastrzeliwanie promieniami α , uzyskać przemianę z wysyłaniem promieni H^+ , nie tylko azotu, o czym już z literatury wiedzieliśmy, ale i innych lekkich pierwiastków jak bor, fluor, fosfor i glin. W tym ostatnim wypadku wysyłane jądra* wodoru zdają się posiadać większą energię niż wywołujące reakcję cząstki α ! Godlewski był tymi wiadomościami bardzo poruszony. Od jakiegoś czasu prowadził bowiem doświadczenia nad katodowym rozpylaniem ciał promieniotwórczych i niektóre z nich można było interpretować w tym kierunku, iż udaje się tym sposobem przyspieszyć rozkład promieniotwórczy. Jednak końcowy wynik był negatywny; jak łatwo zrozumieć, energie elektronów są zbyt małe. Jednak zainteresowania Godlewskiego dla pracy badawczej nie słabły i mimo coraz wyraźniejszych dolegliwości nie chciał opuścić laboratorium.

Trzeba tu wspomnieć, że lokale katedr fizyki w Politechnice Lwowskiej położone były na parterze monumentalnego gmachu, wybudowanego w ostatniej ćwierci XIX stulecia, przez profesora tej uczelni Zachariewicza, w stylu pałacu włoskiego. Kondygnacje parterowe miały

* Jest rzeczą charakterystyczną, iż Rutherford, który przecież właśnie odkrył jądro, nie używał tego terminu, mówiąc o „atomach” wodoru jako cząstkach, poruszających się w promieniach H^+ .

5¹/₂ metra wysokości i odpowiednio do tego, olbrzymie okna. Stwarzało to piękne sale wykładowe i rysunkowe, lecz 2-okienne gabinety o powierzchni około 70 m² nie dawały się dostatecznie ogrzać piecami, nawet w normalnych warunkach a cóż dopiero w czasie wojennym i powojennym, kiedy brak było opału. Nie chcąc przerywać badań w zimie, kazał Godlewski ustawić w środku swego gabinetu, tuż koło biurka, duży piec gazowy, który miał się nieraz palić przez całą dobę. Gasł jednak często niepostrzeżenie z powodu spadku ciśnienia i wówczas gaz uchodził niespalony. Przy tym i doprowadzenie musiało być nieszczelne, gdyż niemal zawsze, wchodząc do gabinetu Godlewskiego, zwracałem mu uwagę na zapach gazu. On tego nie czuł już, zresztą nie chciał się zgodzić na skasowanie pieca, gdyż to naraziłoby go na przerwę w pracy, a nawet jakieś przewietrzenie przez otwarcie okna, nie było w tym budynku rzeczą prostą. Tak wywiązało się u niego zatrucie tlenkiem węgla, w rzadkiej bardzo i dlatego mało lekarzom znanej, przewlekłej formie. Bardzo prawdopodobne, że było ono jeszcze wzmocnione dawnym działaniem radioaktywności, na które w początkach nauki o promieniotwórczości, gdy nie wiadano o opóźnionych działaniach promieni, wszyscy badacze narażali się w mniejszym lub większym stopniu. Trzeba zaś pamiętać, że obie przyczyny mają działanie kumulatywne. Wreszcie odegrała też rolę wrodzona niedomoga serca, wzmożona przejściami wojennymi. Choroba objawiła się zaburzeniami krążenia w kończynach już z wiosną 1920, przycichła nieco w czasie lata tego roku, by szybko przybrać na sile w ciągu następnej zimy. Mimo opieki i starań najlepszych lekarzy i rodziny, postępowało cierpienie nieubłagane naprzód i doprowadziło 28 lipca 1921 do zgonu tego świetnego uczonego i najlepszego człowieka i obywatela.

Dawniej już członek czynny Lwowskiego Towarzystwa Naukowego i Akademii Nauk Technicznych w Warszawie, został Godlewski wybrany, na krótko przed śmiercią, członkiem-korespondentem Polskiej Akademii Umiejętności w Krakowie. Poprzednio uzyskał od tej Akademii w r. 1916 nagrodę im. Konstantego Simona za pracę *O działaniu koloidów na produktu promieniotwórcze*.

Poza działalnością naukowo-badawczą, pozostawił szereg odczytów popularno-naukowych o dużej wartości. Wielkie były też jego zasługi organizacyjne, naprzód w stworzeniu ośrodka pracy naukowej w dziedzinie Fizyki na Politechnice Lwowskiej a w ostatnich latach w utworzeniu jej Wydziału Rolniczo-Leśnego i wypracowaniu nowych form ustrojowych dla całej Politechniki w niepodległej Polsce.

Na zakończenie pragnąłbym wspomnieć słowa innego wybitnego uczonego, Stefana Dąbrowskiego, profesora Chemii Lekarskiej we Lwowie a potem w Poznaniu, napisane w nekrologu, w kilka dni po śmierci Godlewskiego, ale jakże i dziś jeszcze aktualne!

„W Polsce czeka nas długa walka z tym wszystkim, co wyszło na jaw po niewoli: z nierozumem i prostacką zarozumiałością, z poziomym pojmowaniem życia prywatnego i publicznego, zanikiem pojęcia pracy bezinteresownej oraz wielkich idei, bez których nie powstanie naród pracowity, nie zajaśnieje cnota, nie stanie się wielkim w świadomości swych wyższych celów”. Był Godlewski „Jednym z szermierzy tej walki. Wnosił w nią bogactwo umysłowe i moralne głębszego życia. Zapisuje tę spuściznę i tę stratę, rzetelna troska o sprawiedliwy wymiar obywatelskiej zasługi”.

Pisząc niniejszy szkic, oparłem się nie tylko na ogłoszonych drukiem pracach Tadeusza Godlewskiego, listach lorda Rutherforda, wypisanych przez Mgr Romana Mierzeckiego z książki A. S. Eve'a i moich wspomnieniach osobistych, lecz również na materiałach z archiwum rodzinnego, za których udostępnienie gorąco dziękuję Pani Janinie Godlewskiej-Huberowej i Docentowi Drowi med. Henrykowi Godlewskiemu.

Z. K.

Sir John Cockcroft

Ośrodek Badawczy Energii Atomowej w Harwell*

Ośrodek Badawczy Energii Atomowej został założony jedenaście lat temu na terenach zajmowanych poprzednio przez Lotnictwo Królewskie w pobliżu starej wsi Harwell — słynnej ze swoich sadów wiśniowych. Mniejsze budynki lotniska zostały przerobione na laboratoria, a w wielkich hangarach znalazły pomieszczenie reaktory atomowe, akceleratory cząstek jądrowych i warsztaty. Od tego czasu zbudowaliśmy wiele nowych laboratoriów i 9 reaktorów. Ośrodek nasz skupia największą grupę pracowników naukowych i technicznych w całym kraju reprezentujących fizykę teoretyczną, fizykę jądrową, elektronikę, chemię, technologię chemiczną, metalurgię, inżynierię i biologię.

Brytyjski Zarząd Energii Atomowej dzieli się na trzy zasadnicze grupy. Harwell jest ośrodkiem Grupy Badawczej, która prowadzi prace w dziedzinie pokojowych zastosowań energii atomowej. Naszym głównym zadaniem jest tworzenie nowych idei i rozwijanie podstaw technologicznych dla nowych typów siłowni jądrowych. Drugim naszym zadaniem jest wytwarzanie izotopów promieniotwórczych, wprowadzanie ich w wygodne do badań związki chemiczne oraz rozwijanie ich zastosowań. W zadaniu tym pomagają nam dwa podległe nam ośrodki — Centrum Radiochemiczne w Amersham, które przetwarza izotopy promieniotwórcze i Laboratorium Promieniowania w Wantage, gdzie prowadzone są badania zastosowań silnych źródeł promieniowania w przemyśle chemicznym, do konserwacji żywności i do innych problemów. Trzecim naszym zadaniem są długoterminowe podstawowe badania właściwych nam problemów technologicznych przy wykorzystaniu naszych wyjątkowych możliwości. Tak na przykład badamy zagadnienie wytwarzania energii użytkowej z reakcji fuzji lekkich jąder; rozporządzamy cyklotronem na 180 MeV i innymi potężnymi akceleratorami jądrowymi; prowadzimy badania w dziedzinie radiochemii nowych pierwiastków i zrobiliśmy już znaczny wkład do chemii „klasycznych” pierwiastków promieniotwórczych takich jak polon — kontynuując tym prace Pani Curie. Prowadzimy również studia fizyki ciała stałego i stwierdzamy

* Odczyt wygłoszony w Instytucie Badań Jądrowych w Warszawie.

przy tym, że korozja promienista może być wykorzystana jako nowe ważne narzędzie.

Nasze badania podstawowe prowadzimy w ścisłym kontakcie z uniwersytetami. Współpraca ta zacieśnia się teraz jeszcze bardziej przez utworzenie Narodowego Instytutu Badań Jądrowych. Pierwsze laboratorium Instytutu powstanie w najbliższym sąsiedztwie Harwell i będzie prawdopodobnie wyposażone w potężny synchrotron protonowy wytwarzający protony o energii wielu bilionów elektronowoltów.

Uniwersytety i Zarząd Energii Atomowej będą partnerami w pracach Instytutu, używając wspólnie potężnych narzędzi badań stanowiących własność Instytutu i Zarządu Energii Atomowej.

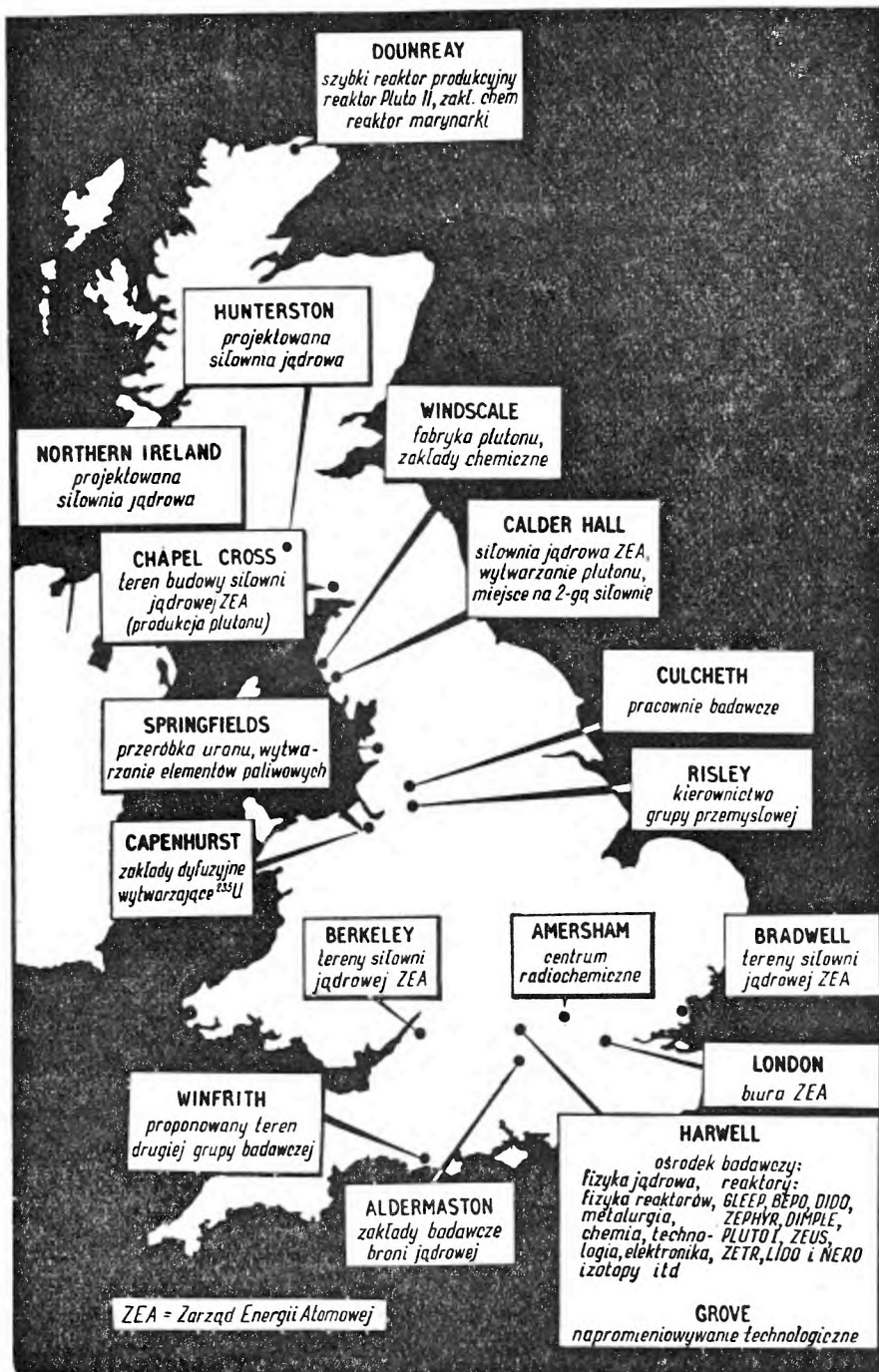
Kształcenie jest również naszą ważną i stale rosnącą funkcją. Prowadzimy szkołę reaktorową, która przyjmuje 60 słuchaczy na 3 miesięczne kursy. Słuchacze ci mają już ukończone studia wyższe z zakresu inżynierii, fizyki lub chemii. Przybywają do szkoły, aby otrzymać dodatkowe przeszkolenie pozwalające na rozpoczęcie pracy w dziedzinie inżynierii jądrowej. Mamy również szkołę izotopową, która przyjmuje 40 słuchaczy na 4 tygodniowe szkolenie. Przepustowość tych szkół będzie wkrótce podwojona aby zaspokoić stale rosnące zapotrzebowanie na specjalistów. Ponadto pracownicy naszego ośrodka wygłaszają rocznie 260 wykładów dla akademii, uniwersytetów, towarzystw naukowych i technicznych. Publikujemy około 90 prac rocznie w sprawozdaniach towarzystw naukowych i zawodowych.

Projektowanie nowych typów siłowni jądrowych odbywa się przy współpracy Grupy Przemysłowej Zarządu Energii Atomowej. W Harwell przeprowadza się zwykle wstępne prace nad nowym reaktorem a Grupa Przemysłowa wykonuje potem dokładny projekt i buduje prototyp siłowni. Budowa siłowni w Calder Hall była przykładem tej współpracy. W Harwell powstały wstępne idee i opracowano zasady technologiczne reaktora. Trwało to przez trzy lata — od 1950 do pierwszych miesięcy 1953, potem Grupa Przemysłowa rozpoczęła prace nad projektem i budową, kończąc ją w trzy lata — całkowity okres tworzenia siłowni trwał więc 6 lat — trzeba go uznać za bardzo krótki.

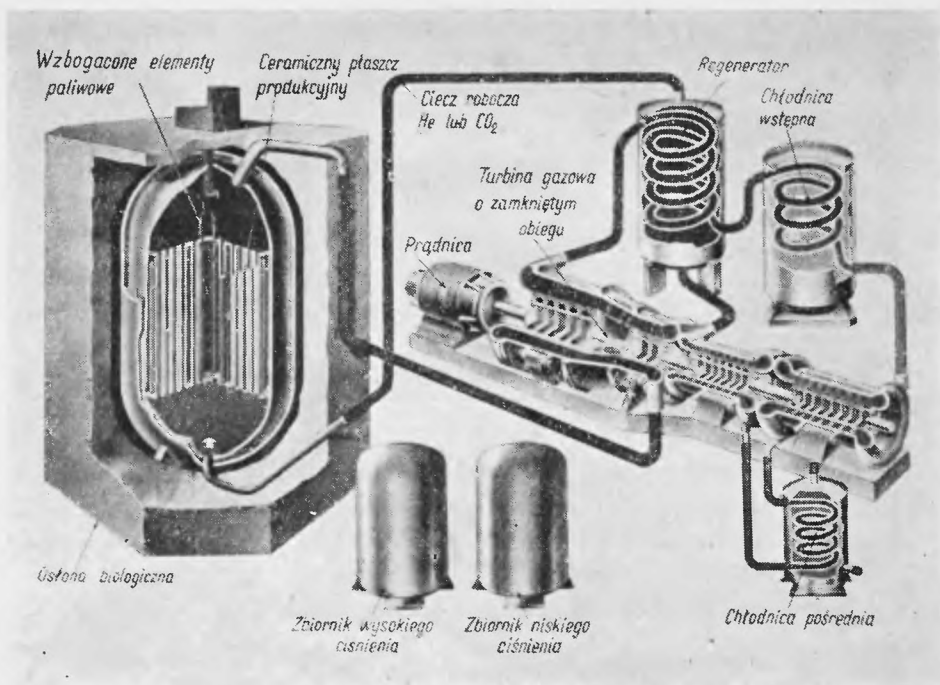
Obecnie w Harwell opracowuje się 7 typów siłowni. Okres tworzenia niektórych typów będzie długi — powyżej 10 lat — ważne jest więc aby jak najszybciej rozpocząć ich opracowywanie.

Nieprawdopodobne jest, aby wszystkie te projekty osiągnęły dojrzałość. Na ogół nie można przekonać się o względnych korzyściach ekonomicznych różnych typów reaktorów nie badając przez szereg lat ich problemów technologicznych.

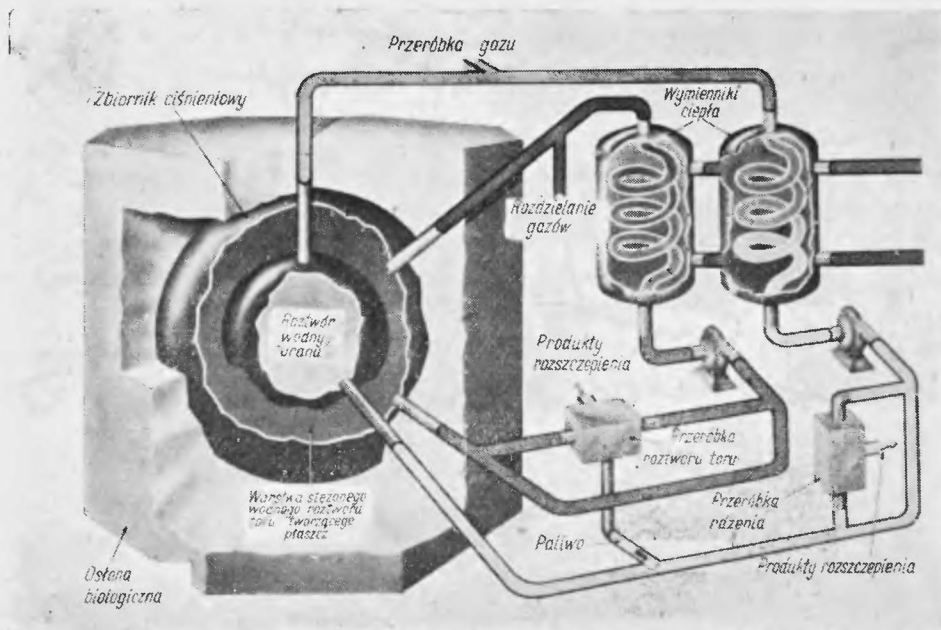
Pierwszeństwo dajemy ulepszaniu siłowni typu Calder Hall, gdzie jako źródło ciepła użyto reaktorów z moderacją grafitem chłodzonych gazem. Możemy sobie wyobrazić szereg kolejno coraz bardziej ulepszonych siło-



Rys. 1. Rozmieszczenie ośrodków badawczych i siłowni jądrowych



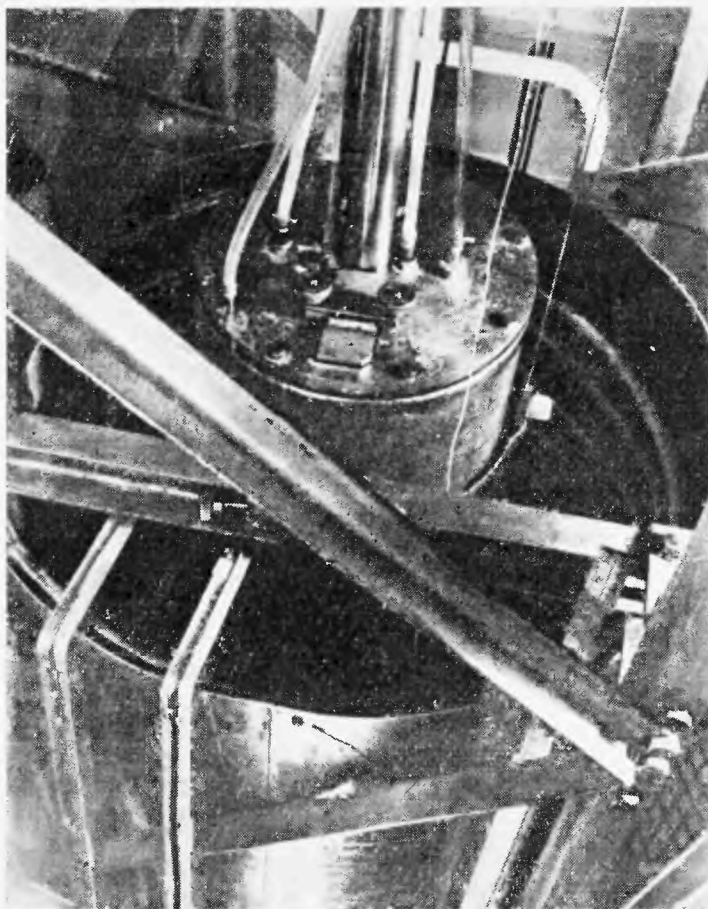
Rys. 2. Schemat wysokotemperaturowego reaktora chłodzonego gazem



Rys. 3. Reaktor w układzie ²³³U — tor

wni podobnie jak coraz bardziej udoskonalone modele wypuszczane przez fabrykę samolotów.

Badamy również korzyści wynikające z zastąpienia gazowego CO₂ przez ciekły sód dla odprowadzania ciepła z reaktora do generatorów pary. Pozwoli to na wykorzystanie większej ilości ciepła z każdej tony uranu i dzięki temu na osiągnięcie danej mocy wyjściowej można będzie użyć mniej-



Rys. 4. ZETR — reaktor zerowej mocy do badania cyklu ²³³U — tor

szego reaktora, a zatem i koszt całkowity będzie mógł być mniejszy. Z drugiej strony powstają trudne do rozwiązania problemy oddziaływania ciekłego sodu z innymi substancjami. Jeszcze nie wiemy czy chłodzenie ciekłym sodem będzie ekonomicznie korzystniejsze od chłodzenia gazowego.

Dalszy rozwój reaktorów chłodzonych gazem wydaje się iść w kierunku użycia ceramicznych elementów paliwowych, co pozwoli na podniesienie temperatury do 800°C. Taki reaktor stwarza wiele problemów i prze-

widuje się, że jego okres eksperymentalny potrwa w Harwell około trzech do pięciu lat.

Pracujemy również nad szybkim produkcyjnym reaktorem i spodziewamy się począwszy od 1970 r. stukrotnego wzrostu wykorzystania uranu. Planujemy szybkie reaktory, w których paliwem będzie pluton z naszego wcześniejszego reaktora moderowanego grafitem i chłodzonego gazem. Nadmiar neutronów z rozszczepienia plutonu będzie w reaktorze przemieniał ^{238}U znowu w pluton. Tak więc będziemy używać jako paliwa raczej obficie występującego ^{238}U niż rzadkiego ^{235}U . Prowadzimy też badania reaktorów z płynnym paliwem jak na przykład siarczan uranyłowy lub ^{233}U rozpuszczony w ciekłym bismucie. Celem tych prac jest uzyskanie powielania (breeding) lub prawie powielanie w układzie ^{233}U — tor, co pozwoliłoby na czerpanie z bogatych zasobów toru. Reaktory te miałyby niskie koszty paliwa.

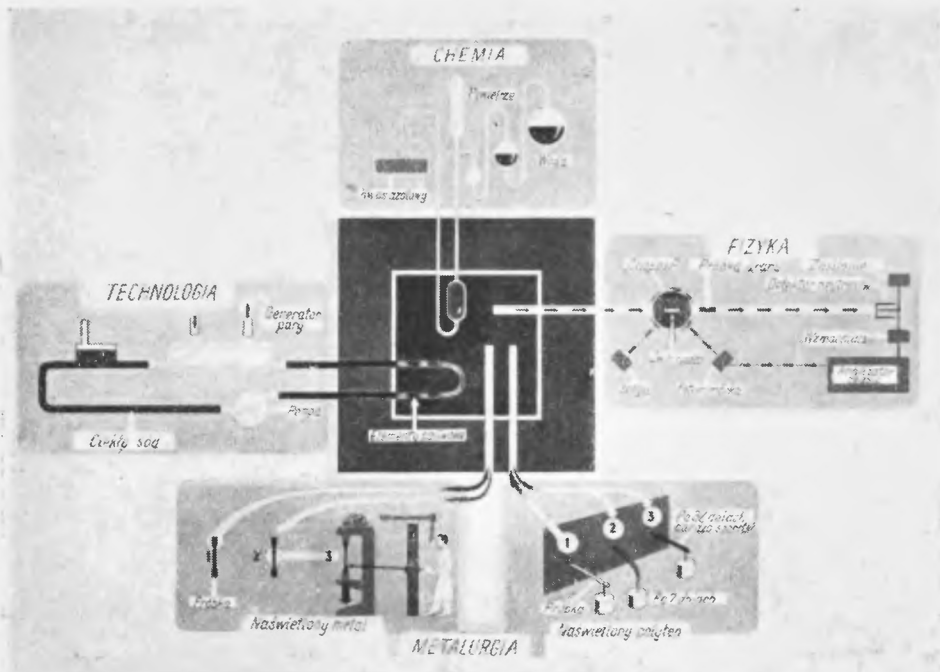
Opracowanie jakiegokolwiek typu reaktora wymaga współpracy około 100 naukowców i technologów z pięciu czy sześciu wydziałów Ośrodka. Tak więc fizycy jądrowi dostarczyć muszą dane jądrowe; fizycy reaktorowi i fizycy teoretycy poprzez odpowiednie doświadczenia i obliczenia określają parametry reaktora — wielkość rdzenia, rozstawienie siatki, kształt i wielkość elementów paliwowych; chemicy badają chłodziwo i inne materiały reaktorowe; inżynierowie-chemicy opracowują wytwarzanie elementów paliwowych; metalurdzy wytwarzają elementy paliwowe; inżynierowie rozwiązują problemy odprowadzania ciepła i przepływu cieczy oraz projektują niezawodne części mechaniczne jak na przykład mechanizmy manipulujące elementami paliwowymi. Ten właśnie problem wydaje się najtrudniejszy ze wszystkich.

Do wszystkich tych prac jesteśmy wyposażeni w potężne narzędzia jak akceleratorzy, reaktory badawcze, skomplikowane laboratoria do prac radiochemicznych i metalurgicznych.

Fizyk jądrowy musi pomierzyć oddziaływanie neutronów ze wszystkimi materiałami użytymi w reaktorze a w szczególności z materiałami rozczepialnymi i rodnymi* — z izotopami uranu, plutonu, toru. Oddziaływanie to trzeba przebadać dla całego zakresu energii neutronów od kilku milionów elektronowoltów dla neutronów rozszczepieniowych do około jednej czwartej elektronowolta dla spowolnionych neutronów.

Ciężkie izotopy plutonu ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu mają szczególne znaczenie, gdyż tworzone są w reaktorze przez kolejne chwytywanie neutronów. Izotop ^{241}Pu jest rozczepialny przez powolne neutrony, stanowi więc dobre paliwo. Izotopy ^{240}Pu i ^{242}Pu nie są rozczepialne — stanowią więc przeszkodę w reakcji łańcuchowej.

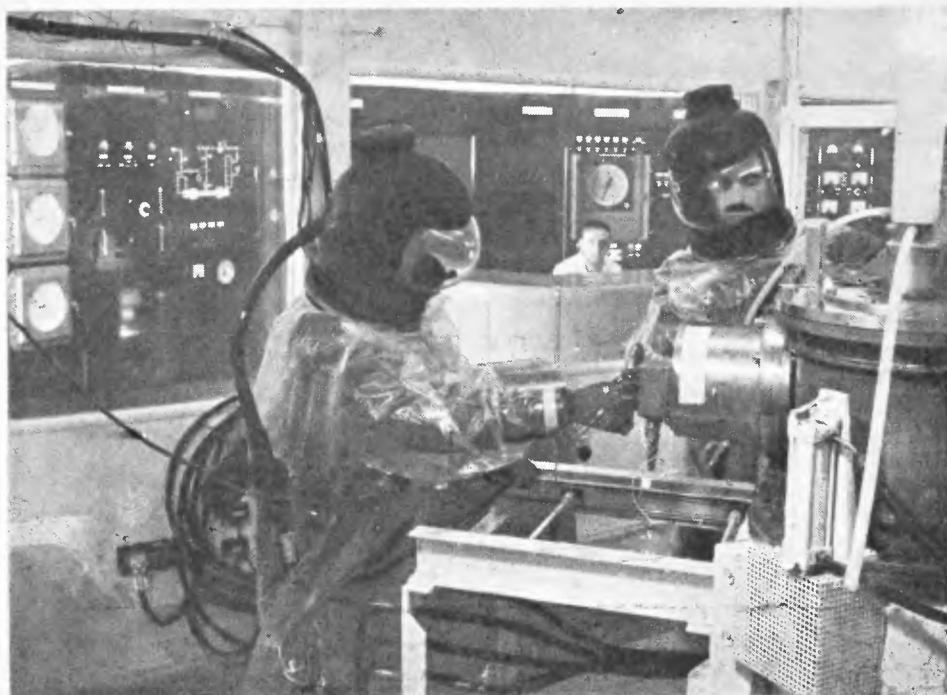
* tj. mogącymi przejść w rozczepialne.



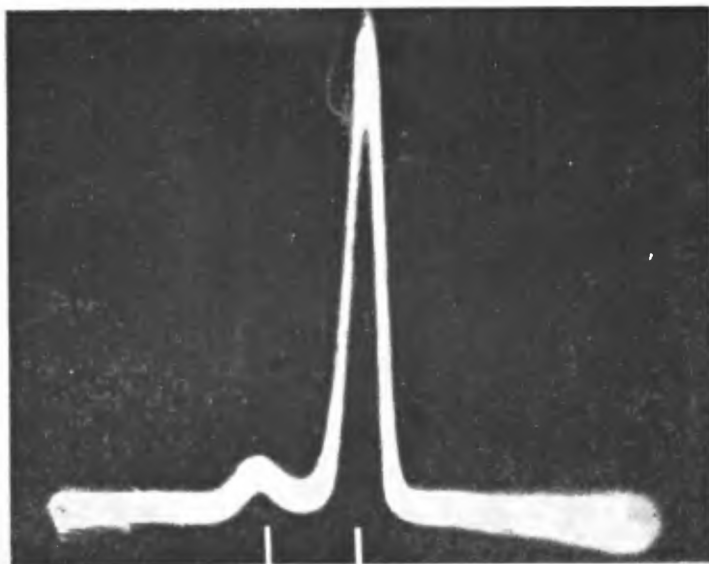
Rys. 5. Typowe zastosowanie reaktora doświadczalnego



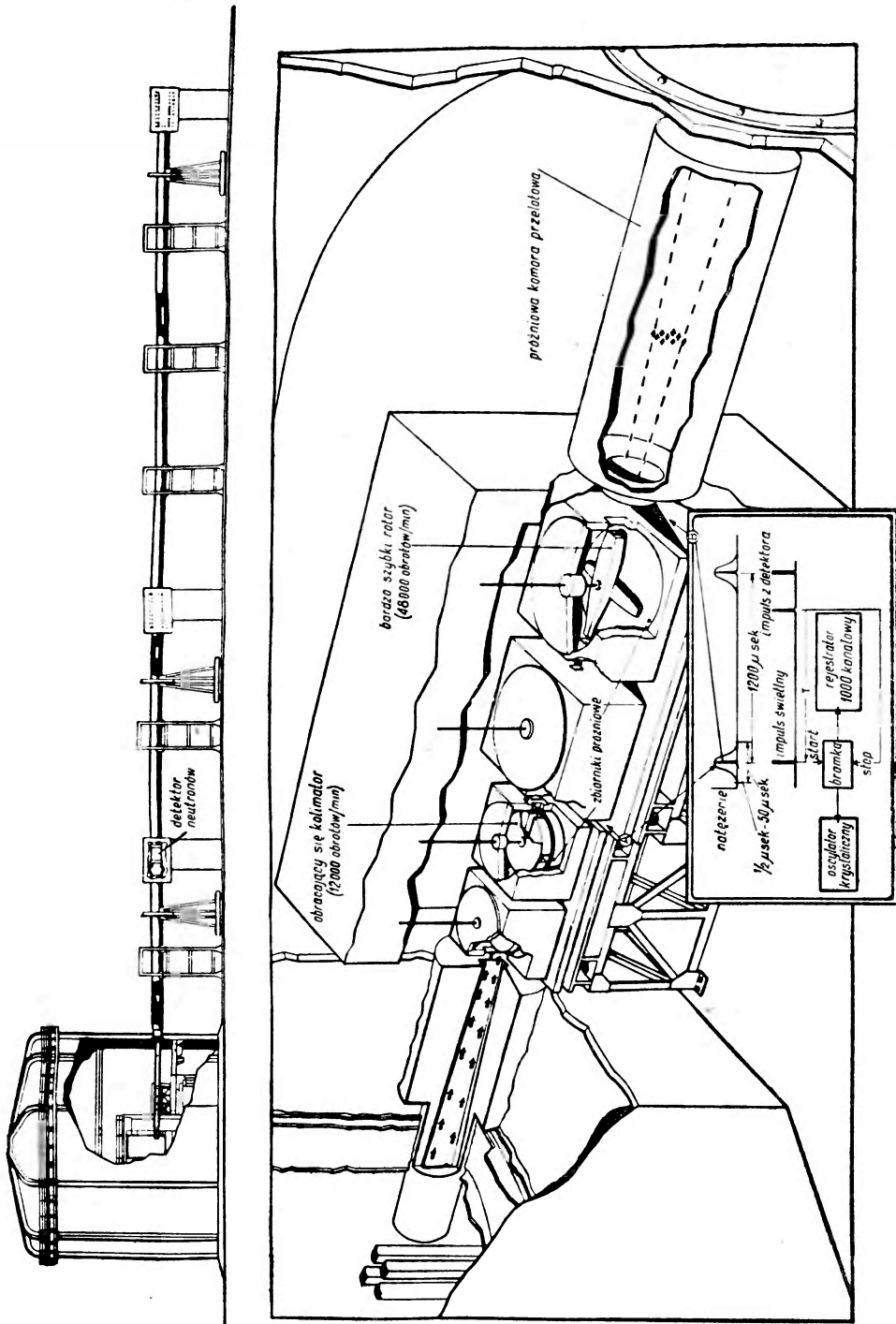
Rys. 6. HERMES — widok stołu kontrolnego (ciężkie pierwiastki, separator elektromagnetyczny radiopierwiastków)



Rys. 7. HERMES — widok od strony pomieszczenia wewnętrznego

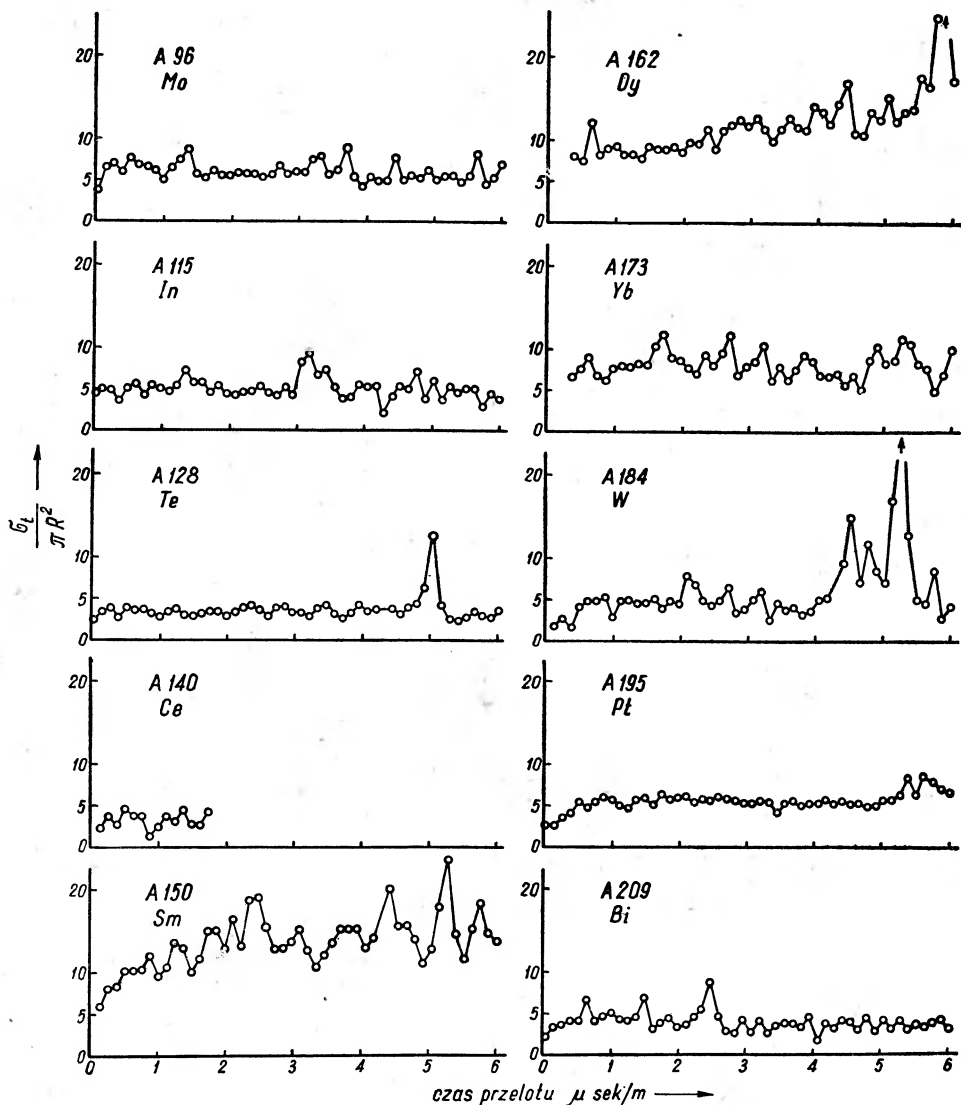


Rys. 8. Rozdzielenie izotopów Pu w HERMESie



Rys. 9. Eksperyment „czasu przelotu”

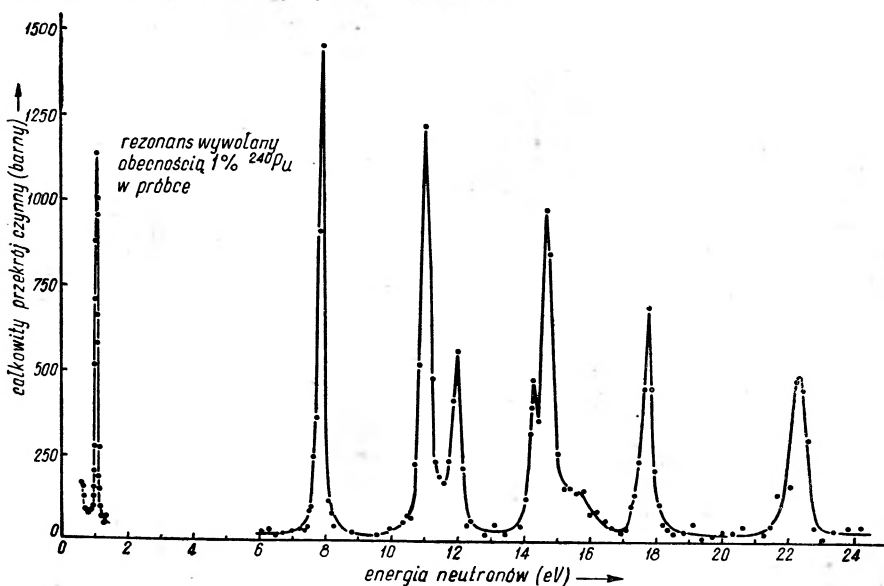
Rozporządzamy dużym separatorem magnetycznym, w którym otrzymuje się gramowe ilości izotopów, możemy więc badać właściwości każdego z nich oddzielnie. Badanie właściwości jądrowych przeprowadza się zwy-



Rys. 10. Typowe wyniki doświadczeń z czasem przelotu

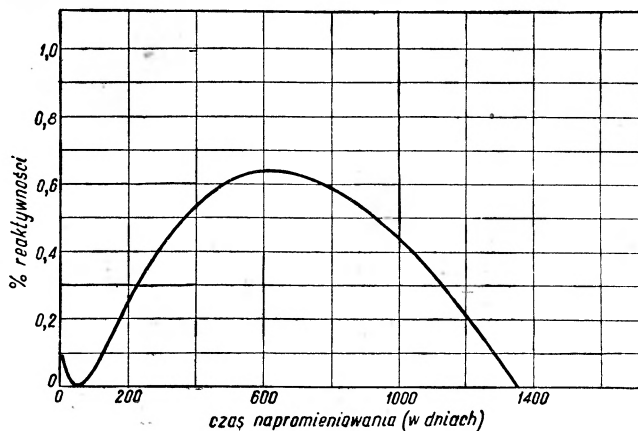
kle przy pomocy pomiarów czasu przelotu. Neutrony wytwarzane są impulsami przez przerywanie strumienia neutronów z reaktora typu BEPO lub DIDO. „Paczki” neutronowe przebywają długą drogę i są rejestrowane przez urządzenie elektroniczne zawierające liczniki z ^{10}B . Najszybsze neu-

trony rejestrowane są najpierw, a więc najpierw mierzy się ich oddziaływanie z izotopem badanym. Następnie w kolejności dochodzenia mierzy się oddziaływanie powolniejszych neutronów.



Rys. 11. Całkowity przekrój czynny ^{239}Pu

Inną ważną sprawą jest oddziaływanie powolnych neutronów z materiałami konstrukcyjnymi jak grafit, magnez, stal. Do tych badań używa się



Rys. 12. Krzywa reaktywności reaktora typu Calder Hall

„oscylatora reaktorowego”. Badany materiał oscyluje w reaktorze stałej mocy GLEEP. Im większa jest absorpcja neutronów przez badaną substancję tym większe są wahania mocy reaktora. Metoda ta pozwala na wyzna-

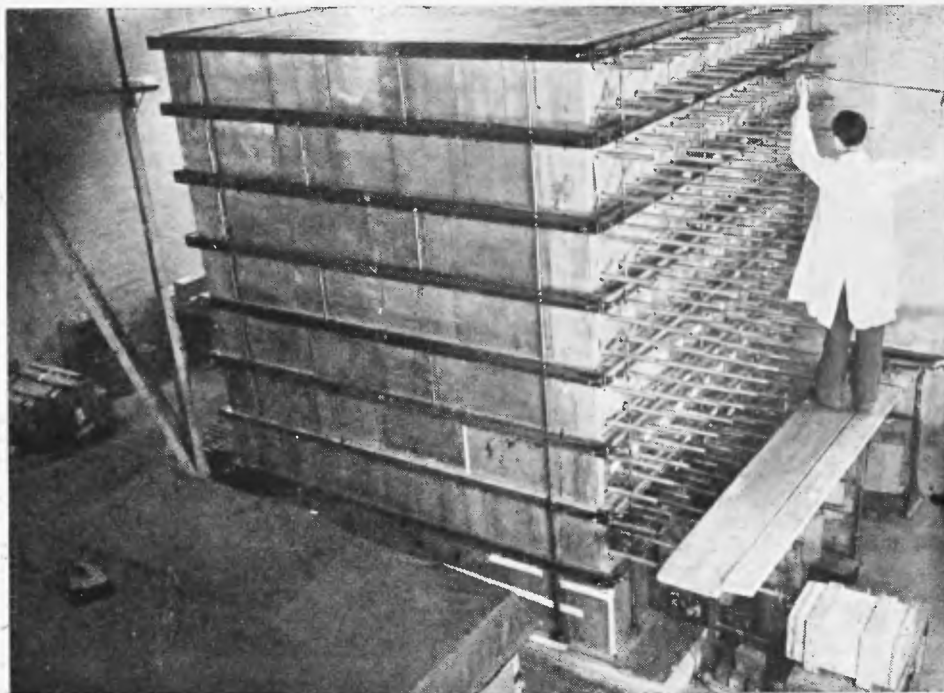
czenie całkowitej absorpcji neutronów pochodzących w reaktorze w badanych materiałach. Daje ona również całkowitą zmianę reaktywności elementów paliwowych po naświetleniu w reaktorze mocy. Jest to bardzo ważne przy określaniu czasu trwania reakcji łańcuchowej w reaktorze mocy.

Fizyk reaktorowy i fizyk teoretyk obliczają wielkość krytyczną reaktora. Zmieniając parametry — rozstawienie siatki, średnicę prętów i ilość absorbenta — znajdują optymalne, jak im się wydaje, warunki. Następnie sprawdza się to budując układ podkrytyczny lub akurat krytyczny — tak zwany reaktor zerowej mocy. Pozwala to na dużo lepsze sprawdzenie ostatecznego projektu. W Harwell mamy pięć czy sześć reaktorów zerowej mocy i wiele układów podkrytycznych. Reaktory ZEPHYR i ZEUS są szybkimi reaktorami zerowej mocy zawierającymi jako paliwo odpowiednio pluton i ^{235}U . Dzięki eksperymentom przeprowadzonym z ZEPHYR-em możemy wykazać, że na każdy atom plutonu zniszczony w rdzeniu powstają co najmniej dwa nowe atomy plutonu w rdzeniu i w płaszczu. W szybkim produkcyjnym reaktorze mocy nie mamy bardzo dużego zysku w materiale rozszczepialnym, gdyż zachodzi tam w znacznym stopniu pasożytnicze pochłanianie neutronów przez materiały konstrukcyjne, chłodziwo itp. (por. tabela). Możliwym jest jednak osiągnięcie wartości współczynnika powie-

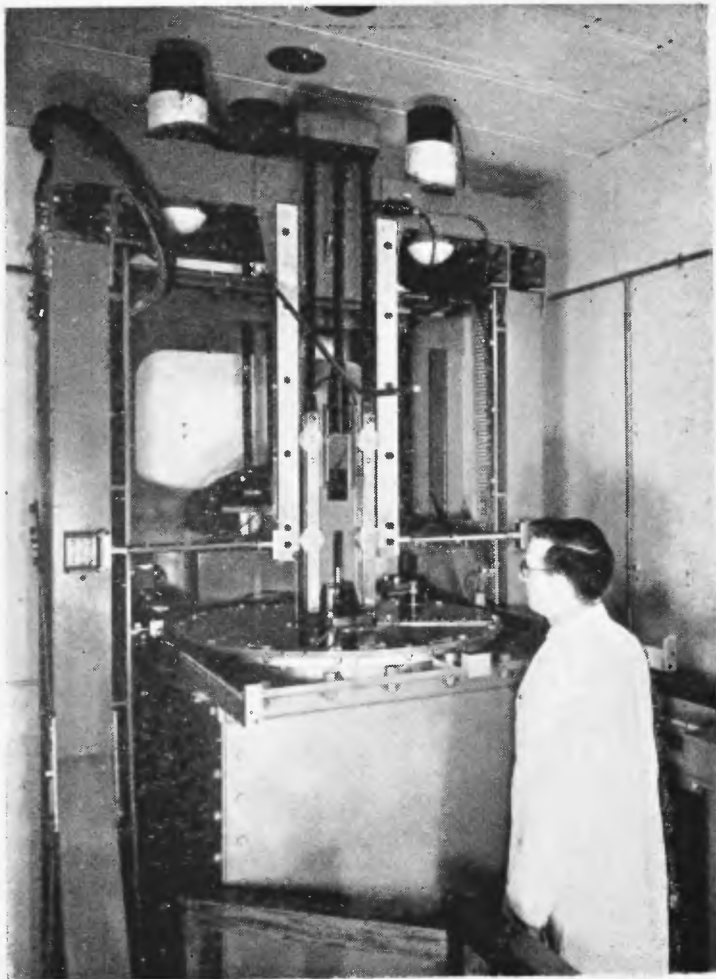
	Liczba neutronów pochłoniętych ze 100 rozszczepień	Liczba neutronów wyzwolonych w 100 rozszczepieniach
Rozszczepienie	^{239}Pu	198 ± 15
	^{235}U	25 ± 3
	^{238}U	66 ± 2
Wychwyt	^{239}Pu	3 ± 1
	^{235}U	3 ± 1
	^{238}U	151 ± 10
	Ni	0.1
Ucieczka	33 ± 10	
Razem	290 ± 20	289 ± 20

lania 1,6 do 1,7 co wydaje się już zupełnie dobre. W reaktorach tych badamy również jakie materiały można stosować w rdzeniu szybkiego reaktora, możemy także przeprowadzać studia efektów wywołanych przez dowolne zmiany widma neutronów w płaszczu.

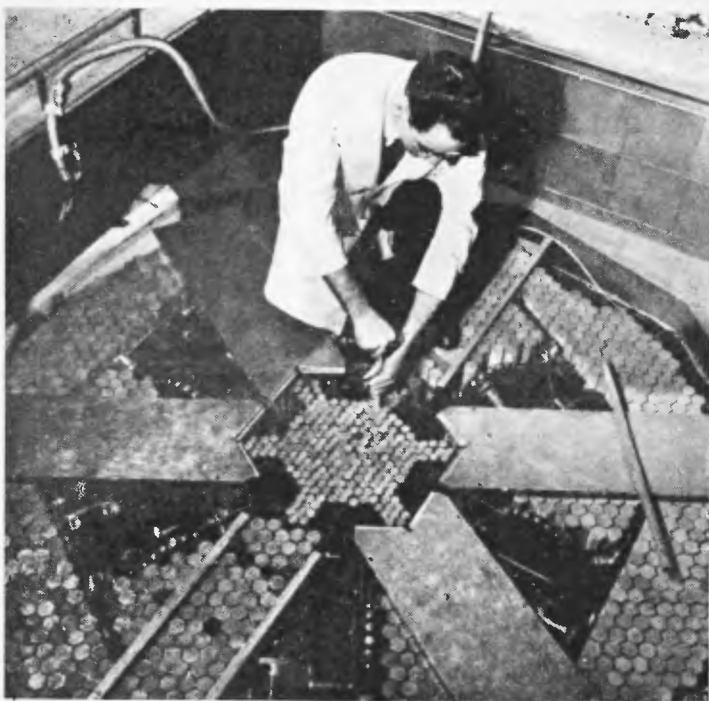
Następnym krokiem po eksperymencie zerowej mocy jest doświadczenie reaktorowe. Służy do tego reaktor o mocy 10 — 60 MW tak zbudowany,



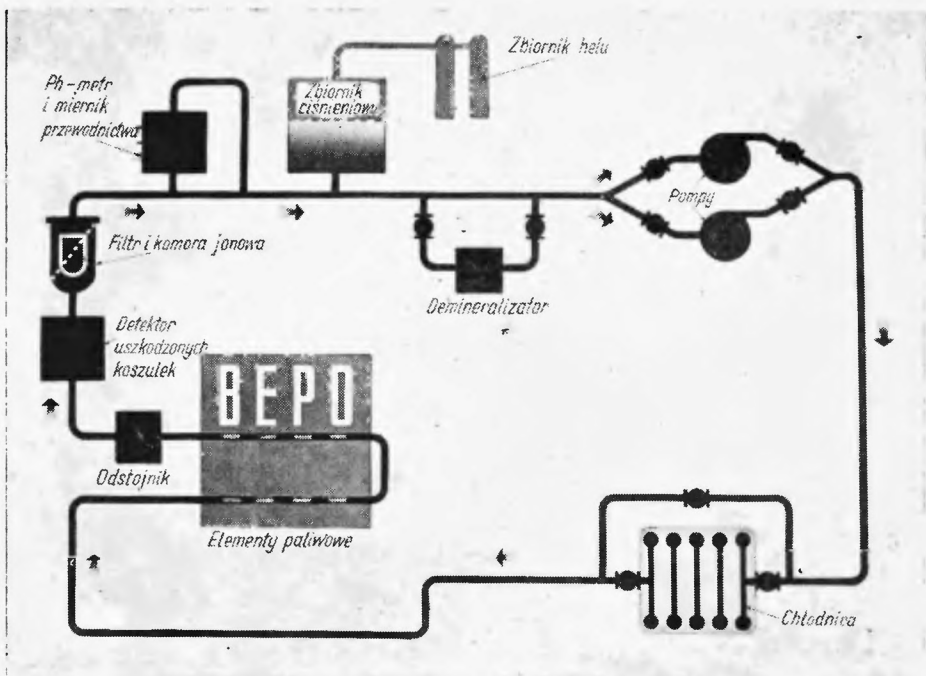
Rys. 13 Reaktor doświadczalny w Harwell



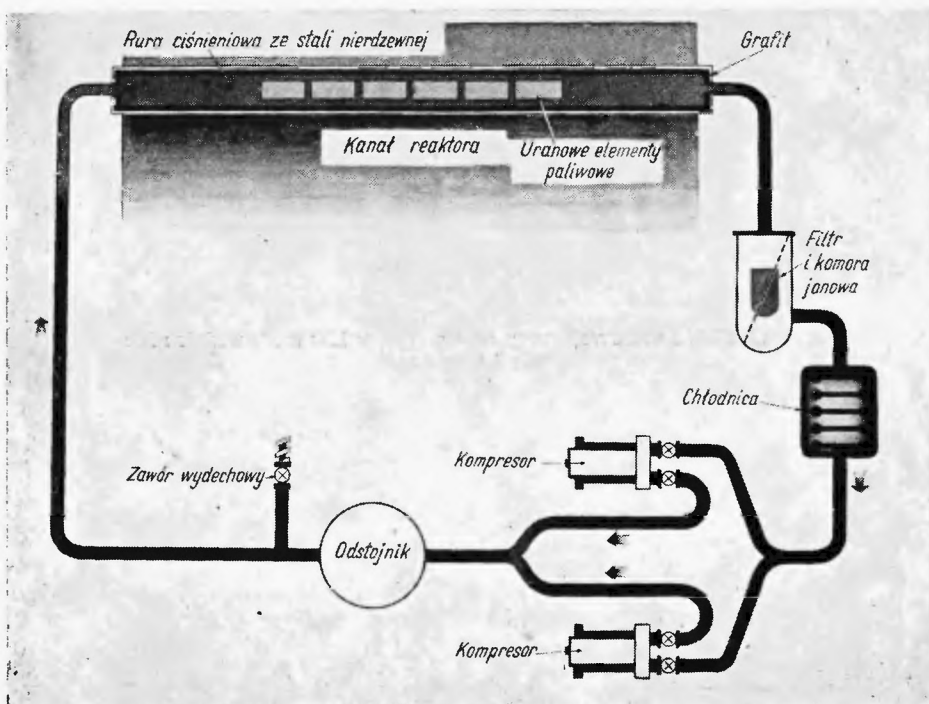
Rys. 14. ZEPHYR (reaktor zerowej energii na neutronach prędkich), obecnie zmieniony na „prędko — powolny”



Rys. 15. ZEUS (zerowej mocy na uranie) w Harwell, widok rdzenia i płaszcz



Rys. 16. Średnioprężna pętla reaktora z chłodzeniem wodnym



Rys. 17. Pętla reaktorowa z chłodzeniem sprężonym CO_2

aby móc na nim przebadać problemy technologiczne, zagadnienia kinetyki i kontroli działającego reaktora. Chemicy mogą badać zachowanie się układów chemicznych, metalurzy — korozję promienistą elementów paliwowych, inżynierowie sprawdzają ważne elementy konstrukcyjne. Doświadczenia reaktorowe wymagają około trzech lat, a przez następne dwa lata buduje się prototyp reaktora.

Opiszę teraz wkład jaki metalurzy wnoszą przy tworzeniu nowego typu reaktora. Ich najważniejszym zadaniem jest opracowanie takich elementów paliwowych, które mogłyby pozostać w reaktorze tak długo dopóki zachodzi w nich reakcja łańcuchowa. W typowym reaktorze oznacza to, że z każdej tony uranu pobierany jest cieplny równoważnik 3000 MW/dzień. Przy poborze 2 MW/dzień/tona paliwo powinno pozostawać w reaktorze 1500 pełnych dni pracy czyli około 4 lat. Uran ma tę nieprzyjemną właściwość, że łatwo ulega dystorsji pod wpływem cyklicznych zmian temperatury lub promieniowania. Przyczyną tego są znaczne zmiany wymiarów poszczególnych kryształów. Długość pojedynczego kryształu może wzrosnąć w czasie pracy elementu paliwowego 5 do 10 razy, inne wymiary kryształu odpowiednio zmniejszają się. Gdyby więc wszystkie kryształy były uporządkowane wzdłuż jednego kierunku wywołałoby to poważny wzrost długości elementu paliwowego — co rzeczywiście zaobserwowaliśmy w czasie pierwszych prac nad energią atomową w Kanadzie. Trzeba zatem wywołać bezładny rozrzut kryształów. Również wymiary ich muszą być małe, w przeciwnym razie mogłyby powstać zniekształcenia powierzchni. Nasi metalurzy stwierdzili, że bezładną orientację i drobne wymiary kryształów można osiągnąć przez obróbkę termiczną metalu w jego wysokotemperaturowej fazie.

Poważne efekty korozji promienistej zachodzą gdy temperatura metalu zbliża się do 600°C . Powstające produkty rozszczepienia mają większą objętość atomową niż atom macierzysty. Powstające w wyniku rozszczepienia gazy krypton i ksenon mogą zbierać się w szczelinach i dawać wysokie ciśnienia. Ponieważ wytrzymałość uranu zmniejsza się wraz ze wzrostem temperatury może dojść do tego, że uran stanie się porowaty, podobny do gąbki, i pręty spuchną o 10 do 20%. To jest drugi już problem, który muszą rozwiązać metalurzy.

Inne ważne zjawisko, odkryte przez dr Cottrella, polega na tym, że w temperaturach około $100 - 200^{\circ}\text{C}$ promieniowanie redukuje stukrotnie pełzanie przy rozciąganiu. Efekt ten zbadano naświetlając sprężyny z uranu w reaktorze BEPO i mierząc następnie ich rozciągnięcie pod obciążeniem.

Promieniowanie obniża temperaturę w której stal staje się krucha — to również wymaga dokładnego zbadania. Korozja promienista dostarcza więc ważnych informacji o fizyce ciała stałego. Ciekawe doświadczenie

można przeprowadzić z kamertonem miedzianym. W stanie naturalnym tłumienie wywołane tarciem wewnętrznym jest tak silne że kamerton nie wydaje dźwięku, ale po naświetleniu w reaktorze pięknie wibruje i dźwięczy. Skutkiem promieniowania zostaje zahamowane przemieszczanie się dyzlokacji wywołujące tłumienie.

Z kolei omówię prace innej grupy — chemików i technologów. Chemicy pracują w dziedzinach radiochemii, chemii nieorganicznej, chemii fizycznej, chemii analitycznej i chemii organicznej. Radiochemicy badają oddziaływanie gazów chłodzących, jak na przykład CO_2 , z moderatorem — grafitem w temperaturze reaktora i w obecności promieniowania, które przyspiesza 1000-krotnie reakcje grafit— CO_2 — CO . Do tych prac zrobione są stanowiska w reaktorach BEPO i DIDO. W związku z reaktorami chłodzonymi wodą istnieją inne zagadnienia wynikłe z powstawania cząsteczek wzbudzonych lub rodników wskutek naświetlania wody promieniowaniem. Wzmaga to korozję zbiornika reaktorowego i osłony prętów paliwowych. Gdy osłony zostają zniszczone uran jest bardzo ostro atakowany przez gorącą wodę. Opłacalność reaktora moderowanego wodą zależy przede wszystkim od uzyskania dostatecznie czystych i niezbyt kosztownych stopów cyrkonu i paliwa nie ulegającego korozji, na przykład tlenku uranu.

Grupa technologiczna opracowuje procesy wytwarzania elementów paliwowych. Trzeba ekstrahować produkty rozszczepienia i oddzielić niektóre długożyciowe izotopy na przykład radio-cez czy radio-stront. Wyprodukowaliśmy już dla celów medycznych dwa źródła po 1000 curie ^{137}Cs . Pluton trzeba wydobywać z zużytych elementów paliwowych reaktorów mocy i albo mieszać z czystym uranem albo użyć jako paliwa w szybkich reaktorach. Nie wiemy jeszcze który sposób okaże się bardziej ekonomiczny.

Fizykochemik ma bardzo ważne zadania. Opracowuje metody rozdzielania i przechowywania gazów rozszczepialnych — ważne zagadnienie dla niektórych reaktorów przyszłości. Ulepsza metody usuwania produktów rozszczepienia z cieczy, wykorzystując tu między innymi wymianę jonów; stosuje chromatografię do rozdzielania izotopów.

Radiochemicy Zarządu Energii Atomowej wyprodukowali i wydzielili kilka spośród pierwiastków cięższych niż pluton. Ciekawym przykładem ich niedawnej pracy jest wytworzenie kilku gramów metalu neptunu — ^{237}Np . Współpracują oni również z Instytutem Nobla w Sztokholmie i z Uniwersytetem w Birmingham w dążeniu do wytworzenia dalszych pierwiastków z wyższych szeregów aktywnych — pierwiastków 101, 102.

Jednym z najbardziej uderzających rysów powojennej nauki było odrodzenie chemii nieorganicznej wynikłe w głównej mierze z rozwoju energii atomowej. Praktycznie wszystkie ciężkie pierwiastki promieniotwórcze od polonu ($Z = 84$) do kiuru ($Z = 96$) były badane w Harwell. Przed epoką reaktorów jądrowych wszystkie prace z chemii polonu były prowadzone

w stężeniach śladowych. Ani pierwiastek ani jego związki nie zostały wydzielone i zidentyfikowane w ilościach wagowych. Występujący w przyrodzie izotop ^{210}Po można w reaktorze wytworzyć z bizmutu. Ten proces jest ciekawy nie tylko z akademickiego punktu widzenia, gdyż prowadzone są teraz badania bizmutu jako jednego ze składników ciekłego paliwa reaktorowego. Chemia polonu przypomina chemię telluru jest jednak bardziej zasadowa. Na przykład polon tworzy dwusiarczan $\text{Po}(\text{SO}_4)_2$ podczas gdy tellur daje tylko kwaśny siarczan $2\text{TeO}_2 \cdot \text{SO}_3$, wodorotlenek polonu jest tylko słabo rozpuszczalny w zasadach, a wodorotlenek telluru jest łatwo rozpuszczalny; polon tworzy siarczek PoS , siarczku telluru nie otrzymano. Znana tendencja polonu do rozprzestrzenienia się po laboratorium była dawniej przypisywana odskokowi towarzyszącemu rozpadowi α ; obecnie okazało się że mają ją tylko związki odznaczające się słabą lotnością. Dwutlenek PoO_2 jest zupełnie nielotny i nie porusza się. W wyniku tych prac stajemy wobec dość zaskakującej sytuacji: o chemii polonu mamy teraz znacznie więcej informacji niż o chemii radu, który został odkryty przez panią Curie wkrótce po polonie i którego ilości gramowe są osiągalne już od przeszło pięćdziesięciu lat.

Nasi chemicy analitycy wykrywają radio-cez i radio-stront w glebie, w mleku i w kościach. Wymaga to rozdzielania analitycznego i rejestracji bardzo słabych promieniowań. Rezultaty tych prac zostały udostępnione Radzie Badań Medycznych i Komitetowi Promieniowań ONZ. Analitycy są również odpowiedzialni za kontrolę analityczną ważnych materiałów, jak na przykład grafit wysokiej czystości. Opracowali oni metodę analizy aktywacyjnej.

Metoda radioaktywacji ma dwie uderzające cechy. Po pierwsze jest niezmiernie czuła i jest szczególnie odpowiednia do oznaczania śladów chemicznych o stężeniu rzędu ułamka milionowej części, po drugie próbka pozostaje nietknięta w czasie aktywacji w reaktorze. Ta właśnie cecha jest bardzo istotna, gdyż unika się zanieczyszczenia niedostatecznie czystymi odczynnikami. Możliwym stało się oznaczenie arszeniku w fasoli przez naświetlenie jej w nieotwartym strąku. Gdy radioaktywacja zostanie przeprowadzona próbkę można już traktować odczynnikami bez obawy kontaminacji. Metodę taką można stosować do wszystkich pierwiastków, chociaż w niektórych przypadkach nie jest wskazana. Z wyjątkowym sukcesem została użyta do oznaczania pierwiastków występujących w stężeniach śladowych w tranzystorach. Na przykład S m a l e s i współpracownicy oznaczyli arszenik w germanie do 0,005 części na milion oraz arszenik i miedź w krzemie do 0,0001 części na milion. S m a l e s również oznaczał pierwiastki śladowe w wodzie morskiej, skałach i meteorytach oraz w materiale biologicznym. W wielu przypadkach radioaktywacja przewyższa inne mniej dokładne metody.

Zanim zakończę ten temat chciałbym wspomnieć o ostatnio przeprowadzonych oznaczeniach złota w wodzie morskiej wykonanych przez dr Hummela z grupy analitycznej. Wielu autorów zakwestionowało wcześniejsze wyniki Hummela z lat 1920-tych, lecz ostatnio przeprowadzona analiza aktywacyjna w pełni je poparła. Hummel wykazał, że zawartość złota zmniejsza się wraz z odległością od brzegu:

Portland	1	miła	409	g na 1 m ³ (średnio)
"	5	"	185	" " "
Plymouth	25	"	49	" " "
Zatoka Biskajska	15	"	"	" " "

Opracowano wiele narzędzi analitycznych. Podniesiono czułość klasycznego polarografu stukrotnie przez zastosowanie nowoczesnej elektroniki. Obecnie można go używać do

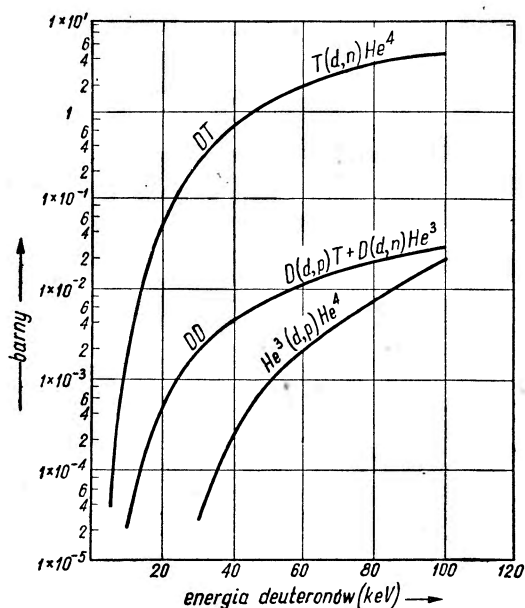
ciągłego wykrywania zanieczyszczeń śladowych.

Około jednej czwartej naszego wysiłku skierowane jest na długofalowe badania podstawowe. Przykładem tego jest nasza praca nad reaktorem fuzyjnym. Celem jest wykorzystanie energii z reakcji jądrowych między dwoma deuteronami lub między deuteronem i trytem. Pamiętajcie może, że te oddziaływania zostały odkryte w Cavendish Laboratory w „złotym wieku” fizyki jądrowej — 1932/3.

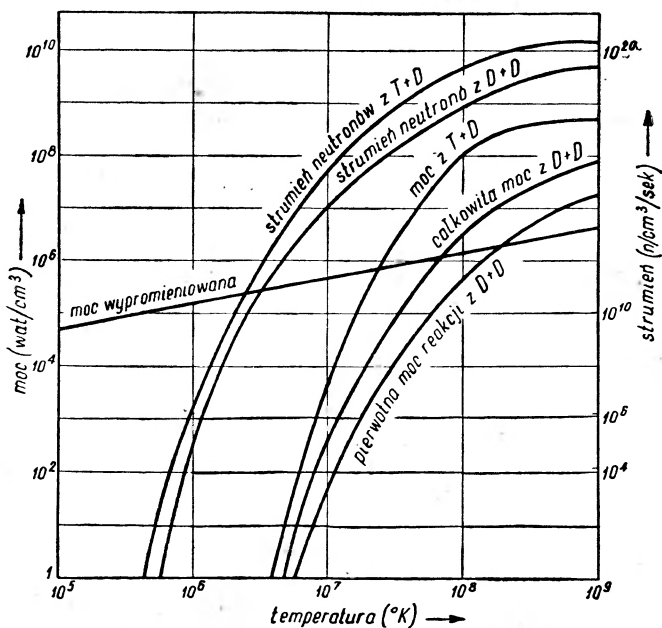
Dobrze wiadomo, że energia gwiazd pochodzi w głównej mierze z reakcji pomiędzy lekkimi pierwiastkami. Gdy temperatura wzrasta wskutek kontrakcji

grawitacyjnej wzrastają też prędkości i zdolność penetracyjna jąder. Wynikiem tego jest wzrost wyzwalanej energii.

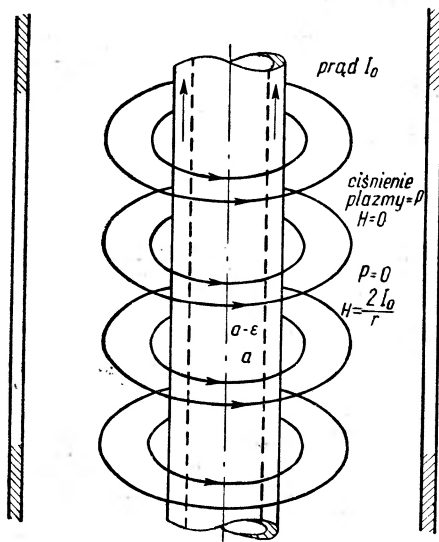
Zasadą metody jest ogrzanie gazu deuteronowego lub deuteronowo-trytowego przez bardzo silne wyładowanie z kondensatorów i ograniczenie ruchów plazmy przez pole magnetyczne. Szczęśliwie się składa, że eksperymentatorowi dopomaga tu dobrze znany efekt kontrakcji (*pinch effect*) — pole magnetyczne prądu zawęża wyładowanie w wąską wstęgę. Można ten efekt wzmocnić stosując dodatkowe pola magnetyczne.



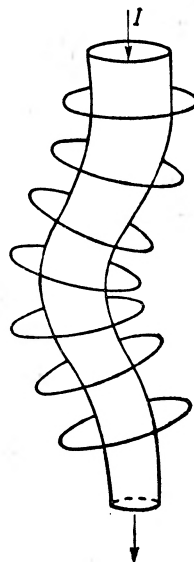
Rys. 18. Przekroje czynne reakcji fuzyjnej w funkcji względnej energii cząstek



Rys. 19. Równowaga mocy z reakcji termojądrowej, moc obliczona dla gęstości $n = 10^{18} \text{ m}^{-3}$



Rys. 20. Schematyczne przedstawienie „pinch efektu” w plazmie



Rys. 21. Niestabilność „pinch efektu”

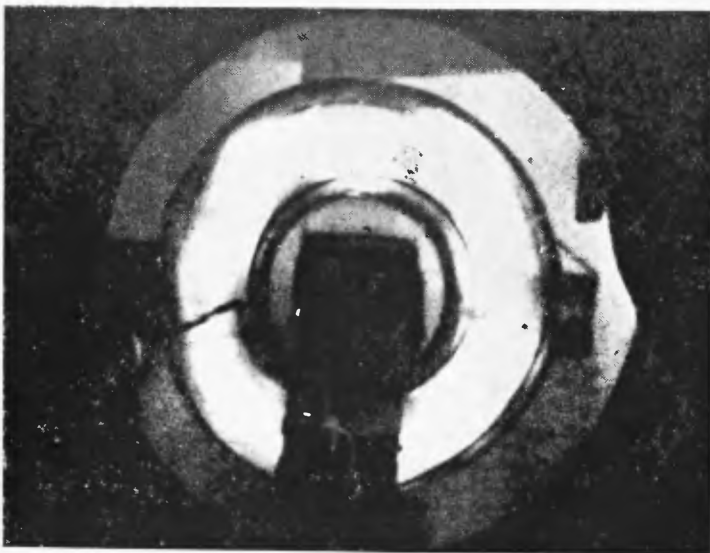
Tego rodzaju doświadczenia wykonane w prostoliniowych rurach przedstawił w maju 1956 r. fizyk radziecki K u r c z a t o w. Zaobserwowano, że wstęga zacieśnia się, następnie rozszerza i znów zacieśnia. Przy drugim zacieśnieniu zarejestrowano promienie X o energii około pół MeV. Początkowo Rosjanie sądzili, że zachodzi tu prawdziwa reakcja termojądrowa, ale po dalszych badaniach zdecydowali, z różnych względów, że nie jest to właściwa interpretacja tworzenia neutronów.

Nasze prace w Wielkiej Brytanii również rozpoczęte od prostoliniowych rur skoncentrowały się teraz na wytwarzaniu ścieśnionych wyładowań w toroidach, gdyż unika się tu kłopotliwego problemu silnie rozgrzewających się elektrod. Wyniki pierwszych prac zostały ogłoszone w Proceedings of the Physical Society.

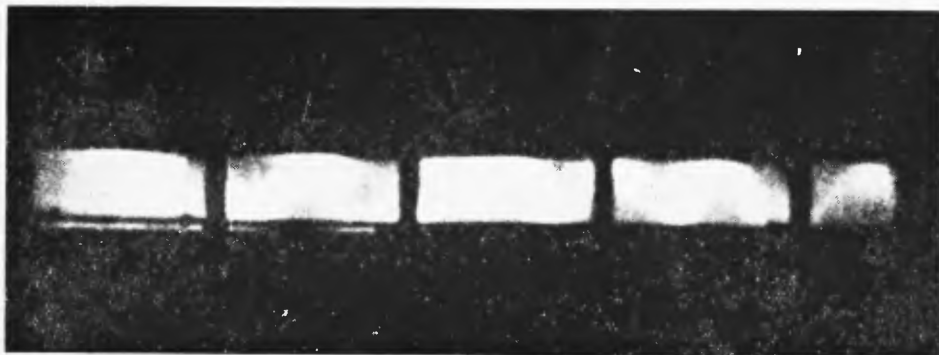
Jedna z tych prac dotyczy kłopotliwych charakterystyk wyładowań pierścieniowych. Wykazują one bardzo silną niestabilność przejawiającą się w zwijaniu wstęgi w ścieśniony toroid. Można to w prosty sposób wyjaśnić: gdy wstęga skręca się w śrubę rośnie energia pola magnetycznego, a więc oczywiście wstęga dąży do linii śrubowej. Ponieważ linie pola magnetycznego skupiają się przy wklęsłej powierzchni kanału prądowego występuje tu większe ciśnienie magnetyczne i wklęsłość powiększa się. Na szczęście występuje również efekt przeciwny — przewidziany przez fizykę klasyczną — gdy wijąca się wstęga zbliża się do ścian rury prądy wirowe w metalowych ścianach starają się odepchnąć wstęgę. Te zjawiska były badane w Harwell w szklanym toroidzie średniej średnicy 30 cali i średnicy rury 10 cm. W toroidzie zachodziły wyładowania impulsowe indukowane przez nawinięte na nim uzwojenia. W argonie i ksenonie pod ciśnieniem od 1 do 5.10^{-3} mm Hg wytwarzano prądy o natężeniu 1500 A. Wyładowania obserwowano przy pomocy sterowanego elektronicznie konwertora obrazów, który pozwalał wykonywać w dowolnym stadium impulsu fotografie o czasie ekspozycji 8 μ sec.

Program doświadczalny polegał na obserwowaniu zjawisk zachodzących przy takich wyładowaniach pierścieniowych, w szczególności na pomiarach temperatury w funkcji natężenia prądu i ciśnienia. Temperatury były mierzone klasycznymi metodami spektroskopowymi, opierającymi się na rozszerzeniu dopplerowskim — jeśli chodzi o temperatury jonów. Temperatury elektronów były mierzone techniką mikrofalową. Ta dziedzina badań jest porywającym przykładem nagłego rozwoju magneto-hydrodynamiki — oddziaływań pól magnetycznych z materią w ruchu — co ma zasadnicze znaczenie dla fizyki gwiazd.

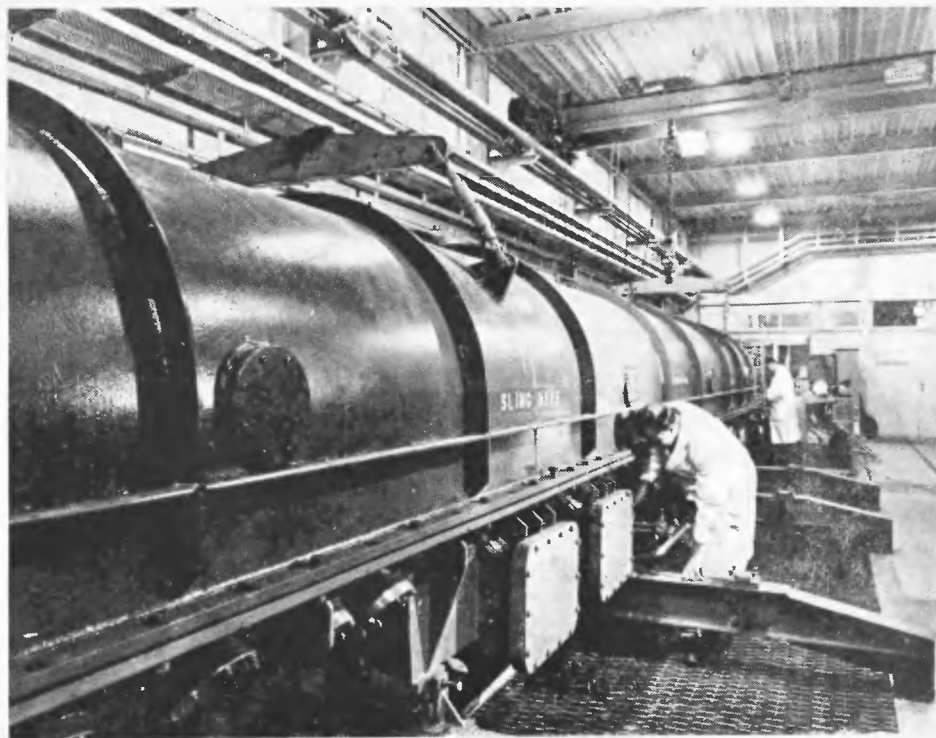
Znajdujemy się teraz w tym stadium, w którym znajdowały się badania zjawisk rozszczepienia w r. 1940, gdy już dobrze zdawano sobie sprawę z możliwości wywołania reakcji łańcuchowej, ale pozostawało jeszcze wiele niewyjaśnionych punktów i musiało upłynąć dalsze 15 lat zanim można



Rys. 22. Wijące się wyładowania w torusie



Rys. 23. Wyładowania wijące się, widok z boku



Rys. 24. Harwell, 50 MeV akcelerator linowy protonów, pierwszy element

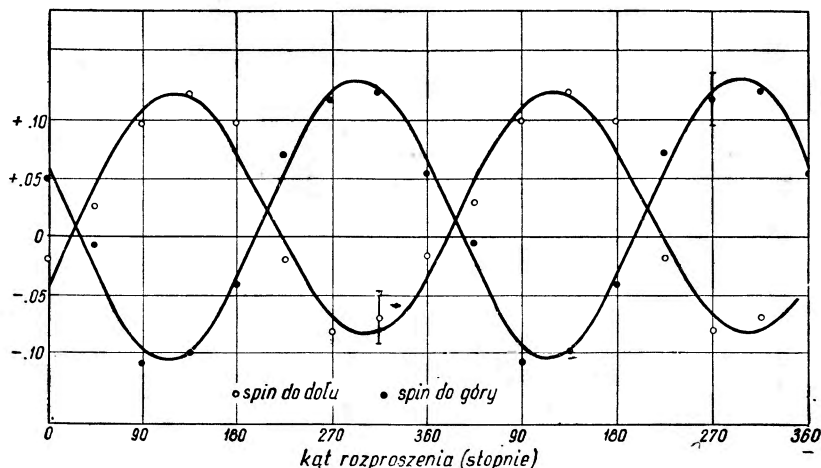
było na wielką skalę wyzyskać energię jądrową. Jesteśmy pewni, że mamy przed sobą porywające pole badań.

Inna grupa ludzi pracuje nad synchrotronem protonowym do przyspieszania protonów do energii miliardów elektronowoltów z natężeniami sto razy większymi niż te, które otrzymuje się w bevatronie w Berkeley. Przypuszczamy, że ten akcelerator zostanie zbudowany dla nowoutworzonego Narodowego Instytutu Badań Jądrowych jako wspólna praca uniwersytetów i Zarządu Energii Atomowej.

Budujemy także protonowy akcelerator liniowy mający dawać duże natężenia wiązek o energii 50 MeV.

Nowy elektronowy akcelerator liniowy na energię 28 MeV będzie zastosowany do naświetlania uranu wiązkami elektronów i wytwarzania w ten sposób bardzo silnych impulsowych źródeł neutronów. Spodziewamy się otrzymać natężenia 1000 razy większe niż z dotychczasowych naszych źródeł. Przy pomocy tej aparatury będziemy prowadzić doświadczenia z czasem przelotu i badania w dziedzinie fizyki ciała stałego.

Podobnie jak w wielu innych laboratoriach również w Harwell będziemy prowadzić doświadczenia nad nowoodkrytym załamaniem się zasady zachowania parzystości w przemianach jądrowych, w których występuje słabe oddziaływanie jak na przykład w rozpadzie β . Ważnym sprawdzianem jest zbadanie czy elektrony emitowane z jądra ^{60}Co mają tendencję do



Rys. 25. Rozproszenie cząstek β o energii 129 keV przez 130 μg folię złotą

ustawiania spinów wzdłuż kierunku emisji. W Harwell badano polaryzację rozproszonych elektronów po obróceniu ich spinów o 90° , to znaczy że spin zostawał ustawiony prostopadłe do kierunku ruchu. Otrzymano znaczne asymetrie wskazujące na to, że elektrony rzeczywiście są spolaryzowane i że zachodzą odchylenia od zasady zachowania parzystości.

Nasz wydział izotopowy wspólnie z Centrum Radiochemicznym w Amersham produkuje ponad 25000 źródeł promieniotwórczych rocznie. Wśród nich ponad 1500 źródeł irydowych do celów radiograficznych i 700 typów źródeł do radioterapii. Radiokobalt wytwarza się w ilości około 10000 curie rocznie, a niedługo zwiększymy produkcję do 30000 curie dzięki nowemu potężnemu reaktorowi DIDO. Poszczególne źródła miały aktywność aż do 5000 curie. Jak widzicie nasza działalność ma bardzo szeroki zakres.

Dysponując pierwszorzędnymi specjalistami w wielu dziedzinach możemy zaatakować z wielkim nakładem wysiłku naukowego stojące przed nami problemy i niewiele jest takich, które nie będą mogły być z czasem rozwiązane. Istotnie potęgą twórczej technologii jest dziś tak wielka, że powinniśmy móc osiągnąć cel postawiony przez jednego z naszych niedawnych Kanclerzy Skarbu — podwojenie naszej obecnej stopy życiowej w ciągu 25 lat.

Tłumaczyła B. Wojtowicz

Zdzisław Szymański

Instytut Fizyki PAN

Zastosowanie kolektywnego modelu jądra atomu

Wstęp

Kolektywny model jądra atomowego można uważać za uogólnienie modelu powłokowego, polegające na dołączeniu dodatkowych stopni swobody jądra opisujących wspólne ruchy całych zespołów nukleonów. W poprzednim artykule* przedstawiony został rozwój teorii modelu kolektywnego wraz z kwantowo-mechanicznymi próbami jego uzasadnienia. Przegląd niniejszy stanowi dalszy ciąg tego artykułu i zawiera omówienie najważniejszych zastosowań modelu do wyjaśnienia różnych własności fizycznych jądra atomu. Zgodnie z przedstawionym powyżej charakterem modelu kolektywnego, omówimy tu przede wszystkim w porównaniu z doświadczeniem te własności jąder, które nie dają się wyjaśnić na gruncie modelu powłokowego.

O ile pominąć efekty ściśliwości materii jądrowej, to kolektywne stopnie swobody odnoszą się przede wszystkim do powierzchni jądra. Wpływ oddziaływania indywidualnych nukleonów z powierzchnią jądrową na własności jądra zależy od konfiguracji nukleonów i zaznacza się najsilniej dla jąder znajdujących się w dużej odległości od jąder magicznych. Na odwrót, w pobliżu jąder magicznych wpływ oddziaływania nukleonów z powierzchnią jest znacznie słabszy i stanowi jedynie drobną poprawkę. Obydwu tym przypadkom odpowiadają różne schematy rachunkowe, tzw. silnego i słabego sprzężenia (zob. I, rozdział II).

Artykuł niniejszy zawiera przegląd prac dostępnych w Polsce mniej więcej do maja 1957 r., co odpowiada w przybliżeniu pracom opublikowanym do lutego 1957 włącznie.

* „Kolektywne ruchy nukleonów w jądrze atomowym” — Postępy Fizyki 8, zeszyt 4 (1957). Artykuł ten cytowany tu będzie jako „I”. Podstawy modelu kolektywnego przedstawione są w [1]÷[3].

1. Własności stanów podstawowych jąder (spin, moment magnetyczny, moment kwadrupolowy)

1. Spin jądra w stanie podstawowym wyznacza się przez określenie konfiguracji nukleonów odpowiadającej najniższej energii jądra. Jeżeli do wyznaczenia spinu używamy modelu powłokowego, to otrzymujemy spin jądra I równy momentowi pędu j ostatniego nieparzystego nukleonu z niezapelnionej powłoki określonej liczbą j . Jądra o parzystej ilości protonów i neutronów winny mieć spin zerowy. Doświadczenie potwierdza wprawdzie ten ostatni wniosek, jednakże dla jąder o nieparzystym A równość $I = j$ niezawsze jest spełniona. Znacznych odstępstw od tej równości należy oczekiwać zwłaszcza w zakresie jąder silnie zdeformowanych. Zgodnie z wnioskiem modelu kolektywnego [2], znaczne deformacje występują u jąder cięższych, dla których obie ostatnie powłoki (neutronowa i protonowa) zapelnione są mniej więcej do połowy. Warunkom tym odpowiadają zwłaszcza jądra z zakresu $150 \leq A \leq 194$ oraz $A \geq 225$ *. Znalezienie konfiguracji o najniższej energii dla tych jąder stało się możliwe dzięki pracom [4], [5], w których podano wykresy poziomów energetycznych w funkcji deformacji jądra (por. I, rys. 2). Korzystając z tych wykresów można dla zadanej ilości neutronów i protonów wyznaczyć taką deformację β_{10} , przy której energia jest najmniejsza. Spin jądra I będzie wówczas równy rzutowi Ω ($\Omega \leq j$) na oś jądra momentu pędu ostatniego nieparzystego nukleonu. Wartość Ω odczytuje się bezpośrednio z wykresu.

Otrzymane w ten sposób [6], [7] spiny jąder dla nieparzystych A z zakresu $150 \leq A \leq 194$ zgadzają się bardzo dobrze z doświadczeniem, dla ogromnej większości jąder, co jest zilustrowane w Tabeli 1 (wziętej z [5]). Warto dodać, że model powłokowy nie dawał żadnej nadziei na wyznaczenie spinów jąder z tego zakresu.

Dla jąder znajdujących się w pobliżu powłok zamkniętych sprzężenie nukleonów z powierzchnią jest znacznie słabsze. Dla wyznaczenia spinu jądra w tym zakresie można więc obok modelu kolektywnego stosować model powłokowy uwzględniając dodatkowo oddziaływanie bezpośrednie pomiędzy nukleonami zewnętrznymi. Jednakże dla konfiguracji trójnukleonowych (3 jednakowe nukleony na zewnątrz magicznego rdzenia) wyjaśnienie na gruncie modelu powłokowego równości $I = j - 1$ (która występuje jednakowo często obok równości $I = j$) wymagałoby założenia nieprawdopodobnie długiego zasięgu oddziaływania bezpośredniego nukleonów, a niekiedy ponadto nienormalnie dużego wkładu sił wymiennych. Równość tę ($I = j - 1$) natomiast można [2] łatwo wyjaśnić zakładając

* omówimy tę sprawę nieco szerzej w następnym rozdziale.

model kolektywny w sprzężeniu silnym (o ile sprzężenie nukleonów z powierzchnią jest silniejsze od sprzężenia nukleon-nukleon).

Tabela 1

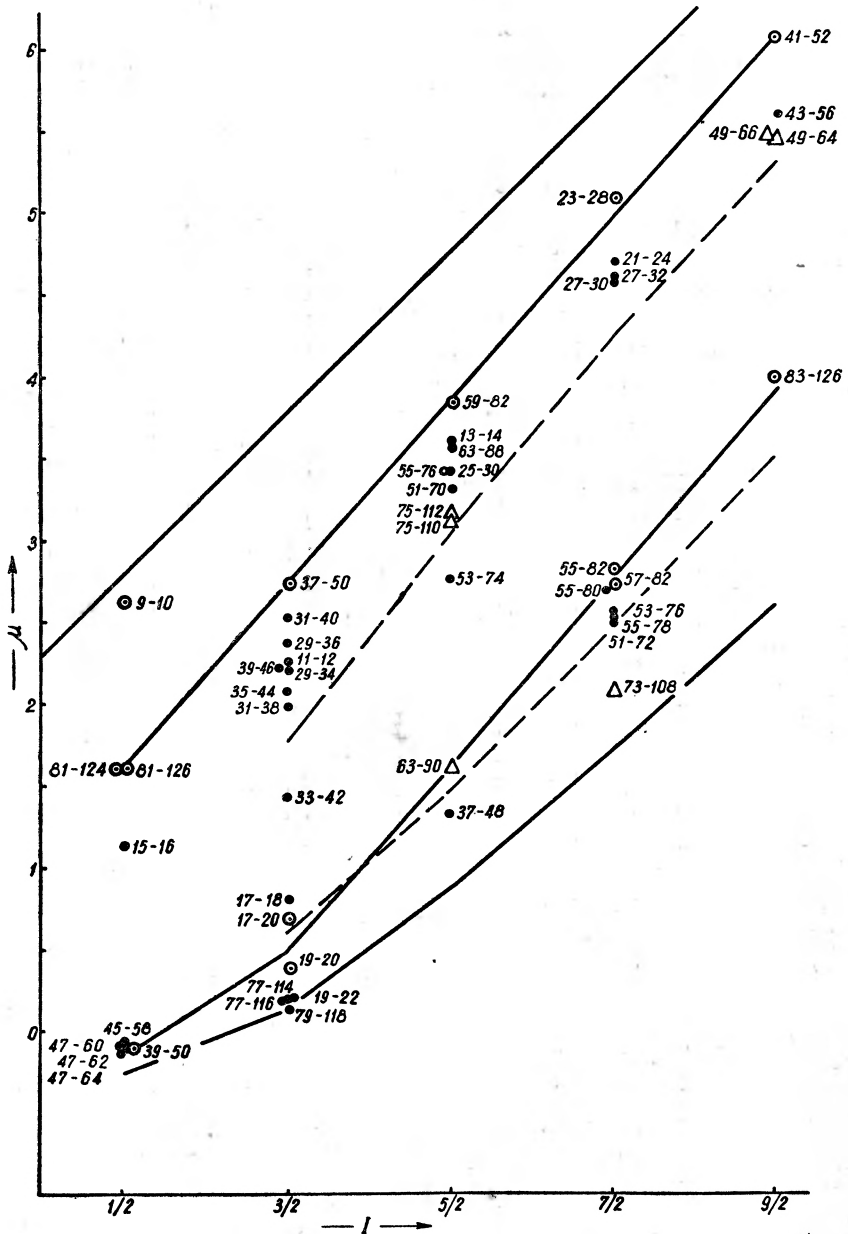
Spiny jąder sferoidalnych o nieparzystym A . W przypadkach oznaczonych gwiazdką* podane wartości teoretyczne nie są określone jednoznacznie (wzięte z [5])

Jądro	Doświadczalna wartość spinu	Teoretyczna wartość spinu i parzystość
Eu ¹⁵¹	5/2	5/2 -
Eu ¹⁵³	5/2	5/2 +
Tb ¹⁵⁹	3/2	3/2 +
Ho ¹⁶⁵	7/2	7/2 +
Tm ¹⁶⁹	1/2	1/2 +
Ln ¹⁷⁵	7/2	7/2 -*
Ta ¹⁸¹	7/2	7/2 +
Re ¹⁸⁵	5/2	5/2 +
Re ¹⁸⁷	5/2	5/2 +
Ir ^{191,3}	3/2	3/2 -
Gd ¹⁵⁵	3/2	3/2 +*
Gd ¹⁵⁷	3/2	3/2 -*
Er ¹⁶⁷	7/2	7/2 +
Yb ¹⁷¹	1/2	1/2 -
Yb ¹⁷³	5/2	5/2 -
Hf ¹⁷⁷	7/2	7/2 -
Hf ¹⁷⁹	9/2	9/2 +
W ¹⁸³	1/2	? +
Os ¹⁸⁹	1/2	1/2 -
Pd ²⁰⁵	5/2	5/2 -
Ag ²⁰⁹	1/2	1/2 -*

Wreszcie spiny jąder nieparzysto-nieparzystych (np. B₅¹⁰, Cl₁₇³⁶, Cl₁₇⁸⁸, K₁₉⁴⁰, Rb₃₇⁸⁶) wyznaczyć można przy pomocy modelu kolektywnego [2] zakładając sprzężenie słabe lub silne. W tym ostatnim przypadku spin jądra dany jest przez wyrażenie $|\Omega_n \pm \Omega_p|$ (gdzie Ω_n , Ω_p oznaczają odpowiednio liczbę kwantową Ω ostatniego nieparzystego neutronu względnie protonu). Tę dwukrotną degenerację poziomu znosi, być może, obrót jądra. Wskazywałoby to na istnienie nisko leżących poziomów rotacyjnych u jąder tego typu.

2. Moment magnetyczny jądra powstaje dzięki istnieniu momentów magnetycznych własnych nukleonów oraz dzięki orbitalnym ruchom protonów. Wiadomo, że spiny (a więc i momenty magnetyczne) każdej pary nukleonów w jądrze wykazują tendencję do wzajemnego znoszenia się.

Wskutek tego istnienie momentu magnetycznego jądra tłumaczy się na gruncie modelu powłokowego udziałem ostatniego nieparzystego nukleonu.



Rys. 1. Momenty magnetyczne jąder o nieparzystej liczbie protonów

Zgodnie z tym założeniem moment magnetyczny jądra wyraża się przez wartość oczekiwaną operatora

$$\mu = g_s s_z + g_l l_z, \quad [1]$$

gdzie s_z , l_z oznaczają odpowiednio operatory rzutu spinu i momentu orbitalnego nukleonu na oś kwantyzacji, zaś g_s , g_l — współczynniki giromagnetyczne.

Zastosowanie wzoru (1) daje zależność momentów magnetycznych od spinu jądra w postaci znanych linii Schmidta (na rys. 1 — zaznaczone linią ciągłą grubą). Wiadomo także, że momenty magnetyczne jąder leżą pomiędzy liniami Schmidta.

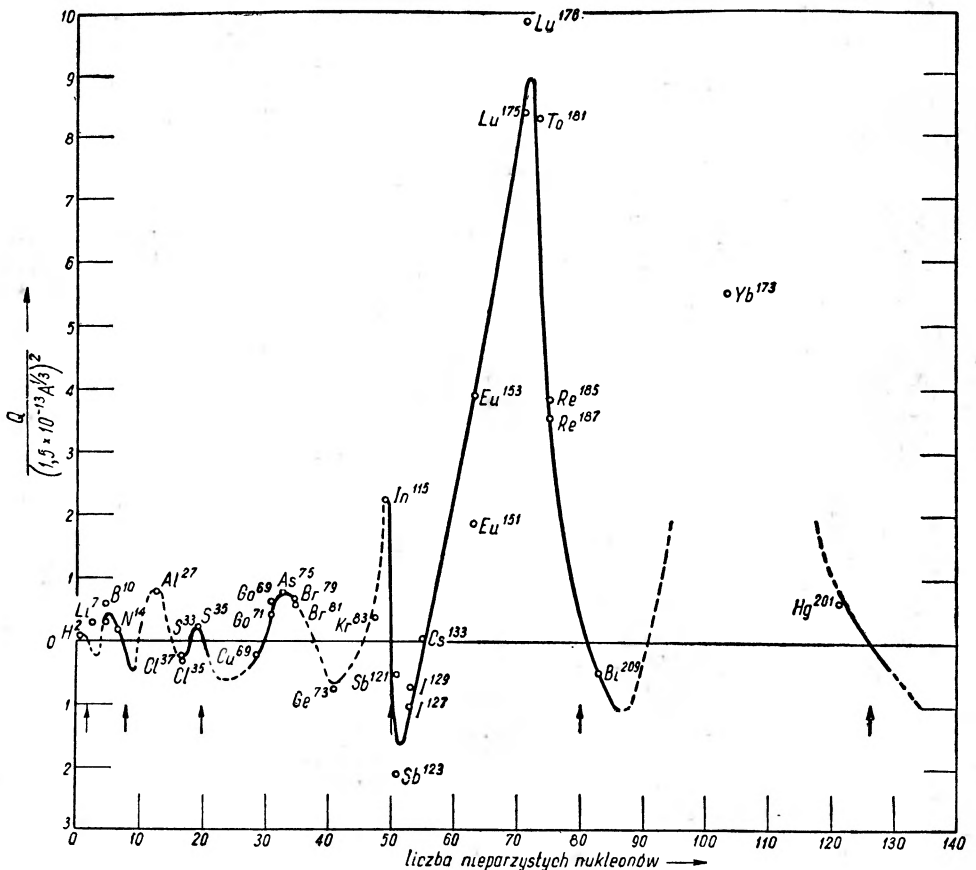
Sprzężenie nukleonów z powierzchnią może wywrzeć wpływ na moment magnetyczny jądra dwojakim sposobem: 1) przez zmieszanie konfiguracji nukleonowej wskutek istnienia oddziaływań z powierzchnią, 2) przez bezpośredni udział ruchu powierzchni jądrowej w momencie magnetycznym jądra. Udział ruchu powierzchni jądrowej można wyznaczyć [2], [3], dodając do wzoru (1) człon typu $g_R \cdot R_z$, gdzie R_z oznacza rzut momentu pędu powierzchni, zaś g_R — odpowiedni współczynnik giromagnetyczny kolektywny (w przybliżeniu hydrodynamicznym $g_R \approx Z/A$). Wartość oczekiwaną tego wyrażenia obliczać można różnymi sposobami [2], [8], [9] w przybliżeniu słabym lub silnym. Otrzymane stąd poprawki do momentu magnetycznego powodują jego przesunięcie we właściwym kierunku (por. rys. 1). Nie uzyskano jednak na tej drodze pełnej zgodności ilościowej, co wynika z faktu, że ruchy kolektywne nie stanowią prawdopodobnie [10] głównej przyczyny odstępstw momentów magnetycznych od linii Schmidta (zob. także [11]).

3. Momenty kwadrupolowe jąder określają odstępstwa od sferycznej symetrii rozkładu ładunku w jądrze. Pomiar momentu kwadrupolowego daje więc nam informacje o kształcie jądra. Fakt, że doświadczalne wartości tych momentów przekraczają znacznie (np. 20 razy) wartości obliczone na podstawie modelu powłokowego (tj. w założeniu, że moment kwadrupolowy pochodzi jedynie od ostatniego nieparzystego protonu), stał się przyczyną pierwszych prób [12], [13] uwzględnienia deformacji rdzenia jądra, które doprowadziły później do powstania modelu kolektywnego. Wykreślając momenty kwadrupolowe w funkcji ilości nukleonów, (rys. 2) łatwo się przekonać, że wykazują one charakterystyczną zależność od stopnia wypełnienia ostatniej powłoki nukleonowej. Przy małej ilości nukleonów w tej powłoce momenty kwadrupolowe są ujemne. Można to wytłumaczyć na gruncie modelu kolektywnego oddziaływaniem zewnętrznych nukleonów z rdzeniem jądra, co prowadzi do wytworzenia się spłaszczonego kształtu rdzenia. W miarę zwiększenia ilości nukleonów w ostatniej powłoce wypełniają się również stany o mniejszych wartościach magnetycznej liczby kwantowej, co daje w rezultacie wydłużony kształt jądra.

(dodatnie wartości momentów kwadrupolowych). Jądra, w których ostatnia powłoka jest prawie całkowicie wypełniona można sobie wyobrazić, jako złożone z rdzenia magicznego (zawierającego tę ostatnią powłokę) oraz kilku „dziur nukleonowych” mających własności dodatkowych nukleonów z tą jedynie różnicą, że są one przez rdzeń odpychane, a nie przyciągane. Model kolektywny w przybliżeniu hydrodynamicznym pozwala na obliczenie parametru deformacji jądra β_1 , przy pomocy którego można prosto wyrazić moment kwadrupolowy jądra Q_0 w przybliżeniu silnego sprzężenia:

$$Q_0 = \pm 3 (5\pi)^{-1/2} ZR_0^2 \beta_1 = \pm \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{2I - 1}{2(I + 1)} (k/c) ZR_0^2 \quad (2)$$

(oznaczenia patrz I).



Rys. 2. Momenty kwadrupolowe ciężkich jąder w funkcji ilości nukleonów

Porównanie wyników otrzymanych na tej drodze z doświadczeniem (odsyłacz do prac eksperymentalnych podane są w [2], zob. ponadto artykuł przeglądowy [14]) wykazuje, że model kolektywny rzeczywiście daje

jakościowe wytłumaczenie dużych wartości momentów kwadrupolowych. W szczególności wytłumaczona została, zupełnie niezrozumiała z punktu widzenia modelu powłokowego, przybliżona równość momentów kwadrupolowych jąder z nieparzystym protonem oraz nieparzystym neutronem. Jednakże obliczenia wykonane na podstawie wzoru [2] (wynikającego z przybliżenia hydrodynamicznego) nie pozwoliły na uzyskanie pełnej zgodności ilościowej teorii z doświadczeniem (zob. także [15]). Wartości obliczone przekraczały mianowicie znacznie wartości doświadczalne.

Teoria modelu w przybliżeniu hydrodynamicznym daje również możliwość wyznaczenia momentu kwadrupolowego jądra i prawdopodobieństw przejść γ . Otrzymane na tej drodze wartości różnią się znów od poprzednich. Te niezgodności świadczą wyraźnie o wadliwości przybliżenia hydrodynamicznego. W przypadku jąder niezbyt silnie zdeformowanych [16] można próbować wyznaczenia momentów kwadrupolowych przyjmując zmieszanie konfiguracji nukleonowych [17]. Otrzymane na tej drodze wartości Q_0 zgadzają się dużo lepiej z doświadczeniem. Również obliczenia oparte na dokładniejszym wyznaczeniu występującego we wzorze (2) współczynnika sztywności powierzchni C [18], dają dobre rezultaty [19], [20]. W szczególności udało się na tej drodze wyjaśnić stosunkowo znaczne różnice momentów kwadrupolowych u sąsiednich izotopów. Dla jąder silnie zdeformowanych (np. jąder z zakresu $150 < A < 190$) K l e m a i O s b o r n [21] proponują wprowadzenie empirycznego parametru równego stosunkowi ilości nukleonów w powłoce niezapełnionej do całkowitej ilości nukleonów. Podzielenie wartości Q_0 danych przybliżeniem hydrodynamicznym przez ten parametr daje zgodność z wartościami Q_0 otrzymanymi z energii poziomów wzbudzonych (zob. także [22]).

Wpływ nieelipsoidalnych deformacji jądra na momenty kwadrupolowe rozważany był w [23]. Można też próbować uzyskania lepszej zgodności wartości Q_0 z doświadczeniem dobierając nieco mniejszy promień jądra R_0 [24].

2. Wzbudzenie niskich energii*

Widma wzbudzeń jąder w zakresie niskich energii (np. rzędu setek keV lub kilku MeV) podzielić możemy na dwie grupy. Pierwsza grupa odpowiadająca wzbudzeniom indywidualnych nukleonów charakteryzuje się niekiedy znacznymi zmianami spinu, zmianami parzystości poziomów i stosunkowo dłuższymi czasami życia stanów wzbudzonych. Występowanie wzbudzeń tego typu wyjaśnione zostało na gruncie modelu powłokowego poprzez wyznaczanie wartości własnych energii nukleonu w średnim po-

* Przy opracowywaniu niniejszego rozdziału korzystałem w znacznym stopniu z artykułów przeglądowych [25], [26], [27] oraz [3] dotyczących tego tematu.

tencjale. Szereg niezgodności ilościowych napotykaných przy badaniu wzbudzeń tego typu metodami modelu powłokowego usunąć można (zwłaszcza w zakresie jąder silnie zdeformowanych) poprzez uwzględnienie deformacji potencjału pola sił jądrowych w ruchu niezależnych cząstek (zob. cytowane w I prace [I, 34 — 40]). Okazuje się, że pod wpływem deformacji pola jądrowego uporządkowanie poziomów energetycznych zmienia się bardzo istotnie, przy tym liczba kwantowa j całkowitego momentu pędu jądra nie jest zachowana.

Obok poziomów odpowiadających wzbudzeniom indywidualnych nukleonów w widmach jądrowych dostrzec można jednak inne jeszcze typy poziomów charakteryzujące się niezmienną parzystością, bardzo krótkimi czasami życia i regularnymi zmianami spinów (np. $\Delta I = 1$ lub 2). Istnienie wzbudzeń tego typu, niewytłumaczalne absolutnie na gruncie modelu powłokowego, przypisać można wzbudzeniom kolektywnych stopni swobody. Wykrycie i systematyzacja wzbudzeń kolektywnych stanowi najpoważniejszy sukces kolektywnego modelu jądra.

Jeżeli przyjąć stałość gęstości materii jądrowej, (obliczenia wzbudzeń związanych ze ściśliwością jądra zob. w cytowanych w I pracach [I, 50] i [I, 51]) * to wzbudzenia kolektywne odpowiadają energii kinetycznej obrotowej względnie energii drgań powierzchni jądrowej. W związku z tym w widmach wzbudzeń kolektywnych jądra wyróżnić możemy serie rotacyjne oraz serie oscylacyjne. Na podstawie danych dotyczących parametrów sztywności i bezwładności powierzchni jądrowej możemy wywnioskować, że energie wzbudzeń oscylacyjnych są rzędu paru MeV, przekraczają więc znacznie energie poziomów rotacyjnych (rzędu setek keV).

1. Poziomy rotacyjne występują u jąder nie mających kształtu sferycznego w stanie równowagi. Jądra tego typu mogą być na ogół opisane przy pomocy przybliżenia silnego sprzężenia (zob. I rozdział 2). Z odpowiednich zależności teoretycznych (zob. I wzory (11) i (12)) wynika następująca postać widma rotacyjnego:

$$E_I = E_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \left\{ I(I+1) + a(-1)^{I+\frac{1}{2}} \left(I + \frac{1}{2} \right) \delta_{K, \frac{1}{2}} \right\}, \quad (3)$$

gdzie wielkości E_0 , a oraz moment bezwładności I zależą od wewnętrznej struktury jądra.

Szczególnie prostą postać mają widma rotacyjne jąder parzysto-parzystych, dla których spin stanu podstawowego $K = 0$. Z warunków symetrii funkcji falowej wynika wówczas ograniczenie dla spinu I poziomu:

$$I = 0, 2, 4, 6 \dots \quad (4)$$

* Badania doświadczalne wraz z analizą istniejącego materiału dostarczyły ostatnio kilku informacji o wzbudzeniach tego typu [28—33].

Widma jąder tego typu zostały stosunkowo najlepiej zbadane [34] — [43]. Dla jąder o nieparzystym A mamy następującą kolejność poziomów rotacyjnych

$$I = K, K + 1, K + 2, \dots, \quad (5)$$

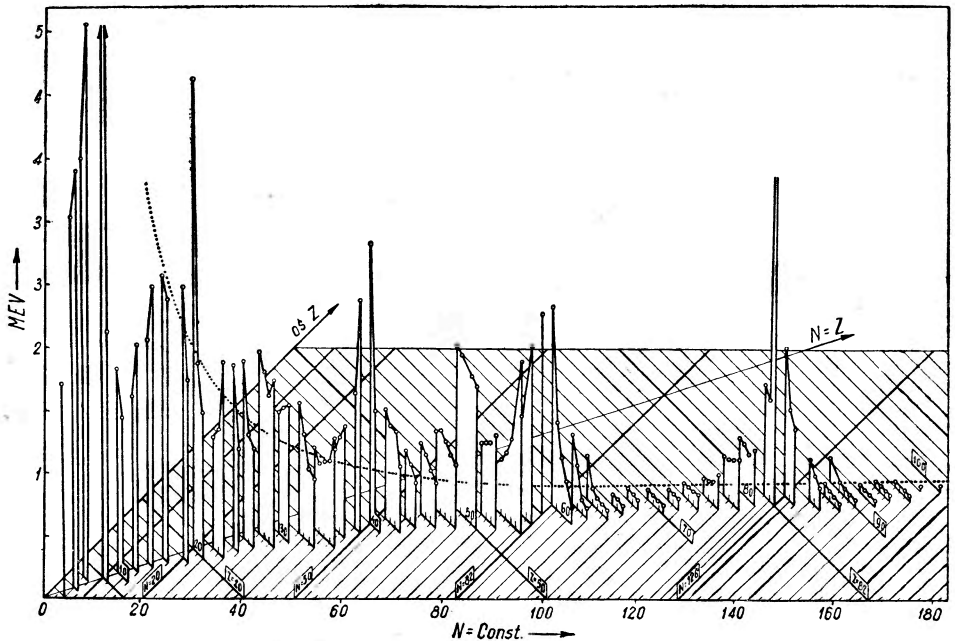
gdzie K oznacza spin jądra w stanie podstawowym.

W ostatnich kilku latach zgromadzono bardzo duży materiał doświadczalny dotyczący poziomów niskich energii.* Najczęściej używaną metodą uzyskiwania poziomów rotacyjnych jest wzbudzenie kulombowskie jąder uzyskiwane przy pomocy naładowanych cząstek (zob. [25] oraz [44—46]). Wzbudzone na tej drodze jądra wysyłają fotony, energię których mierzymy przy pomocy spektrometrów. Oprócz wyznaczenia energii metoda ta pozwala oczywiście na określenie multipolowości przejść, czasów życia, stanów wzbudzonych itp. Wzbudzenie kulombowskie pozwala na badanie pierwszego poziomu wzbudzonego ($I = 2$) jąder parzysto-parzystych oraz dwóch pierwszych ($I = K + 1$, $I = K + 2$) poziomów jąder o nieparzystym A . Informacje o wyższych poziomach rotacyjnych uzyskuje się głównie z procesów radioaktywnego rozpadu α (zob. prace cytowane w [26] oraz [130], a także [47—49]) lub β (zob. [26], [130], a także [50—64]). Również i reakcje rozpraszania nieelastycznego lub reakcje wymienne mogą dostarczyć tu szeregu danych (omówimy je w końcu tego rozdziału).

Na rys. 3 przedstawione są wykresy pierwsze poziomy wzbudzone ($2+$) jąder parzysto-parzystych. Z oszacowań Bohra i Mottel-sona [131] wynika, że uznanie danego poziomu wzbudzonego za rotacyjny wymaga, by wysokość jego nie przekraczała pewnej określonej granicy (która jest zaznaczona na rys. 3 linią kropkowaną); powyżej tej granicy poziomy należałoby raczej interpretować jako oscylacyjne. Z rys. 3 widać zatem, że poziomy rotacyjne występują głównie w dwóch zakresach: $150 < A < 190$ oraz $A > 222$ (ponadto w okolicach $A \sim 8$ oraz $A \sim 24$). Wymienione tu zakresy odpowiadają oczywiście jądróm, które są wyraźnie zdeformowane w stanie równowagi. Natomiast jądra leżące w obszarze $40 < A < 150$ nie wykazują wyraźnej deformacji w stanie podstawowym prawdopodobnie ze względu na niejednoczesne wypełnianie się powłok neutronowych i protonowych oraz pod wpływem działania sprzężenia spin-orbita w średnim polu jądrowym [25]. Porównanie materiału doświadczalnego z wzorem (3) potwierdza w zupełności rotacyjny charakter widm, co należy uznać za wielki sukces modelu. W szczególności ujawnia się to w stosunkach energii kolejnych poziomów E_4/E_2 , E_6/E_2 , E_8/E_2 dla jąder parzy-

* Nie podajemy tu pełnego spisu prac doświadczalnych ze względu na wielką ich liczbę. Odsyłacze do prac opublikowanych przed 1956 r. i dotyczących wzbudzeń niskoenergetycznych, zinterpretowanych jako wzbudzenia kolektywne, znaleźć można w [25] zob. także [26]. Materiały do dalszej analizy znaleźć można w pracach doświadczalnych [44—129].

sto-parzystych) oraz w przyporządkowaniu spinów i parzystości, gdzie zgodność teorii z doświadczeniem jest bardzo dobra. Jednakże bezwzględne wartości energii poziomów zależą od momentów bezwładności \mathcal{I} występujących we wzorze (3). Jeżeli korzystając ze znajomości doświadczalnych wartości E_2 , wyznaczyć moment bezwładności jądra \mathcal{I}_{exp} to okaże się, że przekracza on znacznie wartości \mathcal{I} dane przez oszacowanie hydrodynamiczne (zob. I, wzór (12)). Wartości \mathcal{I}_{rig} są rzędu $(0,4-0,6) \mathcal{I}_{exp}$, gdzie \mathcal{I}_{rig} oznacza moment bezwładności jądra traktowanego jako ciało sztywne. Te niezgodności oszacowania hydrodynamicznego stały się przyczyną dalszego rozwoju teorii modelu kolektywnego (zob. I, rozdz. 3 p. 4).



Rys. 3. Energie pierwszego wzbudzonego poziomu ($2+$) jąder parzysto-parzystych w funkcji ilości neutronów N oraz protonów Z . ([25], s. 527)

Badanie poziomów rotacyjnych jąder o nieparzystym A następuje z większymi trudnościami, ze względu na istnienie w tych jądrach poziomów wzbudzeń indywidualno-nukleonowych o energiach rzędu energii rotacyjnych.

4. Poziomy oscylacyjne jąder są na ogół o rząd wielkości wyższe od poziomów rotacyjnych (od kilku MeV dla jąder lekkich do ~ 1 MeV dla jąder ciężkich). Widma oscylacyjne występują zarówno u jąder mało zdeformowanych jak i u jąder sferoidalnych, (a więc posiadających widma rotacyjne). Model kolektywny tłumaczy istnienie poziomów tego typu drganiem harmonicznymi powierzchni jądra (zob. I wzory (2) — (6)). Dla mało zdeformowanych parzysto-parzystych jąder kolejne poziomy leżą

w jednakowych odległościach i są ponumerowane ilością fononów o energiach $\hbar\omega$. Dla występujących najczęściej wzbudzeń kwadrupolowych ($\lambda = 2$) spiny i parzystości poziomów wynoszą odpowiednio (0+); (2+); (0+, 2+ lub 4+); (0+, 2+, 3+, 4+, 5+ lub 6+); itd. Analiza [132] (zob. także [133], [134], [135]) licznych doświadczeń dotyczących poziomów oscylacyjnych uzyskanych przy pomocy wzbudzeń kulombowskich (zob. prace cytowane w [25] oraz [65—67]) oraz z badań rozpadów promieniotwórczych (zob. [26] oraz [130]) potwierdza w zasadzie model wzbudzeń kwadrupolowych dla tych poziomów.* Stosunek energii drugiego poziomu wzbudzonego do energii pierwszego poziomu jest rzędu $2 \div 2,5$. Jednakże wynikające stąd doświadczalne wartości parametrów bezwładności B_2 i sztywności C_2 nie odpowiadają oszacowaniom hydrodynamicznym (zob. I wzory (4), (5)). Doświadczalne wartości B_2 są większe od teoretycznych [25]. Parametry sztywności powierzchni C_2 wykazują natomiast, wbrew oszacowaniom hydrodynamicznym, wyraźną zależność od konfiguracji nukleonów w jądrze (w pobliżu powłok zamkniętych $C_{2exp} > C_{2hydr}$, w większej odległości od powłok zamkniętych — na odwrót). Fakt ten został częściowo wyjaśniony na gruncie cytowanych już prac [18—20]. Poziomy oscylacyjne jąder sferoidalnych można badać na gruncie silnego sprzężenia (zob. I rozdział 2). Poziomy te można numerować przy pomocy liczb kwantowych n_β, n_α , (zob. I wzór (19)), które odpowiadają odpowiednio drganiom z zachowaniem symetrii osiowej lub bez jej zachowania. Każdemu poziomowi oscylacyjnemu odpowiada dla tych jąder cała seria poziomów rotacyjnych.

Ostatnio ([143—146] oraz [125] i [104]) wykryto szereg poziomów oscylacyjnych o ujemnej parzystości i nieparzystych spinach. Poziomy te związane są z oktopolowymi drganiami powierzchni jądra.

Badanie widm oscylacyjnych jąder o nieparzystym A nastrocza wielkie trudności ze względu na niewątpliwe istnienie sprzężenia wzbudzeń oscylacyjnych ze wzbudzeniami indywidualnych nukleonów.

5. Pomiaru prawdopodobieństw przejść elektromagnetycznych, wartości „ ft ” dla przejść β oraz rozpadu α stanowią bardzo ważną metodę odróżnienia przejść kolektywnych od przejść indywidualno-cząstkowych. Dużą rolę odgrywają tu również wzbudzenia kulombowskie.

Istnienie kolektywnych stopni swobody w jądrze nie tylko pozwala na wyjaśnienie przejść kolektywnych, lecz także wpływa w sposób istotny na przejścia indywidualno-cząstkowe. W zakresie zbliżonym do powłok zamkniętych, wskutek nieznacznej zależności spinów i parzystości stanów od deformacji, można z powodzeniem stosować model powłokowy zarówno do objaśnienia przejść izomerowych typu $M4$ i $E3$ jak i dla klasyfikacji

* Pewne odstępstwa od harmonicznyc, kwadrupolowych drgań powierzchni wynikające ze sprzężenia z ruchem indywidualnych nukleonów mogą być wyznaczone metodą rachunku zaburzeń [136—142], [8], [10], [15].

przejsć β według stopnia wzbronienia. Jednakże przy ilościowym porównaniu wyników rachunków z doświadczeniem okazuje się, że rzeczywiste prawdopodobieństwa przejść są znacznie mniejsze (rys. 5) — 100 razy od przewidywanych na gruncie modelu powłokowego. Fakt ten znajduje natychmiastowe wyjaśnienie ([2], [3], [26] oraz [147—153]) na gruncie modelu kolektywnego: przy przejściu cząstkowym zmienia się nie tylko stan cząstki lecz również i kształt rdzenia. Częściowe tylko pokrycie się funkcji falowych rdzenia prowadzi do zmniejszenia prawdopodobieństwa przejścia. Być może, iż niesferyczność potencjału wpływa także na zmniejszenie przekrojów czynnych. W zakresie jąder silnie zdeformowanych można badać stosunki prawdopodobieństw przejść ze stanu wzbudzenia cząstkowego do różnych stanów najniższej serii rotacyjnej. Podobne rezultaty osiągamy mierząc odwrotności wartości „ f_t ” dla rozpadu β . Otrzymane na tej drodze wyniki obliczeń zgadzają się dość dobrze z doświadczeniem (zob. przegląd [154] oraz [118—121] oraz [155—156]). Interesujące wyniki otrzymano również badając szczegóły rozpadu α (zob. przegląd [158] oraz prace [47], [122—127]).

Przechodząc do przejść kolektywnych należy przede wszystkim podkreślić ich niewytłumaczalność na gruncie modelu powłokowego (obliczone na tej drodze prawdopodobieństwa przejść są na ogół 40—170 razy mniejsze od wartości doświadczalnych.) Model kolektywny dostarcza nam wzorów na prawdopodobieństwa przejść zarówno oscylacyjnych jak i rotacyjnych. Zredukowane jednofonowe prawdopodobieństwo przejścia oscylacyjnego dla jądra o powłokach zamkniętych (harmoniczne drgania powierzchni sferycznej) wyraża się wzorem

$$B(E2) = \frac{3\lambda}{8\pi} Z^2 e^2 R_0^{2\lambda} \frac{\hbar^2}{AMR_0^2} \frac{1}{\hbar\omega_\lambda}. \quad (6)$$

Wzory dla przejść oscylacyjnych jąder silnie zdeformowanych przy $\lambda = 2$ dają prawdopodobieństwo przejść tego samego rzędu wielkości (zob. np. [26] str. 482 wzory (13) i (14)). Odpowiadają one zmianom o 1 liczb kwantowych n_β lub n_γ (zob. I wzór (19)).

Najlepiej stosunkowo zbadaną dziedziną przejść kolektywnych są obecnie przejścia rotacyjne. W jądrach parzysto-parzystych przy $\lambda = 2$ możliwe są jedynie przejścia typu $E2$. Model kolektywny prowadzi tu do charakterystycznej zależności prawdopodobieństwa przejścia od statycznego momentu kwadrupolowego Q_0 :

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} \cdot e^2 Q_0^2 < I_i 2K0 | I_f 2I_f K >^2 \quad (7)$$

(I_i, I_f — spiny początkowy i końcowy jądra; wielkość w nawiasie $< >$ oznacza współczynnik Clebsch'a - Gordan'a). W jądrach o nieparzystym A obok przejść $E2$ przy $\Delta I = 2$ możliwe są także przejścia przy $\Delta I = 1$, które

są mieszkanką przejść $E2$ oraz $M1$. Prawdopodobieństwo przejścia typu $M1$ jest — jak się okazuje — związane ze statycznym momentem magnetycznym

$$B(M1; I_i \rightarrow I_f) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (g_\Omega - g_R)^2 \Omega^2 \langle I_i 1 K 0 | I_i 1 I_f K \rangle^2, \quad (8)$$

gdzie g_Ω oznacza, współczynnik giromagnetyczny indywidualnego nukleonu względem osi jądra, zaś g_R — współczynnik giromagnetyczny powierzchni.

Doświadczalne sprawdzenie podanych tu zależności jest utrudnione ze względu na występowanie w nich momentów statycznych, które nie są zbyt dokładnie określone. Można jednak zależności te odwrócić i wówczas np. pomiar (odnośniki do prac doświadczalnych dane w [25], [26] zob. też [128]) wielkości $B(E2; I_i \rightarrow I_f)$ z wzoru (7) dostarczy danych o momencie kwadrupolowym Q_0 . Obliczone na tej drodze wartości Q_0 są nieco mniejsze od wartości Q_0 wyznaczonych metodą spektroskopową (niekiedy nawet dwa razy mniejsze). Jest jednak możliwe, że wynika to z niedokładności tej ostatniej metody.

W jądrach o nieparzystym A interesującą metodą doświadczalnego sprawdzenia modelu jest pomiar stosunku przekrojów czynnych na wzbudzenie kulombowskie na drugi ($K \rightarrow K + 2$) i pierwszy ($K \rightarrow K + 1$) poziom rotacyjny (zob. [129]).

6. Przechodząc do reakcji jądrowych ograniczymy się jedynie do pobieżnego omówienia prac opublikowanych.

Rozpraszanie nieelastyczne neutronów na jądrach może również służyć, obok metod opisanych poprzednio, do uzyskiwania niskoenergetycznych, rotacyjnych wzbudzeń jąder. Temu zagadnieniu poświęcono szereg prac [157—163]. Otrzymane przez Yoshidę [160] teoretyczne rozkłady kątowe neutronów porównane zostały z doświadczeniami [164—167]. Wzbudzenia oscylacyjne jąder badano w pracach [168] (rozpraszanie neutronów) oraz [169], [170] (reakcje wymienne). Kolektywne aspekty fotoefektu jądrowego były rozważane w pracach [136], [171].*

Model kolektywny pozwala również na uzyskanie znacznego postępu w objaśnieniu zjawiska rozszczepienia jądra [175—182]. W pracach [175—177] podana została szczegółowa analiza procesu rozszczepienia w oparciu o teorię modelu kolektywnego. Uwagę zwrócono na wytłumaczenie zaobserwowanej asymetrii podziału jądra. Szczególnie interesującą interpretację rozszczepienia podał A. Bohr [178]. Jeśli energia wzbudzenia jądra złożonego, które może podlegać rozszczepieniu, przekracza nieznacznie tyl-

* Zob. również prace [172—174], w których rozważano wzajemne przesunięcie (drgania dipolowe) neutronów wzgl. protonów. Odnośniki do prac na ten temat znaleźć można w [174].

ko próg energetyczny reakcji rozszczepienia, to jądro stanowi układ „chłodny” tj. układ kwantowy o wielu własnościach zbliżonych do własności stanu podstawowego. Jądro takie, w myśl założenia B o h r a, posiada rotacyjne widmo energetyczne typu $0^+, 2^+ \dots$ oraz $1^-, 3^- \dots$, co tłumaczy asymetrię procesu rozszczepienia. Dla rozkładu kąтового produktów rozszczepienia (zob. także [179]) B o h r otrzymał zależność:

$$W(\theta) = a + b \sin^2 \theta,$$

która zgadza się bardzo dobrze z wynikami pomiarów [180—182].

Literatura

1. A. Bohr, Kgl. Danske Vidensk. Selsk. 26 N^o 14 (1956).
2. A. Bohr, Mottelson, *ibid.* 27, N^o 16 (1953).
3. A. Bohr, *Rotational States of Atomic Nuclei*, Kopenhaga 1954.
4. Nilsson, Kgl. Danske Vidensk. Selsk. 29, N^o 16 (1955).
5. Gottfried, Phys. Rev. 103, 1017 (1956).
6. Mottelson, Nilsson, Phys. Rev. 99, 1615 (1955).
7. Kerman, Kgl. Danske Vidensk. Selsk. 30 N^o 15 (1956) cytowane na podstawie Rev. Mod. Phys. 28, 534 (1956).
8. Foldy, Milford, Phys. Rev. 80, 751 (1950).
9. Davidson, Feenberg, Phys. Rev. 89, 856 (1953).
10. Ford, Levinson, Phys. Rev. 100, 1 (1955).
11. Stroke, Jaccarino, Edmonds, Rand, Weiss, Phys. Rev. 105, 590 (1957).
12. Rainwater, Phys. Rev. 79, 432 (1950).
13. Pfirsich, Z. f. Phys. 132, 409 (1952).
14. Blin — Stoye, Rev. Mod. Phys. 28, 75 (1956).
15. Milford, Phys. Rev. 93, 1297 (1954).
16. Araujo, Nucl. Phys. 1, 259 (1956).
17. Horie, Arima, Phys. Rev. 99, 778 (1955).
18. Marumori, Suekane, Yamamoto, Progr. Theor. Phys. 15, 582 (1956).
19. Marumori, Suekane, Yamamoto, *ibid.* 15, 584 (1956).
20. Marumori, Suekane, Yamamoto, *ibid.* 16, 320 (1956).
21. Klema, Osborn, Phys. Rev. 103, 833 (1956).
22. Klema, Osborn, Nucl. Phys. 2, 454 (1956/57).
23. Torsten, Kgl. Danske Vidensk. Selsk. 30, N^o 5 (1955).
24. Low, Bull. Res. Council Israel 3, 337 (1954) — cytowane na podstawie streszczenia w Ref. Żurnale, Fizika, nr 10, str. 42 (1956).
25. Alder, A. Bohr, Huus, Mottelson, Winther, Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956).
26. A. Bohr, Mottelson, XVII rozdział książki „Beta and Gamma Ray Spectroscopy”, red. Siegbahn, Amsterdam 1955.
27. A. Bohr, Physica XXII, 959 (1956) — referat wygłoszony w Amsterdamie w lipcu 1956 r.
28. Morinaga, Phys. Rev. 101, 254 (1956).
29. Redmond, Phys. Rev. 101, 751 (1956).

30. Wilkinson, Toppel, Alburger, *Phys. Rev.* **101**, 673 (1956).
31. Fernell, Visscher, *Phys. Rev.* **102**, 450 (1956).
32. Church, Weneser, *Phys. Rev.* **103**, 1035 (1956).
33. Fernell, Visscher, *Phys. Rev.* **104**, 475 (1956).
34. Ford, *Phys. Rev.* **90**, 29 (1953).
35. Ford, *Phys. Rev.* **95**, 1250 (1954).
36. Sliw, Pieker, *Izw. Ak. Nauk. SSSR, ser. fiz.* **19**, 335 (1955).
37. Maurice, Wilets, Lawrance, *Compt. Rend.* **241**, 1108 (1955).
38. Szapiro, *Żurnal Exp. Teor. Fiziki* **30**, 975 (1956).
39. Hollander, *Phys. Rev.* **103**, 1590 (1956).
40. Lüders, *Z. f. Naturf.* **11a**, 617 (1956).
41. Scharf — Goldhaber, *Phys. Rev.* **103**, 837 (1956).
42. Sheline, *Nucl. Phys.* **2**, 382 (1956/57).
43. Miyatake, Yoshizawa, Toyama, *Phys. Rev.* **105**, 1341 (1957).
44. Dawis, Divatia, Lind, Moffat, *Phys. Rev.* **103**, 1801 (1956).
45. Heydenburg, Temmer, *Phys. Rev.* **104**, 981 (1956).
46. Berstein, Levis, *Phys. Rev.* **105**, 1524 (1957).
47. Hollander, Smith, Rasmussen, *Phys. Rev.* **102**, 1372 (1956).
48. Smith, Asaro, Hollander, *Phys. Rev.* **104**, 99 (1956).
49. Newton, Rose, Milstead, *Phil. Mag.* **1**, 981 (1956).
50. Smith, Hollander, *Phys. Rev.* **101**, 746 (1956).
51. Cork, Brice, Martin, Schmidt, Helmer, *Phys. Rev.* **101**, 1042 (1956).
52. Booth, Madansky, Rasetti, *Phys. Rev.* **102**, 1042 (1956).
53. Hollander, Smith, Mihelich, *Phys. Rev.* **102**, 740 (1956).
54. Cork, Brice, Schmid, Helmer, *Phys. Rev.* **104**, 481 (1956).
55. Potnis, *Phys. Rev.* **104**, 722 (1956).
56. Thulin, Rasmussen, Gallangher, Smith, Hollander, *Phys. Rev.* **104**, 471 (1956).
57. Smith, Hamilton, Robinson, Langer, *Phys. Rev.* **104**, 1020 (1956).
58. Hatch, Boehm, Marmier, Du Mond, *Phys. Rev.* **104**, 745 (1956).
59. Bisi, Terrani, Zappa, *Nuovo Cim.* **4**, 758 (1956).
60. Johanson, *Phys. Rev.* **105**, 189 (1957).
61. Paul, *Phil. Mag.* **2**, 311 (1957).
62. Stelson, Govan, *Phys. Rev.* **105**, 1346 (1957).
63. Smith, Gibson, Hollander, *Phys. Rev.* **105**, 1514 (1957).
64. Boehm, *Phys. Rev.* **105**, 974 (1957).
65. Fagg, Geer, Wolicki, *Phys. Rev.* **104**, 1073 (1956).
66. Temmer, Heydenburg, *Phys. Rev.* **104**, 967 (1956).
67. Wolicki, Fagg, Geer, *Phys. Rev.* **105**, 238 (1957).
68. Beggs, Robinson, Fink, *Phys. Rev.* **101**, 149 (1956).
69. Martin, Brice, Cork, Burson, *Phys. Rev.* **101**, 182 (1956).
70. Nussbaum, Wapstra, Bruil, Sterk, Nigh, Grobden, *Phys. Rev.* **101**, 905 (1956).
71. Kraushar, Brun, Meyerhof, *Phys. Rev.* **101**, 139 (1956).
72. Benczer, Farelly, Koerts, Wu, *Phys. Rev.* **101**, 1027 (1956).
73. Bronde, Green, Singh, Willmott, *Phys. Rev.* **101**, 1052 (1956).
74. Gravwers, Suri, *Phys. Rev.* **101**, 1368 (1956).
75. Scharenberg, Steward, Widenbeck, *Phys. Rev.* **101**, 689 (1956).
76. Gravers, Mitchell, *Phys. Rev.* **101**, 701 (1956).

77. Huiznega, Krohn, Raboy, Phys. Rev. **102**, 1063 (1956).
78. Brazos, Stefen, Phys. Rev. **102**, 753 (1956).
79. Braid, Phys. Rev. **102**, 1109 (1956).
80. Brun, Kraushar, Meyerhof, Phys. Rev. **102**, 808 (1956).
81. Thieme, Bleuler, Phys. Rev. **102**, 195 (1956).
82. Waddel, Jensen, Phys. Rev. **102**, 816 (1956).
83. Pulman, Axel, Phys. Rev. **102**, 1366 (1956).
84. Handler, Richardson, Phys. Rev. **102**, 833 (1956).
85. Kelly, Wiedenbeck, Phys. Rev. **102**, 1130 (1956).
86. Golden, Frankel, Phys. Rev. **102**, 1053 (1956).
87. Craseman, Reh fuss, Easterday, Phys. Rev. **102**, 1344 (1956).
88. Grodzins, Motz, Phys. Rev. **102**, 761 (1956).
89. Dropensky, Schard, Phys. Rev. **102**, 426 (1956).
90. Raymond, Sheline, Wolfgang, Phys. Rev. **102**, 831 (1956).
91. Kelley, Lazar, Eichler, Phys. Rev. **102**, 223 (1956).
92. Madansky, Rasetti, Phys. Rev. **102**, 464 (1956).
93. Knight, Mix, Starner, Barnes, Phys. Rev. **102**, 1592 (1956).
94. Wertheim, Pound, Phys. Rev. **102**, 185 (1956).
95. Schwarzshild, Rustad, Wu, Phys. Rev. **103**, 1800 (1956).
96. Frauenfelder, Levine, Rossi, Singer, Phys. Rev. **103**, 352 (1956).
97. Bunker, Duffield, Mize, Starner, Phys. Rev. **103**, 1417 (1956).
98. Katcoff, Abrash, Phys. Rev. **103**, 966 (1956).
99. Mihelich, Ward, Jacob, Phys. Rev. **103**, 1285 (1956).
100. Alaga, Jaškič, Phys. Rev. **103**, 1441 (1956).
101. Turchinetz, Pringle, Phys. Rev. **103**, 1000 (1956).
102. Endt, Paris, Sperduto, Buechner, Phys. Rev. **103**, 961 (1956).
103. Strominger, Stephens, Rasmussen, Phys. Rev. **103**, 748 (1956).
104. Morinaga, Phys. Rev. **103**, 504 (1956).
105. Porter, Freedman, Novey, Wagner, Phys. Rev. **103**, 921 (1956).
106. Stanford, Pieper, Phys. Rev. **103**, 637 (1956).
107. Boehm, Marmier, Phys. Rev. **103**, 342 (1956).
108. Colemam, Phys. Rev. **103**, 647 (1956).
109. Morinaga, Bleuler, Phys. Rev. **103**, 1423 (1956).
110. Mize, Bunker, Starner, Phys. Rev. **103**, 182 (1956).
111. Proser, Bauman, Brice, Read, Krone, Phys. Rev. **104**, 369 (1956).
112. Le Blanc, Cork, Burson, Phys. Rev. **104**, 1670 (1956).
113. Shiel, Wyly, Braden, Phys. Rev. **105**, 1521 (1957).
114. Bunker, Mize, Starner, Phys. Rev. **105**, 227 (1957).
115. Burson, Le Blanc, Martin, Phys. Rev. **105**, 625 (1957).
116. Nussbaum, Suri, Phys. Rev. **105**, 1272 (1957).
117. Penning, Schmidt, Phys. Rev. **105**, 647 (1957).
118. Chase, Willets, Phys. Rev. **101**, 1038 (1956).
119. Grayson, Nordheim, Phys. Rev. **102**, 1093 (1956).
120. Thulin, Rasmussen, Phys. Rev. **104**, 471 (1956).
121. Gove, Barthomolew, Paul, Litherland, Nucl. Phys. **2**, 132 (1956)
122. Goldin, Novikowa, Tretiakow, Phys. Rev. **103**, 1004 (1956).
123. Goldin, Nowikowa, Tretiakow, Izv. Ak. Nauk SSSR, **20**, 868 (1956).
124. Rasmussen, Segal, Phys. Rev. **103**, 1298 (1956).
125. Asaro, Perlman, Phys. Rev. **104**, 91 (1956).

126. Ryżanow, *Żurnal Exp. i Teor. Fiziki* **31**, 332 (1956).
127. Krohn, Novey, Rabow, *Phys. Rev.* **105**, 234 (1957).
128. Pound, Wertheim, *Phys. Rev.* **102**, 396 (1956).
129. Goldring, Paulissen, *Phys. Rev.* **103**, 1314 (1956).
130. Hollander, Perlman, Seaborg, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 469 (1953).
131. A. Bohr, Mottelson, *Kgl. Danske Vidensk. Selsk.* **30** N°1 (1955).
132. Scharf-Goldhaber, Weneser, *Phys. Rev.* **98**, 212 (1954).
133. Goldhaber, Sunyar, *Phys. Rev.* **93**, 906 (1953).
134. Preiswerk, Stähelin, *Nuovo Cim.* **10**, 1219 (1953).
135. Scharf-Goldhaber, *Phys. Rev.* **90**, 587 (1953).
136. Reifman, *Z. f. Naturf.* **8^a** 505 (1953).
137. Trocheris, *J. Phys. Rad.* **14**, 635 (1953).
138. Kerman, *Phys. Rev.* **92**, 1176 (1953).
139. True, *Phys. Rev.* **101**, 1342 (1956).
140. Barker, *Phil. Mag.* **1**, 329 (1956).
141. Thieberger, Talmi, *Phys. Rev.* **102**, 923 (1956).
142. Wilets, Jean, *Phys. Rev.* **102**, 788 (1956).
143. Asaro, Perlman, Stephens, *Phys. Rev.* **96**, 1568 (1954).
144. Asaro, Perlman, Stephens, *Phys. Rev.* **100**, 1543 (1955).
145. Goldanskij, Jewsiejew, *Izw. Ak. Nauk. SSSR* **20**, 967 (1956).
146. Nathan, Waggoner, *Nucl. Phys.* **2**, 548 (1956/57).
147. Redlich, Wigner, *Phys. Rev.* **95**, 505 (1953).
148. Sano, *Progr. Theor. Phys.* **14**, 81 (1955).
149. Dawydow, *Żurn. Exp. Teor. Fiziki* **29**, 75 (1955).
150. Pieker, *ibid.* **30**, 616 (1956).
151. Pieker, *Izw. Ak. Nauk. SSSR* **20**, 956 (1956).
152. Demidow, *ibid.* **20**, 962 (1956).
153. Hollander, *Phys. Rev.* **105**, 1518 (1957).
154. Alaga, Alder, Bohr, Mottelson, *Kgl. Danske Vidensk. Selsk.* **29**, No 9 (1955).
155. Burgow, Damilían, *Izw. Ak. Nauk. SSSR* **20**, 941 (1956).
156. Bureau, Halmer, *Phys. Rev.* **105**, 1006 (1957).
157. Hayokawa, Yoshida, *Prog. Theor. Phys.* **14**, 1 (1955).
158. Hayakawa, Yoshida, *Proc. Phys. Soc.* **A68**, 656 (1955).
159. Brink, *Proc. Phys. Soc.* **A69**, 668 (1956).
160. Yoshida, *Proc. Phys. Soc.* **A69**, 668 (1956).
161. Yasuno, *Progr. Theor. Phys.* **15**, 568 (1956).
162. Chase, *Phys. Rev.* **104**, 838 (1956).
163. Sachter, *Phys. Rev.* **97**, 1416 (1955).
164. Fischer, *Phys. Rev.* **96**, 704 (1954).
165. Burcham, Gibson, Hossain, Rotblat, *Phys. Rev.* **96**, 1266 (1954).
166. Freemantle, Prowse, Rotblat, *Phys. Rev.* **96**, 1268 (1954).
167. Greenless, Souch, *Proc. Phys. Soc.* **A69**, 686 (1956).
168. Izopin, *Żurn. Exp. Teor. Fiziki* **31**, 901 (1956).
169. Sawicki, Szymański, *Nuovo Cim.* (1957) — w druku.
170. Sawicki, Szymański, *Acta Phys. Polon.* (1957) — w druku.
171. Bussinaro, Callone, *Nuovo Cim.* **1**, 1285 (1955).
172. Goldhaber, Teller, *Phys. Rev.* **74**, 1046 (1948).
173. Steinwedel, Jensen, *Z. Naturf.* **5^a**, 413 (1950).

174. Fujita, *Progr. Theor. Phys.* **16**, 112 (1956).
175. Hill, Wheeler, *Phys. Rev.* **89**, 1102 (1953).
176. Woeste, *Z. f. Phys.* **141**, 643 (1955).
177. Woeste, *ibid.* **143**, 31 (1955).
178. A. Bohr, *Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy 2*, 151 (Geneva 1956).
179. Willets, Chase, *Phys. Rev.* **103**, 1296 (1956).
180. Fairhall, Halpern, Winshold, *Phys. Rev.* **94**, 733 (1954).
181. Winshold, Halpern, *Phys. Rev.* **103**, 990 (1956).
182. Schmitt, Duffield, *Phys. Rev.* **105**, 1277 (1957).

T. D. Lee

Przegląd słabych oddziaływań*

Obok oddziaływań silnych i elektromagnetycznych istnieje obszerna klasa interakcji charakteryzujących się stałymi sprzężenia rzędu 10^{-13} . Można tę klasę słabych oddziaływań podzielić na dwie odrębne grupy. Do pierwszej grupy należą procesy nie zawierające neutrin, podczas gdy druga składa się z procesów, w których uczestniczą neutrina. Cząstki należące do pierwszej grupy uczestniczą także w oddziaływaniach silnych i dlatego każda z nich ma dobrze określoną wartość spinu izotopowego I oraz jego składowej z -owej I_z . Słabe oddziaływania w pierwszej grupie są w dalszym ciągu scharakteryzowane przez regułę wyboru $\Delta I_z = \pm 1/2$, która jest oczywiście identyczna z niezachowaniem atrybutu. Oddziaływania drugiej grupy obejmują leptony, które nie uczestniczą w żadnych silnych oddziaływaniach; w przeciwieństwie do cząstek z pierwszej grupy nie znaleziono dotąd dobrego przyporządkowania leptonom spinu izotopowego. Mimo tej różnicy wszystkie słabe oddziaływania wydają się mieć uderzająco wspólne cechy, takie jak podobieństwo w wielkości stałych sprzężenia oraz ostatnio zaobserwowane pogwałcenie zachowania parzystości i sprzężenia ładunkowego. Chociaż niezachowanie parzystości i sprzężenia ładunkowego udowodniono tylko dla reakcji z drugiej grupy, to jednak można poważnie podejrzewać, że jest ono słuszne także dla reakcji z pierwszej grupy. Myślę tu na przykład o zagadce $\tau - \theta$.

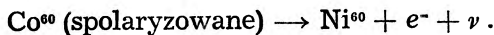
Postaram się najpierw krótko przedstawić obecną sytuację doświadczalną w dziedzinie pogwałcenia praw zachowania, podając natychmiastowe wnioski teoretyczne. Rozwinę następnie dalsze rozważania, przy czym poszczególne poglądy, które przyjmuje, podziela całkowicie prof. Yang.

I. Sytuacja doświadczalna

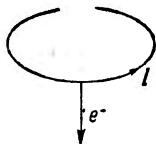
Pierwsze doświadczenie wykazujące niezachowanie parzystości i sprzężenia ładunkowego zostało wykonane przez grupy Columbia i National Bu-

* Referat wygłoszony na VII Konferencji w Rochester w kwietniu 1957 r.

reau of Standards. Polegało ono na rozpadzie β spolaryzowanych jąder Co^{60} według reakcji:



Ustawienie jąder Co^{60} w niskiej temperaturze odbyło się przy pomocy pola magnetycznego. Okazało się, że elektrony są emitowane raczej w kierunku antyrównoległym do spinu jądrowego. Można od razu wywnioskować z tej asymetrii, że w procesie nie jest zachowana parzystość, nie odwołując się do żadnej szczegółowej teorii rozpadu β . W samej rzeczy kierunek



Rys. 1

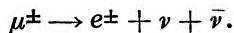
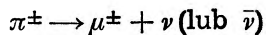
obiegu prądu magnesującego wraz z uprzywilejowanym kierunkiem emitowanych elektronów wystarczy do bezpośredniego wykazania różnicy między prawoskrętnym i lewoskrętnym układem współrzędnych. W dalszym ciągu obserwując wielkość asymetrii można wywnioskować, że w tej reakcji nie jest zachowana ani parzystość, ani sprzężenie ładunkowe. Przejście jest czystego typu Gamowa-Telle-

ra tak, że wchodzi w grę tylko sprzężenie tensorowe. Jeśli C_T jest stałą sprzężenia tej części oddziaływania, która komutuje z parzystością, a C'_T jest stałą sprzężenia części antykomutującej, wtedy obserwowaną asymetrię można wyjaśnić przez wzór:

$$C'_T \cong -C_T.$$

Drugie potwierdzenie niezachowania parzystości i sprzężenia ładunkowego wyniknęło z pomiarów rozkładu kąтового elektronów z rozpadu $\pi - \mu - e$.

Eksperymenty wykonano w Columbii i Chicago. Mezon π rozpada się na mezon μ , który następnie rozpada się na elektron



Rozkład kątowy elektronów w stosunku do pędu μ okazał się asymetryczny. Elektrony są emitowane liczniej w kierunku antyrównoległym do pędu μ . Abstrahując od efektów depolaryzacyjnych, rozkład kątowy jest taki sam dla obu znaków ładunku elektrycznego.

Po tych początkowych eksperymenciech wiele pracowano nad podłużną polaryzacją emitowanych elektronów, nad polaryzacją kołową towarzyszących promieni γ wraz z korelacjami $\beta - \gamma$, nad rozkładem kątowym elektronów β z innych jąder takich, jak Co^{58} i Co^{56} , oraz nad rozpadem $\pi - \mu - e$ przy czym μ były hamowane w różnych substancjach. Wszystkie wyniki zdają się raczej stanowczo potwierdzić istotne odkrycia we wcześniejszych doświadczeniach.

II. Teoria neutrina o dwóch składowych

Można łatwo i ładnie wyjaśnić ilościowe dane co do pogwałcenia praw zachowania parzystości i sprzężenia ładunkowego, używając teorii neutrina o dwóch składowych. Teoria ta i jej zastosowania są obecnie dobrze znane i powiem o niej tylko kilka uwag:

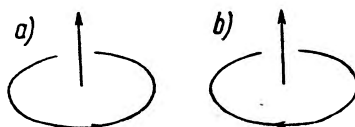
a) Teorię neutrina o dwóch składowych można przestawić gwoli wygody, przy pomocy zwykłej teorii Diraca neutrina o czterech składowych, nakładając dodatkowy warunek na pole neutrinowe ψ_ν :

$$\gamma_5 \psi_\nu = -\psi_\nu.$$

Dzięki temu masa takich cząstek jest zerowa.

b) W teorii o dwóch składowych, neutрино (które jest rozważaną cząstką) będzie miało zawsze spin równoległy do pędu. Jeśli skorzystamy z tej konstrukcji do definicji prawoskrętnego układu współrzędnych, wtedy neutрино będzie zawsze prawoskrętne, a antyneutрино zawsze lewoskrętne. Dla danego pędu istnieją wyłącznie te dwa stany.

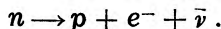
c) Opiszmy przy pomocy tych definicji rozpad Co^{60} . Ponieważ elektrony są emitowane w uprzywilejowanym kierunku antyrównoległym do spinu jądra Co^{60} , wnioskujemy, że $C' = -C$, gdzie C i C' oznaczają stałe sprzężenia w odpowiednio zachowującej i niezachowującej parzystości części oddziaływania w konwencjonalnej teorii czterech składowych. Jeśli interpretujemy ten wynik przy pomocy teorii dwóch składowych, to dochodzimy do wniosku, że emitowane neutрино jest lewoskrętne, więc w rzeczywistości jest antyneutrinem:



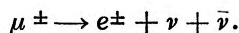
Rys. 2. a) Neutрино: skrętność prawa (ν), b) Antyneutрино: skrętność lewa ($\bar{\nu}$)



Proces rozpadu neutronu jest więc następujący:



Podobnie, gdy badamy rozpad $\pi \rightarrow \mu + e$ w świetle teorii dwóch składowych, znajdujemy, że w rozpadzie μ muszą być emitowane zarówno neutрино jak i antyneutрино, a nie dwa neutrina lub dwa antyneutrina.



Można to pokazać, wyliczając w obu wypadkach parametr Michela ϱ z widma elektronów. W pierwszym przypadku uzyskujemy $\varrho = 0,75$, podczas gdy w drugim $\varrho = 0$, co jest napewno wykluczone przez dane doświadczalne. Najlepsza współczesna wartość eksperymentalna jest $\varrho = 0,68$. Chociaż wartość 0,75 jest nieco wyższa od eksperymentalnej, to jednak teoria przewiduje pewien rozkład kątowy elektronów i jego zależność od energii, przy czym jest on jakościowo zgodny z doświadczeniem.

d) Inny bardzo interesujący wniosek jaki wypływa z teorii dwóch składowych tyczy się przewidywanej podłużnej polaryzacji elektronów. Wyraz sprzężenia elektron-neutrino (nie zawierający pochodnych) ma ogólną postać $\psi_e^+ O_i \psi_\nu$, gdzie O_i może być operatorem skalarnym, tensorowym, wektorowym itd. Korzystając z warunku pomocniczego możemy napisać

$$\psi_e^+ O_i \psi_\nu = \frac{1}{2} \psi_e^+ O_i (1 - \gamma_5) \psi_\nu = \frac{1}{2} \psi_e^+ (1 \pm \gamma_5) O_i \psi_\nu \begin{cases} + \text{ dla } S, T, P \\ - \text{ dla } V, A \end{cases}$$

Można łatwo pokazać, że oddziaływanie to prowadzi do podłużnej polaryzacji

$$\langle \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \rangle_{e^-} \cong \begin{cases} -\frac{v}{c} \text{ dla } S, T, P \\ +\frac{v}{c} \text{ dla } V, A. \end{cases}$$

Wobec tego, jeśli oddziaływanie jest skalarne, tensorowe lub pseudoskalarne, wówczas emitowany elektron będzie lewoskrętny; jeśli oddziaływanie jest wektorowe lub pseudowektorowe, wtedy jest on prawoskrętny. Wiemy, że rozpad β zachodzi głównie przez oddziaływanie skalarne i tensorowe i wobec tego spodziewamy się, że elektron będzie lewoskrętny. Oczywiście dla pozytonów słuszne jest rozumowanie odwrotne. Przewidywania te zostały sprawdzone doświadczalnie dla przejść Gamowa-Tellera.

e) Mimo, że teoria dwóch składowych bardzo dobrze opisuje fakty doświadczalne, zapytujemy jednak, czy może ona zdać sprawę także z innej możliwej reakcji



gdzie skrętność jest odwrotna niż obserwowana. W samej rzeczy korzystanie z teorii dwóch składowych nie wyklucza takich możliwości. Jeśli jednak obie reakcje istnieją jednocześnie, będziemy mieli niezerowe prawdopodobieństwo podwójnego przejścia β , a obserwowane asymetrie nie osiągną swoich największych dopuszczalnych wartości. W samej rzeczy, jak to jutro usłyszymy od prof. Case, gdy skorzystamy z mniej ostrej teorii dwóch składowych w postaci Majorany, możemy ją rozciągnąć także na neutrino o niezerowej masie. Obecnie znajdujemy doświadczalnie, że masa jest mała, że prawdopodobieństwo podwójnego przejścia β jest też bardzo małe i że asymetria w rozkładzie kątowym jest duża. Zapytujemy wobec tego, czy rządzi tym jakaś ogólna zasada. Rzeczywiście wszystko wskazuje bardzo zdecydowanie na prawo zachowania leptonów. Z prawa tego i z teorii dwóch składowych wynikają trzy rzeczy:

1. Masa neutrino jest zerowa.
2. Prawdopodobieństwo podwójnego przejścia β jest zerowe.
3. Pogwałcone jest zachowanie parzystości, a wynikające stąd asymetrie mogą osiągnąć swoje wartości maksymalne.

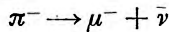
Stwierdzenia te wydają się być w dobrej zgodzie z doświadczeniem. Wobec tego, w dalszym ciągu zwrócimy uwagę na prawo zachowania leptonów.

III. Prawo zachowania leptonów

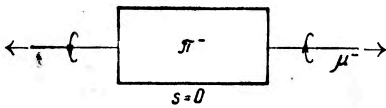
Prawo to mówi, że ilekroć lekki fermion jest emitowany, tylekroć inny musi być anihilowany, albo musi być emitowany antyfermion. Możemy więc przyporządkować liczbę leptonową lekkim fermionom i antyfermionom. Przy tym znaki są w obu wypadkach przeciwne i dochodzimy do zachowania liczby leptonowej.

Badając zjawisko rozpadu β dochodzimy do wniosku, że liczba leptonowa neutrina jest taka sama, jak elektronu. Rozpad μ mówi nam, że μ^- i elektron mają taką samą liczbę leptonową. Zachowanie leptonów prowadzi natychmiast do szeregu przewidywań teoretycznych.

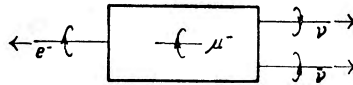
Rozważmy rozpad ujemnego π



i narysujmy diagram uwidoczniający skrętności emitowanych cząstek. Jest tu kreowany μ^- , a więc musi także wyjść antyneutrino. Ponieważ to ostatnie jest lewoskrętne i ponieważ π ma spin zero, więc emitowane μ^- musi być lewoskrętne aby zachować całkowity moment pędu. Rysujemy dalej



Rys. 3



Rys. 4

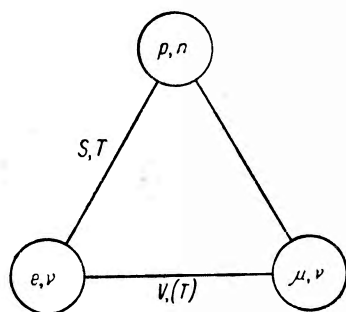
podobny diagram dla następującego potem rozpadu $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$. Ponieważ elektrony emitowane są z przewagą kierunku wstecznego do pędu μ i ponieważ chcemy otrzymać tylko prawidłowe znaki, narysowaliśmy dla prostoty tylko elektron wysokiej energii wychodzący w kierunku wstecznym i parę neutrinową biegnącą w przód. Skrętności w parze neutrinowej znoszą się i zachowanie momentu pędu mówi nam, że elektron ma tę samą składową spinu co μ . Wobec tego e^- emitowane w rozpadzie μ^- jest prawoskrętne. Oba te przewidywania mogą być oczywiście potwierdzone doświadczalnie.

Załóżmy, że to co powiedziano wyżej jest słuszne i szukajmy dalszych wniosków. Elektron z rozpadu jest prawoskrętny i jeśli w oddziaływaniu pola elektronowe i neutrinowe są sprzężone razem, to z argumentów części II (d) wynika, że sprzężenie musi być wektorowe lub pseudowektorowe. W tym wypadku oddziaływania wektorowe i pseudowektorowe są takie same, ponieważ dodatkowe γ_5 działające na ψ , w każdym z czynników (e, ν)

i (μ, ν) powoduje tylko kompensujące zmiany znaku. A więc sprzężenie zawiera część wektorową, ale nie zawiera części skalarnej ani pseudoskalarnej czy tensorowej. Jednakże antysymetryczny tensor drugiego rzędu jest równoważny sześciowektorowi i dzięki szczególnym właściwościom neutrina o 2 składowych trzy z jego składowych przestrzennych dokładnie znośzą się z jego trzema składowymi czasowymi. W konsekwencji możemy powiedzieć albo że nie istnieje oddziaływanie tensorowe, albo że istnieje oddziaływanie tensorowe z nieznikającą stałą sprzężenia, ale okazuje się, że wszystko to, co jest pomnożone przez tę stałą sprzężenia, znika.

IV. Uniwersalne oddziaływanie Fermiego

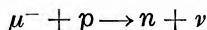
Zajmiemy się dalej uniwersalnym oddziaływaniem Fermiego. Próbujemy w ten sposób uzyskać bardziej jednolite zrozumienie pewnych słabych oddziaływań. Rysujemy słynny trójkąt przedstawiający omawiane oddziaływanie.



Rys. 5

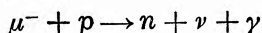
Informacje o rozpadzie β mówią nam, że oddziaływanie między (p, n) i (e, ν) jest skalarne i tensorowe, podczas gdy z teorii neutrina o 2 składowych wraz z prawem zachowania leptonów, wynika, że sprzężenie między (e, ν) i (μ, ν) jest wektorowe. Oznacza to, że nie można zrealizować uniwersalnego oddziaływania Fermiego w taki sposób jak myśmy to wyrazili. Jeżeli okaże się, że wszystkie te sprzężenia są doświadczalnie poprawne, będziemy musieli przyznać, że nie można w tak ograniczonym schemacie zmieścić podobieństwa w stałych sprzężenia. Jest to raczej ogólna cecha wszystkich słabych oddziaływań a nie tylko tych, które obejmują leptony. Tym niemniej obecnie bardzo byłoby potrzebne sprawdzenie nawet starych oddziaływań β , aby sprawdzić czy sprzężenie jest rzeczywiście skalarne. Do tego punktu wrócimy później.

Rozważmy teraz trzeci bok trójkąta — proces wychwytu μ :



Proces ten jest trudny do analizy, ponieważ obserwowaliśmy tylko jego prawdopodobieństwo. Jednakże fakt, że emitowane neutrina zabiera moment pędu, może nam posłużyć do uzyskania więcej szczegółowych informacji. Prawo zachowania leptonów mówi nam, że wyemitowane zostało neutrina a nie antyneutrino. Dla wygody załóżmy, że schwytany μ jest w 100% spolaryzowany. Wtedy rozkład kątowy neutronów nie będzie izotropowy, ale będzie miał postać $1 - \cos \vartheta$ dla sprzężenia skalarne i wektorowe,

a $1 + \frac{1}{3} \cos \vartheta$ dla sprzężenia tensorowego i pseudowektorowego. Tutaj ϑ jest kątem między spinem i pędem neutronu. Stąd, mierząc ten rozkład kątowy możemy uzyskać zupełnie określone informacje o typach sprzężeń dla trzeciego boku trójkąta a to jest szczególnie ważne z punktu widzenia jawnej niezgodności sprzężeń na pozostałych dwu bokach. Dalsze informacje co do natury tego procesu można uzyskać obserwując promieniowanie hamowania wysłane podczas reakcji



mierząc rozkład kątowy wraz z polaryzacją kołową promieni γ . Wnioski, jakie można wyciągnąć z tych rozważań, zależą od dalszych doświadczeń. Wydaje się, że teoria neutrina o 2 składowych dobrze opisuje obecne dane i możemy powiedzieć, że w skromny sposób rozumiemy te zjawiska.

Nie można tego powiedzieć jednak w odniesieniu do rozpadu K mezonów i hiperonów. Do tego tematu przystąpimy dalej.

V. Rozpad mezonów K i hiperonów

a) Rozważmy najpierw zagadkę $\tau - \Theta$. Skoro stwierdziliśmy niezachowanie parzystości i sprzężenia ładunkowego w pewnych słabych oddziaływaniach, możemy swobodnie przypuszczać, że pogwałcenie to rozciąga się na całą klasę tych oddziaływań. Wówczas dualizm $\tau - \Theta$ można wyjaśnić w sposób prosty, może nawet prawidłowy, mówiąc po prostu, że cząstka Θ jest tożsama z cząstką τ . W rozpadzie mezonów K na 2 lub 3 π — mierzymy conajwyżej dwa niezależne pędy schodzące się w przypadku 3 π w środku masy układu. Jeśli mezon K nie ma spinu, wtedy rodzaje rozpadu — zachowujący i niezachowujący parzystości — nie mogą nigdy interferować, ponieważ nie możemy utworzyć pseudoskalarą z dwu wektorów pędu. W rezultacie, przedstawione fakty: cząstka bez spinu, która rozpada się na 2 lub 3 π , przy czym masy i czasy życia są w obu przypadkach takie same, są najlepszym możliwym dowodem, że w rozpadzie K parzystość nie jest zachowana.

Mimo to usiłowano szereg razy oprzeć teorię na idei, że tylko reakcje zawierające neutrino gwałcą zachowanie parzystości, a reakcje nie zawierające neutrin nie gwałcą tej zasady. Przy tym założeniu, wykres Dalitza-Fabri mówi nam, że cząstka Θ nie jest identyczna z cząstką τ . Należałoby się więc spodziewać dwu cząstek o różnych czasach życia, co wydaje się sprzeczne z obserwacjami. Istnieje więc konkretny dowód doświadczalny zaprzeczający pogładowi, jakoby mezon K miał być dubletem parzystościowym. W samej rzeczy nie ma teoretycznej potrzeby przyjęcia tej propozycji. Przyjmując cząstki bez spinu mamy w przypadku τ i Θ maksimum potrzebnych informacji co do niezachowania parzystości.

b) Możemy się spodziewać, że uzyskamy dodatkową informację z rozpadu hiperonów, ponieważ hiperony, które są fermionami, na pewno mają spin. Rozważmy produkcję Λ^0 :

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0.$$

To jest silne oddziaływanie, które możemy uważać za polaryzator Λ^0 . Korzystamy dalej z następującego po tym rozpadzie Λ^0 , który jest słabym oddziaływaniem, jako z analizatora tej polaryzacji;

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-.$$

W samej rzeczy, aby ten rozpad mógł w ogóle służyć jako analizator, musi on koniecznie pogwałcić prawo zachowania parzystości. Ponieważ jednak polaryzator jest silnym oddziaływaniem, a analizator zawiera powolne cząstki, więc możliwe, że ani polaryzator, ani analizator nie są tu tak efektywne, jak w wypadku leptonów przy rozpadzie $\pi - \mu - e$. W tym wypadku wiadomo, że polaryzator jest efektywny prawie w 100% a analizator jest także bardzo efektywny. Aby to zilustrować załóżmy, że spiny Λ^0 i K^0 są odpowiednio 1/2 i 0. Jeżeli produkcja odbywa się w pobliżu progu tak, że wchodzi w grę tylko fala S i P oraz jeśli rozkład kątowy produkcji jest postaci $(1 \pm \cos \vartheta)^2$, wtedy dla wszystkich kątów polaryzacja Λ^0 jest zerowa. W tym wypadku ϑ oznacza kąt między pędami wchodzącego pionu i wychodzącego hiperonu w środku masy układu. Obserwacja nie precyzuje oczywiście czy to jest rzeczywisty rozkład kątowy. Jednakże jest to najbardziej anizotropowy w kierunku w przód i wstecz rozkład kątowy dopuszczalny dla fal S i P . Zapewne nie jest on zbyt odległy od rzeczywistego. Mamy tutaj przypadek, gdy polaryzator nie jest bardzo efektywny. Aby uzyskać ostateczne wnioski co do niezachowania parzystości konieczna jest dokładna znajomość polaryzacji. Z tego powodu prawdopodobnie będzie bardzo użyteczne badanie takich procesów produkcji i rozpadu w komorze pęcherzykowej, w pobliżu energii progowych.

c) Cząstki Θ_1^0 i Θ_2^0 były wprowadzone przy założeniu niezmienniczości ze względu na sprzężenie ładunkowe. Ponieważ to założenie jest niesłuszne conajmniej dla niektórych słabych oddziaływań, więc zbadamy wnioski wynikające z tego pogwałcenia, co do ich spodziewanego zachowania. Wnioskujemy z silnych reakcji tworzenia, że istnieją dwa stany (to znaczy dwie cząstki) typu Θ^0 , o atrybucie $+1$ i -1 . Istnienie tych dwu stanów powoduje w ogólności istnienie dwu czasów życia, i chcemy zbadać jak się zachowują cząstki krótko i długożyciowe. Załóżmy najpierw, że nie jest wprowadzone zachowanie samo sprzężenie ładunkowe, ale zachowany jest iloczyn sprzężenia ładunkowego i parzystości. Natychmiast wyciągamy wniosek, że krótkożyciowa cząstka może się rozpaść na 2π ale długożyciowa — nie. Sytuacja jest podobna do tej, jaka istniała przy pierwotnym założeniu i oczywiście nie możemy stwierdzić pogwałcenia niezmienniczości ładunko-

wej dopóki nie stwierdzimy pogwałcenia parzystości. Jeżeli iloczyn sprzężenia ładunkowego i parzystości nie jest zachowany, wtedy długościowa cząstka może się rozpaść na 2π , ale stosunek prawdopodobieństwa rozpadu na 2π i 3π , oparty na rozważaniach z przestrzeni fazowej, będzie zupełnie mały i rozpad na 2π może ująć badaniu eksperymentalnemu. Uderzające zachowanie Θ_1^0 i Θ_2^0 wydaje się być niezbyt czułym sprawdzianem niezachowania C lub CP.

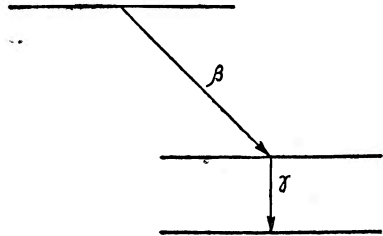
VI. Niezmienniczość ze względu na odwrócenie czasu

Zagadnienie zachowania lub niezachowania CP prowadzi nas do zagadnienia niezmienniczości ze względu na odwrócenie czasu. Zgodnie ze słynnym twierdzeniem TCP, jeśli T jest niezmiennicze, to i CP jest niezmiennicze a jeśli T nie jest niezmiennicze to nie jest także i CP. Przekonał się, że Θ_1^0 i Θ_2^0 nie dają czulej próby niezmienniczości T. Na szczęście istnieją bardziej czule sprawdziany w rozpadzie β i wspomnę tylko o niektórych z nich.

Jedną metodą, obejmującą dokonane już typy eksperymentów polega na mierzeniu rozkładu kąтового promieni β ze spolaryzowanych jąder, wyznaczając $\vec{J} \cdot \vec{p}_e$ dla przejścia ($J \rightarrow J, nie$). Uzyskuje w ten sposób informacje co do części rzeczywistej.

$$|M_F| |M_{GT}| (C_S C_T^* + C_S^* C_T)$$

Część urojoną tej wielkości można uzyskać w kaskadzie $\beta - \gamma$, mierząc $\vec{J} \cdot \vec{p}_e$ ($\vec{p}_e \times \vec{p}_\gamma$) ($\vec{J} \cdot \vec{p}_\gamma$) albo $\vec{J} \cdot (\vec{p}_e \times \vec{p}_\gamma)$. Pomiar zarówno części rzeczywistej i urojonej dla tego samego pierwiastka może dostarczyć bardzo licznych informacji. Nawet sam pomiar $\vec{J} \cdot (\vec{p}_e \times \vec{p}_\gamma)$ dostarczy wielu danych. Część rzeczywista $|M_F| |M_{GT}| (C_S C_T^* + C_S^* C_T)$ została zmierzona przez grupy w Leydzie i NBS dla Co^{58} . Okazało się, że wynosi ona zero. Stosunek $|M_F| / |M_{GT}|$ został wcześniej wyznaczony i okazało się, że nie znika ani M_F ani M_{GT} . Ponieważ wydaje się, że C_S jest niezerowe, a z całą pewnością nie znika C_T , więc wynika z tego, że rozważana wielkość jest czysto urojona. Pociąga to za sobą pogwałcenie niezmienniczości ze względu na odwrócenie czasu. Jednakże argument ten jest oparty na wielu danych doświadczalnych, uzyskanych w różnych okresach czasu i wydaje się pożądanym sprawdzeniem wszystkich tych wyników. Oczywiście, będzie miłośnym użytecznym bezpo-



Rys. 6

średnie zmierzenie części urojonej, tak jak to wskazano wyżej. Zagadnienie istnienia oddziaływania skalarnego wymaga szczegółowego przebadania. W tym celu sugerowane jest zmierzenie skrzyżności emitowanego pozytonu. Należy się spodziewać w niedalekiej przyszłości odpowiedzi co do istnienia uniwersalnego oddziaływania Fermiego i co do niezmienniczości ze względu na odwrócenie czasu.

VII. Zasada Macha

Zapytujemy teraz, jakie będą konsekwencje, jeżeli okaże się (czemu się zapewne niezbyt zdziwimy), że T nie jest niezmiennicze? Pytanie to prowadzi nas do krótkiej dyskusji zasady Macha, która orzeka, że prawa fizyki nie mogą zależeć od wyboru pewnego określonego geometrycznego układu współrzędnych. Jeżeli wierzymy w słuszność tej zasady, wtedy obecne dane co do asymetrii można w dalszym ciągu tłumaczyć na dwa sposoby, zależnie od tego, czy T jest czy nie jest niezmiennicze. Jeżeli T jest niezmiennicze, wtedy CP również i gdy dokonujemy odbić zwierciadlanych, musimy jednocześnie zmienić cząstki na antycząstki tak, aby zachować ogólną symetrię przestrzenną i czasową. Tym niemniej, w porównaniu z poprzednią sytuacją straciliśmy jedną własność symetrii. Jeśli T nie jest niezmiennicze, to CP także nie jest i zmiana cząstek na antycząstki nie pomoże. Ale niewzruszony wyznawca Zasady Macha mógłby na przykład przypuścić, że istnieją dwa różne rodzaje nukleonów. Jeden rodzaj protonu byłby prawoskrętny (p_R) a drugi lewoskrętny (p_L). Mają one przeciwne skrzyżności. Nasz świat składa się prawie w 100% z jednego rodzaju, co tłumaczy obserwowane asymetrie. Jednakże ogólna symetria przestrzenna może być wciąż utrzymana przez wzięcie pod uwagę p_L , które w naszej okolicy wszechświata istnieją w znikomą małą ilość. Wówczas P okazuje się niezmiennicze, a z twierdzenia TCP wiemy, że TC będzie niezmiennicze nawet, jeżeli C nie jest niezmiennicze. Możemy więc mieć w dalszym ciągu ogólną symetrię ze względu na odwrócenie czasu, zamieniając cząstki na antycząstki.

Druga możliwość z całą pewnością nie jest tak prosta ani pociągająca jak pierwsza.

Reasumując, pozwolę sobie ponownie podkreślić interesującą istotę wszystkich słabych oddziaływań. Mimo ich wielkiej różnorodności, wykazują one uderzające podobieństwa co do wielkości stałych sprzężenia, co do szczególnej reguły wyboru dla I_z oraz co do niezachowania parzystości i sprzężenia ładunkowego. Być może, wszystkie te własności są tylko różnymi aspektami jednej i jednolitej zasady, leżącej u podstaw wszystkich słabych oddziaływań.

Dyskusja po referacie:

M. Gell-Mann: Czy zechce Pan omówić bardziej szczegółowo istotę propozycji co do możliwości istnienia różnych rodzajów protonów?

T. D. Lee: Przypuszczamy, że p_R i p_L tworzą dublet o bardzo małym prawdopodobieństwie wzajemnego przejścia. Czas oscylacji byłby dłuższy, niż czas trwania wszechświata. Z pewnych powodów, które wiążą się ze szczególnymi cechami stworzenia wszechświata, widzimy obecnie głównie tylko jeden rodzaj.

Gell-Mann: Wobec tego, jeśli nie wprowadza Pan dwu typów mezonów π itd., to te szczególne protony, których nie mamy tutaj wokół siebie są także sprzężone z tymi samymi mezonami π i w Berkeley wytwarza się oba rodzaje. Połowa wiązki antyprotonów będzie się składać z obcych cząstek niezdolnych do anihilowania zwykłej materii, a to można będzie sprawdzić. Przekroje czynne na anihilację będą więc mniejsze o nowy czynnik 2.

M. Goldhaber: To już zostało sprawdzone, ponieważ antyprotony obserwowane w Berkeley były śledzone do końca i wszystkie się anihilują. Pozostałe wyglądałyby jak zanieczyszczenie protonów, które przypuszczalnie wynosi tylko kilka procent, na pewno nie 50%.

Lee: Wszystko to zależy od dwu założeń. Po pierwsze, jeśli zaczynamy podwajać cząstki, to koniec zależy od okoliczności doświadczalnych. Przyjęcie wypowiedzianych przeze mnie przypuszczeń za ostateczne jest bardzo dalekie od prawdy.

Gell-Mann: Więc Pan może dojść do przypuszczenia, które podwaja także π ?

Lee: Mamy dowód, że te cząstki nie są produkowane w Berkeley. Z całą pewnością są tu specjaliści; czy to jest ostateczny wniosek?

O. Chamberlain: Weźmy pod uwagę wspólny eksperyment z antyprotonami w emulsji; 35 cząstek uległo oczywiście anihilacji na końcu, a 2 zostały zatrzymane tak, jak gdyby to były zwykłe protony. A więc ułamek odmiany nie ulegającej anihilacji byłby jak 2 do 37. Mogą to być również dodatnie protony, ale ja osobiście sądzę, że to są zwykłe antyprotony, które tworzą gwiazdy bez widocznych promieni.

Lee: Pozwolę sobie przyjąć drugie przypuszczenie. Szczególny rodzaj antyprotonów tworzyłyby się ze zwykłych zderzeń p - p albo z jąder składających się z przeważającego rodzaju nukleonów. Nie jest jasne czy dawałoby to dokładnie ten sam przekrój czynny.

R. L. Garwin: Lederman, ja i grupa w Columbii wykonują doświadczenie, które może odnosić się do podwojenia mezonów π . Poszukujemy przewagi prawo lub lewoskrętnych promieni γ emitowanych w rozpadzie π^0 . Mimo, że spin π^0 jest zero, to jednak może się on rozpaść całko-

wicie na prawo lub lewoskrętne promienie γ , jeżeli jego struktura nie jest prosta. Jak dotąd nie mamy wyników. Mieliśmy dwie godziny biegu (akceleratora, p. tl.), które były zupełnym fiaskiem.

Lee: Miejmy nadzieję, że w przyszłym roku konferencja nie będzie całkowicie zajęta dwoma rodzajami mezonów π .

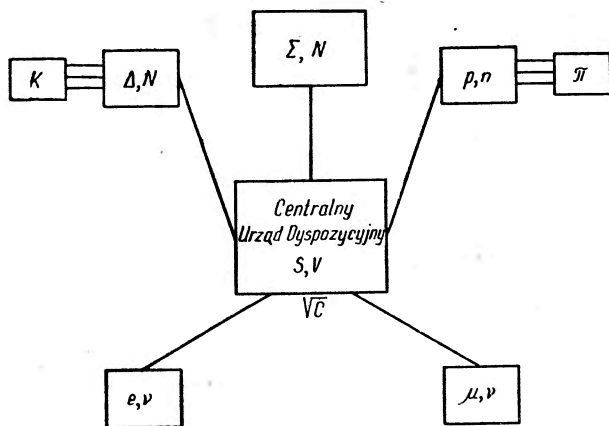
H. Primakoff: Pozwolę sobie omówić trzeci bok trójkąta, proces wychwyty mezonu μ . Sądzę, że można już powiedzieć na podstawie uzyskanych danych, że część G. T. tego oddziaływania jest tego samego rzędu, co w rozpadzie β , ale wciąż jeszcze może być albo tensorowa, albo pseudowektorowa. Część Fermiego jest także tego samego rzędu, co w rozpadzie β . Ta sprawa, jak sądzę, powoduje że rozkład kątowy odrzutu neutronów przy wychycie μ^- jest nawet bardziej interesujący do zbadania. Jeżeli oddziaływanie jest rzeczywiście kombinacją liniową np. wektora i pseudowektora, albo skalara i tensora tak jak to jest w rozpadzie β , wówczas współczynnik przy $\cos^2 \theta$ będzie zależał od tego, czy stałe sprzężenia są np. w fazie zgodnej czy nie. A więc eksperyment rzuci także światło na niezmienniczość ze względu na odwrócenie czasu w wychycie μ .

J. R. Oppenheimer: Chciałbym omówić jeden tylko punkt. Zagadnienie niezmienniczości przy odwróceniu czasu jest zupełnie nie ustalone i wszyscy czujemy, że doświadczenia wniosą tu istotny wkład. Nie jest zupełnie słuszne powiedzenie, że możliwa różnica między przeszłością a przyszłością coś nam powie o znaczeniu układów współrzędnych, ponieważ usiłujemy wszystkie asymetrie w naszym świecie interpretować jako wypadki historyczne. Obserwowane fakty takie, jak to że nasze protony są dodatnie i że nasze serca znajdują się po lewej stronie są elementami historii, nie zawartymi w prawach fizyki. Kosmogonia jest także rodzajem historii i jeśli przebieg od przeszłości do przyszłości różni się istotnie od przebiegu od przyszłości do przeszłości, to może nie mieć nic wspólnego z nazywaniem układów współrzędnych. Może to mieć związek z często podejrzanym, ale zupełnie niezrozumiałym związkiem między bardzo słabymi oddziaływaniami i geometrią w szerokim sensie, odmiennie niż w przypadku różnic między prawo i lewoskrętnym układem współrzędnych. Do przyszłego roku problem ten będzie prawdopodobnie rozwiązany. Nie sądzę, żeby w rezultacie byłyby wymagane tak desperackie wysiłki, aby zachować zasadę Macha, jakie tu sugerował prof. Lee.

R. E. Marshak: Prosiłbym, żeby prof. Lee powiedział więcej o zagadce $\tau-\theta$. Wydaje się, że to zagadnienie, które zapoczątkowało całą sprawę, wciąż jeszcze wisi w powietrzu. Widocznie nie odnoszą skutku żadne wysiłki mające na celu wyjaśnienie tego przy pomocy uniwersalnego oddziaływania Fermiego, zawierającego wszystkie rodzaje fermionów i wnioskowanie, że $\tau-\theta$ rozpada się na 2π lub 3π , ponieważ nie jest zachowana parzystość w uniwersalnym oddziaływaniu Fermiego, uwzględniającym

stany pośrednie z nukleonami i hiperonami itd. Czy to jest słuszne? Czy może pan powiedzieć, że podejście od strony uniwersalnego oddziaływania Fermiego nie wyjaśni zagadki $\tau \rightarrow \theta$ nawet, jeśli rozszerzy je pan tak, aby obejmowało ono inne typy fermionów poza leptonami?

L e e: Rozważanie prof. Y a n g a i moje, o których wspomnę, są bardzo spekulatywne i prawie na pewno niepoprawne. Jeżeli włączymy do trójkątnego diagramu dalsze ogniwa, zawierające powiedzmy (Δ, n) lub (Σ, n) wraz z K , wówczas uzyskujemy ogniwa nie zawierające neutrin. W tych wypadkach możemy wyjaśnić niezachowanie parzystości tylko przez hipotezy ad hoc. Następujące rozumowanie jest hipotezą ad hoc i może zupełnie nie być poprawieniem sytuacji. Obserwowane słabe oddziaływania są być może przejawami pewnego innego oddziaływania uniwersalnego z odmiennym typem sprzężenia. Dla ilustracji pozwolę sobie rozciąć ogniwa trójkąta i połączę wszystkie stany cząstek (włączając dziwne cząstki) z centralnym ośrodkiem dyspozycyjnym, przez który muszą przechodzić wszyst-



Rys. 7

kie reakcje. Postulowane uniwersalne sprzężenie z centralnym ośrodkiem dyspozycyjnym zawiera dwa „leptony” S i ν . Cząstka S jest bardzo ciężkim fermionem, a ν jest bez masy i może je identyfikować z neutrinem. Stałe sprzężenie jest pierwiastkiem kwadratowym ze zwykle używanej stałej. Ponieważ S jest ciężkie, więc stan centralny można osiągnąć tylko w procesach wirtualnych. Pogwałcenie parzystości pochodzi oczywiście ze sprzężenia z centralnymi fermionami S i ν .

L. L. F o l d y: Być może, nie należałoby zbyt ufać twierdzeniu TCP , ponieważ zawiera ono w sposób istotny założenie, że pola transformują się lokalnie przez wszystkie transformacje. Łatwo zbudować proste teorie niezmiennicze, powiedzmy ze względu na T i P ale nie na C . Tę własność mają nieredukowalne reprezentacje Wignera niejednorodnej grupy Lorentza.

Lee: To jest słuszne. Ale jeśli nawet nie ma dowodu twierdzenie, to conajmniej istnieją pewne poszlaki na jego korzyść. Wiemy, że niezmienniczość Lorentza eksperymentalnie dobrze opisuje efekt dylatacji czasu w rozpadzie μ . Z drugiej strony wiemy, że sprzężenie ładunkowe nie jest zachowane w rozpadzie mezonu π i że czasy życia π^+ i π^- są niezwykle podobne. Można to wyjaśnić na podstawie twierdzenia *TCP*, a każda alternatywna możliwość musi przejść tę próbę.

B. T. Feld: Zajmę się krótko uwagami prof. Lee co do użyteczności obserwacji możliwej asymetrii w rozpadzie spolaryzowanej Δ . Być może, bardziej użyteczny i pouczający jest eksperyment na spolaryzowanych Σ , ponieważ mamy tutaj 3 oddzielne drogi rozpadu obejmujące dwa izospinowe stanu układu π -nukleon. Wobec tego można rozdzielić efekt asymetrii, który może wynikać z niezachowania parzystości na dwa sposoby izospinowe.

Mamy ponadto wiele informacji co do układu π -nukleon, mianowicie znamy przesunięcia fazowe wynikające z samych oddziaływań. Znając polaryzację Σ o spinie $1/2$ mamy możliwość rozdzielenia tej części asymetrii, która bierze się z pogwałcenia sprzężenia ładunkowego od tej, która pochodzi z pogwałcenia odwrócenia czasu. Doświadczenia te dostarczą niemal maksimum informacji, jakie można uzyskać ze słabych oddziaływań nie zawierających neutrin.

Tłumaczył A. Jurewicz

Jan Nikliborc

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Wrocławskiego

Polowa mikroskopia elektronowa

Rozwijająca się żywo mikroskopia elektronowa soczewkowa doprowadziła niedawno do pięknych osiągnięć. Opublikowane przez M e n t e r a [1] w r. 1956 fotografie wskazują, że nie tylko uzyskano rozdzielenie płaszczyzn sieciowych kryształu (stosowano dobrze zbadaną przy pomocy analizy rentgenowskiej ftalocyjaninę platyny) ale obserwowano pojedyncze błędy sieciowe, mianowicie dyslokacje; osiągnięto zdolność rozdzielczą około 10 \AA przy pomocy mikroskopu produkowanego seryjnie (Siemens Elmiskop 1) stosując metodę prześwietleniową. Mikroskopy elektronowe soczewkowe emisyjne osiągają znacznie mniejszą zdolność rozdzielczą i są pod tym względem dystansowane przez prosty — w zasadzie — mikroskop oparty na emisji polowej (por. artykuł o emisji polowej w Postęпах Fizyki [2]).

Pierwsza konstrukcja mikroskopu polowego (*Feldelektronenmikroskop*, *Fieldemissionmicroscop*), nazywanego także projektorem elektronowym, została podana przez M ü l l e r a [3] w r. 1936. Po wojnie zaczęto stosować na szerszą skalę mikroskop polowy w różnych ośrodkach naukowych, zwłaszcza w USA i ZSRR.

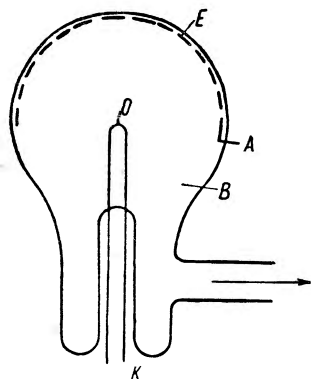
W r. 1951 opisał M ü l l e r [4] zastosowanie skonstruowanego przez siebie mikroskopu polowego do otrzymywania obrazów jonowych (*Feldionenmikroskop*); w ten sposób powstał przyrząd o wielkiej zdolności rozdzielczej — mikroskop polowy jonowy — który otwiera nowe perspektywy badawcze. W niniejszym referacie ograniczyłem się do szkicu osiągnięć mikroskopii polowej elektronowej; mikroskopię jonową przedstawię w odrębnym artykule.

Artykuł niniejszy jest poświęcony pewnej metodzie obserwacyjnej; w związku z tym omówiłem w nim problematykę, stanowiącą cel badań, oraz osiągnięcia mikroskopii polowej. Ponieważ ta problematyka jest niejednorodna, więc w referacie zostały opisane zagadnienia dość różnorodne. Jedną wszakże wspólną cechą łączy je: zawsze chodzi o monokryształ, przy czym uwaga jest skupiona na różnicach właściwości krystalograficznie odmiennych ścian. Omówione zagadnienia dotyczą głównie obserwacji czystych powierzchni metalicznych (2); badaniom adsorpcji na me-

talach poświęcono tylko krótki szkic (3). Zdolność rozdzielczą i z tym związaną kwestię widzialności pojedynczych atomów i drobin omówiłem w 4. Obfitość materiału spowodowała szkicowość ujęcia.

1. Konstrukcja. Uwagi technologiczne

Mikroskop polowy stanowi pewien rodzaj lampy elektronowej, w której źródłem elektronów jest ostrze metalowe, wysyłające elektrony pod wpływem silnego pola elektrycznego na drodze efektu tunelowego. Prosta postać mikroskopu polowego przedstawia rys. 1.



Rys. 1. Prosty typ mikroskopu polowego

Bańka szklana ma średnicę 6 do 12 cm; katodę stanowi cienkie ostrze umieszczone (np. przyspawane) na pętli K, którą można żarzyć prądem. Kształt i sposób umieszczenia anody nie grają większej roli, gdyż spadek napięcia między ostrzem i anodą jest skupiony głównie w najbliższym otoczeniu ostrza. Naprzeciw ostrza znajduje się ekran luminescencyjny E.

Opisano w literaturze różne warianty mikroskopu polowego. Do bańki wprowadza się — zależnie od potrzeby — różne dodatkowe elementy. Przykład lampy, zawierającej puszkę Faradaya, przeznaczoną do pomiaru pracy wyjścia przedstawia rys. 4. Często umieszcza się w lampie źródło promieni atomowych lub molekularnych celem pokrycia ostrza warstwą adsorpcyjną.

Wymagania dotyczące próżni są zwykle bardzo wysokie; lampa zostaje wtedy odłączona od aparatury próżniowej. W lampie wyhodowanej i getterowanej [5] — nadaje się do tego celu zwłaszcza tantal — otrzymuje się próżnię rzędu 10^{-13} Tora* aktywnych gazów, mogących podlegać adsorpcji na ostrzu.

Ostrze o promieniu krzywizny kilku tysięcy Å otrzymuje się przez trawienie drutu w odpowiedniej kąpeli. Najczęściej stosowane metale wolfram i molibden trawi się zanurzając koniec drutu w stopionym azotynie sodu (NaNO_2). Bywa stosowane również trawienie elektrolityczne (por. także [6], [7]).

Ostrze poddaje się również pewnemu „hodowaniu” w próżni, polegającemu na wyżarzeniu mającym na celu oczyszczenie i wygładzenie jego powierzchni, której zakończenie stanowi maleńki mikro-monokryształ, będący objektem badań mikroskopii polowej. Obserwacja ostrza pod mi-

* Tor = 1 mm Hg (przyp. red.)

kroskopem optycznym nie wystarczy do wyznaczenia kształtu ostrza i promienia krzywizny jego wierzchołka; bywa więc często stosowany w tym celu soczewkowy mikroskop elektronowy. Dokładność pomiaru wynosi około 10⁰‰.

Znane są również formuły [8, 9] oparte o równanie Fowlera i Nordheima pozwalające wyznaczyć w przybliżeniu promień krzywizny wierzchołka na podstawie pomiaru napięcia potrzebnego do otrzymania określonego prądu.

Stosuje się zwykle celem zasilenia lampy napięcia od kilku do kilkunastu kilowoltów; prądy są rzędu mikroamperów. W niektórych wypadkach są stosowane metody impulsowe [10, 11, 12, 13].

2. Obserwacja czystych metali

Gdy przykładamy napięcie do mikroskopu polowego z dobrze wyzarzonym ale zimnym ostrzem wolframowym, otrzymujemy na ekranie obraz przedstawiony na rys. 2* [14]. Stanowi on swoiste elektronowe odwzorowanie monokryształu, tworzącego koniec ostrza. Obraz ten odznacza się symetrią charakterystyczną dla kryształów wolframu, co widać z porównania obrazu z rzutem stereograficznym kryształu (rys. 3); obserwacja obrazu nasuwa wniosek, że gęstość prądu emisji polowej zależy od kierunku krystalograficznego. Gdyby emitująca powierzchnia była dokładnie kulą, wtedy rozkład gęstości prądu byłby wierną kopią anizotropii emisji polowej z monokryształu. Przyczyny tej anizotropii należy szukać — zgodnie z kwantową teorią emisji polowej, omówioną w [2] — w różnej dla rozmaitych kierunków krystalograficznych pracy wyjścia φ , która występuje we wzorze Fowlera i Nordheima**

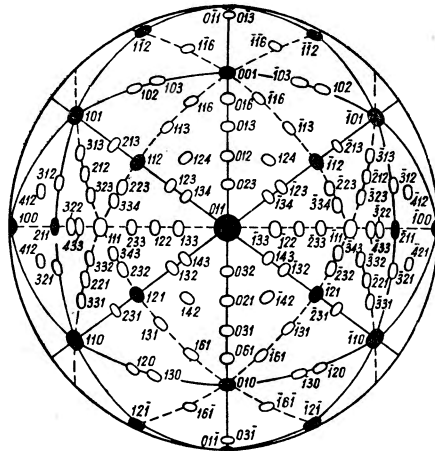
$$J = AE^2 \exp(-B/E), \quad B = \text{const} \cdot \varphi^{3/2}$$

w wykładniku potęgowym funkcji wykładniczej w potęgze 3/2.

Powierzchnia ostrza nie jest jednak nigdy kulista i warunek stałości natężenia pola elektrycznego na powierzchni emitującej nie jest spełniony;

* Por. wkładka między str. 682—683.

** Znaczenia symboli występujących w tym artykule zostały podane w części teoretycznej zamieszczonej w *Postęпах Fizyki* 8, 23. (1957) (przyp. red.).



Rys. 3. Rzut stereograficzny kryształu regularnego

lepszą aproksymację jej rzeczywistego kształtu stanowi hiperboloida i w rzeczywistości pole zmniejsza się nieco w miarę oddalania się od wierzchołka ostrza. Dokładną analizę kształtu ostrza i rozkładu pola elektrycznego wzdłuż jego powierzchni przeprowadzili Drechsler i Henkel [8].

Gdy zatem obserwujemy obrazy czystych ostrzy w mikroskopie polowym, musimy brać pod uwagę to, że rozkład gęstości prądu emisji jest wynikiem współdziałania dwóch czynników: anizotropii emisji w określonym, stałym polu elektrycznym i czynnika geometrycznego, tj. zmiany pola wzdłuż powierzchni ostrza. Zwykle, zwłaszcza przy badaniu metali trudno-topliwych jak wolfram, molibden, tantal, ren, decydujące znaczenie ma pierwszy z wymienionych czynników. W szczególnych jednak warunkach, mianowicie wtedy, gdy emitujące ostrze ma podwyższoną temperaturę, czynnik geometryczny może grać rolę ważną, a nawet główną; tyczy to zwłaszcza metali łatwiej topliwych niż wymienione, np. niklu, żelaza. Powierzchnia ostrza nie przyjmuje jednak wtedy kształtu zaokrąglonej, wygładzonej figury obrotowej.

Rola i znaczenie obu wyżej wymienionych czynników zostaną kolejno omówione.

A. Anizotropia pracy wyjścia

Zależność gęstości prądu emisji z monokryształu od kierunku stwierdzono również w dziedzinie termoemisji [15, 16, 17, 18] zależnej — wg prawa Richardsona — od pracy wyjścia ($J = AT^2 \exp(-\varphi/kT)$).

Tabela zawiera wyniki pomiarów pracy wyjścia z wolframu, uzyskane na drodze termoemisji i polowej emisji. Rys. 4 [19] przedstawia mikroskop polowy z puszką Faradaya przeznaczony do pomiaru prądu z małego elementu ostrza; T oznacza ostrze, A anodę, e ekran fluoryzujący (dla kontroli obrazu), S cylinder osłaniający puszkę Faradaya C eliminujący elektrony wtórne, powstałe na anodzie, G getter. Z nachylenia prostych $\ln J/E^2 = f(1/E)$ (por. wzór Fowlera i Nordheima) można wyznaczyć φ . Przy użyciu metod termoelektronowych stosowano włókno monokrystaliczne, zawieszane osiowo w cylindrycznej rurze.

Wyniki pomiarów wskazują na istnienie dużych różnic prac wyjścia dla różnych ścian; to tłumaczy wielką kontrastowość obrazów emisyjnych, gdyż gęstość prądu bardzo istotnie zależy od φ . Zwraca również uwagę dość duża rozbieżność wyników pomiarów dla słabo emitującej ściany 011.

Praca wyjścia jest miarą energii wiązania elektronu w metalu. Sommerfeld [20] pierwszy zwrócił uwagę na paralelizm wartości pracy wyjścia i energii wiązania całego kryształu, to jest jego energii kohezji (spójności).

Tabela
Praca wyjścia φ w eV

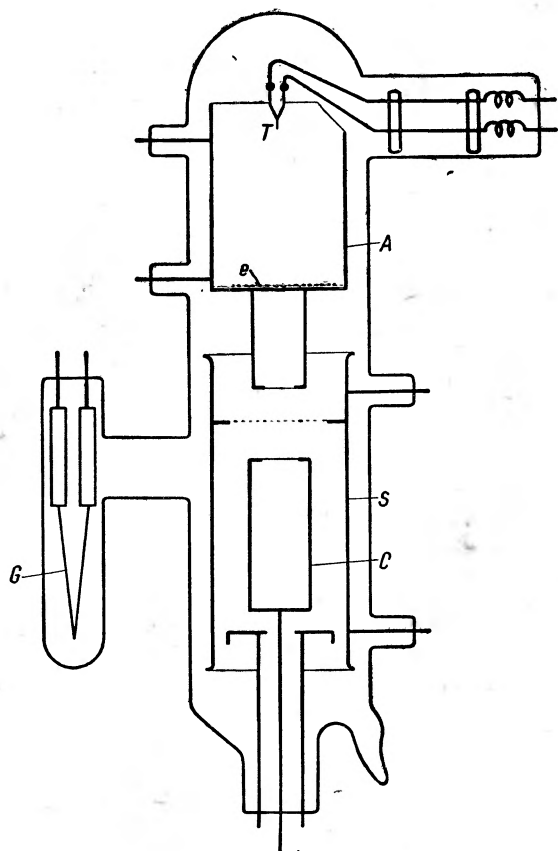
Autor	110	111	100	611	112	metoda
Nichols [16]	4,68	4,93	4,56	4,39	4,69	termoemisja
Smirnow						
Szuppe [24]	5,5	4,2	4,6			emisja polowa
Becker [25]	>4,9	4,40	4,6	4,2	4,8	" "
Andrejew [26]	4,60					" "
Drechsler						
Müller [27]	5,70					" "
Smith [17]	4,72	4,38	4,52	4,29	4,64	termoemisja
Müller [19]	5,7-5,99 >5,96	4,39		4,30	4,65-4,88	emisja polowa, powierzchnio- wa jonizacja Al (pot. joniz. = 5,96 V)
Szuppe, } Sytaja, } Kadyrow [28]	4,8 5,14					termoemisja powierzchnio- wa jonizacja sodu (V=5.14 V)

Energia kohezji stanowi objętościową właściwość kryształu. Wiadomo jednak, że silny wpływ na wartość pracy wyjścia wywiera struktura warstwy powierzchniowej na przykład obecność warstwy adsorpcyjnej. Zgodnie z tym przyjęto — zrobili to po raz pierwszy Wigner i Bardeen [21] — uważać pracę wyjścia za sumę dwóch członów: *objętościowego*, charakteryzującego energię wiązania elektronu w kryształach i członu *powierzchniowego*, zależnego od struktury warstwy powierzchniowej. Człon pierwszy jest izotropowy, natomiast drugi anizotropowy, to znaczy dla kryształów różnorodnych ścian monokryształu jego wartość nie jest jednakowa.

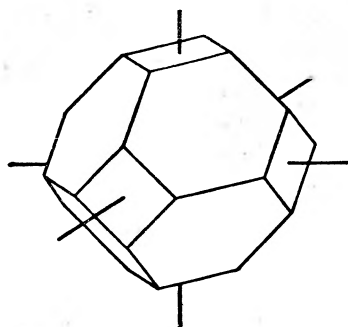
Teoretyczne obliczenia członu powierzchniowego przeprowadzili Bardeen [22] dla sodu i R. Smoluchowski [23] dla wolframu. Zakłada się, że na powierzchni kryształu powstaje podwójna warstwa elektryczna, której moment zależy od rodzaju ściany kryształu.

Chodzi o rzecz następującą [23]: każdy atom sieci krystalicznej metalu można otoczyć ściankami wielościanu, którego każdy punkt leży bliżej środka danego atomu niż jakiegokolwiek innego. Te wielościany (tak zwane *s-polihedra* stosowanej w fizyce ciała stałego metody komórkowej (*cellular method*)) szczelnie wypełniają przestrzeń. Rys. 5 przedstawia taki s-wielościan dla sieci regularnej wewnętrznie centrowanej. Rozmieszczenie

naboju elektrycznego jest jednakowe w każdej komórce wewnątrz kryształu; gdyby rozkład naboju w komórkach powierzchniowych był taki sam jak w wewnętrznych nie było by warstwy podwójnej na powierzchni kryształu, gdyż moment elektryczny każdej komórki wewnętrznej jest równy zero. Otóż zmiana, która zachodzi w rozkładzie naboju w komórkach zewnętrznych, znajdujących się w innych warunkach niż wewnętrzne, może prowadzić do powstania momentu elektrycznego.



Rys. 4. Mikroskop polowy do pomiaru pracy wyjścia (wg. Müllera [19])



Rys. 5. „S-wielościan“ sieci regularnej wewnątrznie centrowanej

Inaczej próbują rozwiązać zagadnienie anizotropii pracy wyjścia Suhrmann i Stranski [29] w oparciu o szereg wcześniejszych prac Kossela [30] i Stranskiego [31] dotyczących wzrostu i figury równowagi kryształów. Z uwagi na częste stosowanie wyników ich prac w interpretacji obrazów elektronowych, uzyskiwanych mikroskopem polowym, zostaną one tu krótko przedstawione.

Zgodnie z Kosslem i Stranskim można energię wiązania elementu (*Baustein*) np. atomu sieci krystalicznej przedstawić jako sumę energii wiązania tegoż elementu z sąsiednimi. Jeżeli ograniczymy się do uwzględnienia sąsiadów najbliższych, drugich i trzecich, to energię wiązania daje wzór $\psi = n_1\psi_1 + n_2\psi_2 + n_3\psi_3$, gdzie n_1, n_2, n_3 oznaczają liczby sąsiadów a ψ_1, ψ_2, ψ_3 odpowiednio prace potrzebne na rozdzielenie dwóch sąsiadów najbliższych, drugich i trzecich.

Wzrost kryształu polega głównie na powtarzaniu się elementarnych kroków (*der wiederholbare Schritt* Kossela), z których każdy stanowi dołączenie jednej cegiełki do istniejącej budowy. Formą równowagi kryształu jest bryła, ograniczona ścianami, które — przy danej objętości — czynią zadość warunkowi minimum swobodnej energii powierzchni kryształu: $\sum S_i\sigma_i = \text{minimum}$, gdzie S_i powierzchnia i — tej ścianki, σ_i napięcie powierzchniowe, a więc energia swobodna jednostki powierzchni i — tej ścianki (warunek P. Curie; konstrukcja Wulfa powierzchni równowagi, por. np. [32]).

Rozważania Kossela i Stranskiego dotyczą kryształów o wiązaniu jonowym i atomowym, ale nie kryształów o wiązaniu metalicznym. Jednakże Stranski [31] oraz Suhrmann i Stranski [29] zastosowali wyniki uzyskane dla kryształów atomowych do metali, uwzględniając oczywiście charakterystyczny dla danego metalu typ sieci. Wykorzystując znaną wartość liczbową ciepła sublimacji wolframu, oraz przyjmując pewne prawdopodobne wartości na stosunki ψ_1/ψ_2 i ψ_1/ψ_3 obliczyli ψ_1 i oszacowali energie powierzchniowe kilku ścian wolframu. Wyniki obliczeń zestawione z wynikami pomiarów pracy wyjścia jako funkcji kierunku w kryształach, pozwoliły na stwierdzenie korelacji między pracą wyjścia i napięciem powierzchniowym; wzrostowi napięcia powierzchniowego towarzyszy zmniejszenie pracy wyjścia. Jest interesujące, że Smoluchowski [23] doszedł również do tego samego wniosku opierając się na — omówionych poprzednio — innych założeniach.

Koncepcja Stranskiego i Suhrmanna jest niezwykle pogładowa i prosta: prawo sił szybko malejących z odległością i uwzględnienie konfiguracji atomów na powierzchni stanowią jądro metody. Atomy mają w tym ujęciu strukturę sztywną, jednakową w głębi i na powierzchni kryształu. W tych warunkach nie ma miejsca na moment elektryczny warstwy podwójnej, która powstaje na skutek deformacji rozkładu naboju elektrycznego atomów powierzchniowych. Według tej koncepcji różnic gęstości prądu emisji rozmaitych ścian należy szukać w konfiguracji atomów powierzchniowych, zależnej od ściany. Rozwijając tę myśl Drechsler i Müller [27] mówią o specyficznych dla każdej ściany zmianach pola elektrycznego spowodowanych atomowymi szorstkościami (*atomare Rauigkeit*) płaszczyzny sieciowej.

Należy podkreślić z naciskiem, że w omówionych powyżej rozważaniach nie bierze się pod uwagę roli jaką mogą odegrać w tym zagadnieniu stany powierzchniowe; zwraca uwagę na ich rolę w pracy wyjścia metali wielowartościowych Shockley [33]. Jeżeli rola tego czynnika jest odmienna dla krystalograficznie różnych ścian, jego uwzględnienie postawi całe zagadnienie w nowym świetle.*

Należy dodać, że rozpatrywano również — zresztą bez pozytywnego wyniku — inną alternatywę wyjaśnienia anizotropii emisji, mianowicie interferencję Braggowską fal elektronowych przy odbiciu na płaszczyznach sieciowych [34, 35, 36].

Spiwak i Gelberg [37] zdejmując charakterystyki emisji polowej (por. [5]) z niklu powyżej i poniżej temperatury Curie, stwierdzili zmianę pracy wyjścia przy przejściu przez punkt Curie zgodnie z przewidywaniami Wonsowskiego i Sokółowa [38]. Ten efekt stwierdzono również w dziedzinie fotoelektryczności (Cardwell [39]).

Obserwacjami za pomocą mikroskopu polowego objęto trzy najważniejsze typy sieci metalicznych: regularną wewnątrznie centrowaną (A_2), regularną zewnątrznie centrowaną (A_1) i heksagonalną o najgęstszym wypełnieniu przestrzeni (A_3) [14, 34, 35, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46]. Obraz elektronowy zależy od typu sieci. Obrazy metali należących do pierwszej z wymienionych grup (W, Mo, Ta) wskazują na wyraźnie zaznaczone — jako kierunki słabej emisji — ściany 110 i — słabiej — 100 i 112; u Ni, Pt (A_1) występują głównie 111 i 100, u Re (A_3) — 0110. Należy podkreślić, że wszystkie te płaszczyzny odznaczające się wysoką pracą wyjścia mają małe wskaźniki, dużą gęstość powierzchniową (ilość węzłów na cm^2) i w związku z tym małą energię swobodną na jednostkę powierzchni. Występowanie tych właśnie ścian jest związane z figurą równowagi kryształu [47, 48].

W kilku przypadkach udało się obserwować na ekranie mikroskopu polowego przemiany alotropowe: przejście cyrkonu α (A_3) w β (A_2) (Komar i Szrednik [49]), tytanu α (A_3) w β (A_2) (Brock, Taylor [50, 51]). Ostatnio [10] badano tą metodą przejście heksagonalnej (A_3) fazy α kobaltu w regularną zewnątrznie centrowaną (A_1) fazę β (por. także ustęp o adsorpcji). Transformacje charakteryzuje jednoznaczna relacja orientacji wzajemnej obu faz.

B. Kształt ostrza; migracja powierzchniowa

Ostrze wyzarzone (bez pola elektrycznego) w temperaturze silnej migracji powierzchniowej staje się gładkie i — naogół — zaokrąglone; tylko ścianki 100, 112 i — zwłaszcza — 110 tworzą według Müllera [9] na

* O stanach powierzchniowych informuje artykuł M. Subotowicza w Postęпах Fizyki 5, 182 (1954).

ostrzu wolframowym małe, płaskie elementy powierzchni, przechodzące łagodnie (bez ostrych krawędzi) w części zaokrąglone. Obraz takiego ostrza przedstawia rys. 2. Żarzone pod napięciem zmienia ono jednak, czasami dość zasadniczo, swój kształt. Benjamin i Jenkins [34], którzy pierwsi systematycznie badali to zjawisko, przyjęli (sprawdzono to potem mikroskopem elektronowym soczewkowym), że ostrze przyjmuje stopniowo postać wielościanu o zaokrąglonych narożach; nazwali je *build up*. Późniejsze obserwacje [12, 25, 52, 53] pozwoliły stwierdzić następujące fakty empiryczne:

1. Przy ustalonych parametrach (napięcie, temperatura ostrza) zostaje po pewnym czasie osiągnięty stan stacjonarny, któremu odpowiada określony, zależny od tych parametrów obraz na ekranie oraz prąd. Rys. 6 przedstawia fotografię wykonaną przez autora, ostrza wolframowego żarzonego pod napięciem. Porównanie z rys. 2 uwydatnia różnice obu obrazów. Silniejsze żarzenie prowadzi do deformacji, której przykład zaczerpnięty z pracy Beckera [25] przedstawia rys. 7. Zmiany obrazu obserwowane po zmianie parametrów są odwracalne. Godne uwagi jest to, że migrację wolframu daje się stwierdzić po długotrwałym działaniu pola 40 MV/cm już około 800°K (Temp. topnienia ok. 3600°K)

2. Obraz nie zależy — caeteris paribus — od kierunku pola na powierzchni ostrza.

W miarę wyostrzania się krawędzi i naroży rozkład pola elektrycznego wzdłuż powierzchni ostrza zaczyna wywierać coraz większy wpływ na rozkład gęstości prądu, a więc i obraz. Szczególnie jaskrawo występuje to u metali łatwotopliwych. Nikiel może posłużyć jako przykład. Rys. 8. (Męclewski i Wojda [54]) otrzymany we Wrocławiu ilustruje stopniowe wyostrzanie się krawędzi i naroży ze wzrostem temperatury (przy stałym napięciu); rys. 8 d można interpretować jako obraz emisji ograniczonej do naroży i ich najbliższego sąsiedztwa; rozkład kierunkowy prac wyjścia, dla niklu dotąd nieprzebadany, nie gra w tym przypadku widocznej roli; decydują duże różnice w natężeniu pola elektrycznego wzdłuż powierzchni ostrza. Jeżeli na zaokrąglonym ostrzu o temperaturze podwyższonej kondensuje się (bez pola) pary metalu (promienie atomowe, wysyłane z rozżarzonego włókna) otrzymuje się (Müller [9], Drechsler [55]) formę wzrostową kryształu również w postaci wielościanu, o charakterystycznym obrazie elektronowym. Müller otrzymywał na tej drodze zadowalające wyniki wtedy, gdy ostrze wolframowe miało podczas kondensacji temperaturę 1200 do 1400°K; rys. 9 przedstawia obraz takiego ostrza [55]. Forma wielościanowa może być przez wyżarzenie znów przeprowadzona w zaokrągloną.

Omówione tu obserwacje mogą być wykorzystane w dwóch kierunkach: do badań migracji (dyfuzji) powierzchniowej, oraz do badań nad figurą równowagi kryształu.

Zmiana położenia atomu na powierzchni kryształu wymaga energii aktywacji U , zależnej od wielkości bariery potencjału, która musi być pokonana. Prawdopodobieństwo W zmiany położenia wyraża się wzorem

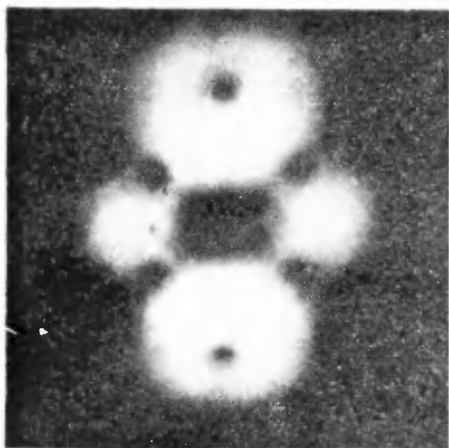
$$W = 1/\tau = A \exp(-U/kT)$$

(τ średni czas pobytu). Wielkość U nie jest jednoznacznie określona dla danego kryształu, gdyż zależy od położenia początkowego (rodzaj ściany i rodzaj studni potencjału, zależny od ściany i położenia na tej ścianie) i wysokości bariery oddzielającej położenie początkowe od końcowego. Mikroskopem polowym można mierzyć czas potrzebny do określonej zmiany w obrazie, zmiany, którą można interpretować najwygodniej na modelu ściany (lub ostrza) zrobionym z kulek. Przyjawszy jako miarę prędkości v pewnej zmiany odwrotność czasu jej trwania mamy $v = v_0 \exp(-U/kT)$. Pomiar prędkości v w zależności od T pozwala na wyznaczenie U . Pomiar nie odznaczają się wprawdzie wielką dokładnością, pozwoliły jednak na przybliżone wyznaczenie U , oraz na pewne wnioski, dotyczące mechanizmu migracji. Otrzymane wartości energii aktywacji procesu migracji (Müller [9], Sokolska [53, 56]) traktowane raczej jako pewne wartości średnie zgadzają się dość dobrze z przewidywaniami opartymi na metodzie Stranckiego i Suhmanna, i są nieco mniejsze niż połowa ciepła sublimacji wolframu (210000 cal/mol wg F. Seitz, *The modern Theory of solids*).

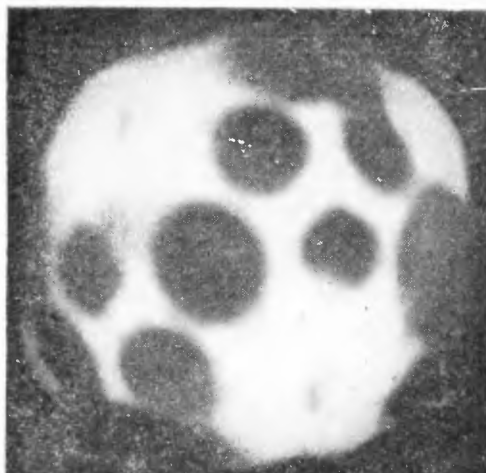
Drechsler [55] na podstawie analizy swoich obserwacji doszedł do wniosku, że dyfuzja powierzchniowa atomów na powierzchni kryształu nie może być zadowalająco przedstawiona za pomocą dwuwymiarowej kinetycznej teorii gazów, — jak to się czasem robi — gdyż poruszające się atomy wędrują określonymi szlakami, zależnymi od struktury ściany (*Gerichtete Oberflächendiffusion*). Istotną rolę w określeniu kierunków dyfuzji grają wysokości barier i temperatura. Do dyfuzji powierzchniowej powrócę jeszcze w rozdziale o adsorpcji.

By wyjaśnić zjawiska migracji w polu elektrycznym przyjmuje się zwykle (Becker [25] Sokolska [53]), że atomy na powierzchni stają się w polu elektrycznym dipolami i poruszają się w kierunku gradientu pola.

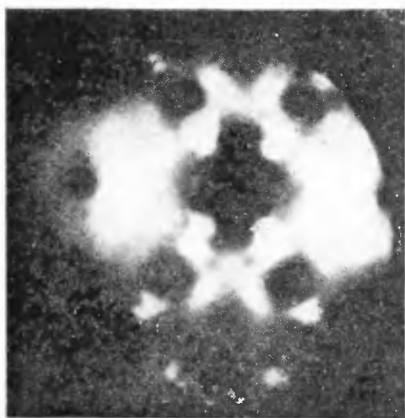
Zagadnienie migracji wiąże się z zagadnieniem figury równowagi kryształu; przejście formy wielościanowej podczas żarzenia (bez pola) w formę zaokrągloną jest więc nieco nieoczekiwane i właściwie dotychczas niewyjaśnione. Natomiast przejście formy zaokrąglonej w wielościanową podczas żarzenia w polu elektrycznym nasuwa przypuszczenie, że chodzi o osiągnięcie figury równowagi w temperaturze wysokiej, w silnym polu.



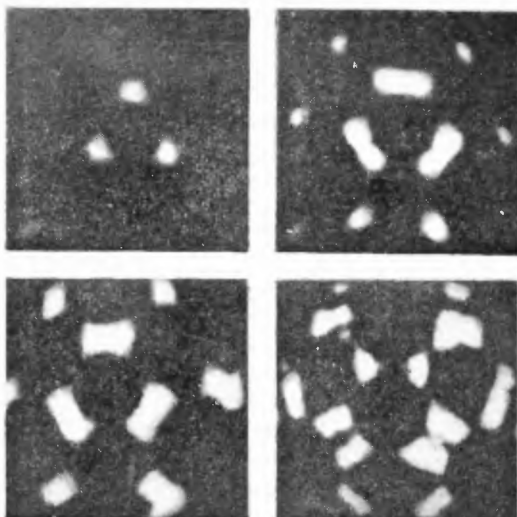
Rys. 2. Obraz zimnego, wyżarzonego ostrza wolframowego (wg Müllera [14])



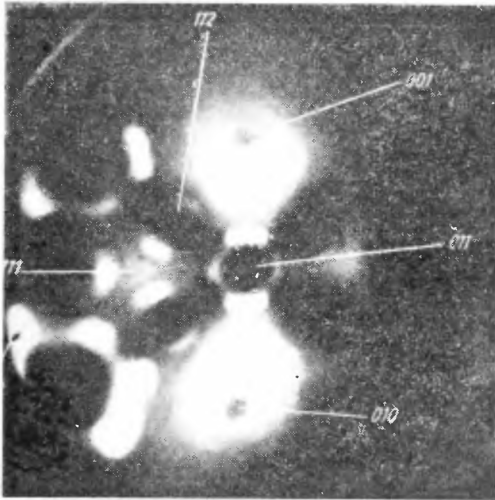
Rys. 6. Obraz ostrza wolframowego, żarzonego pod napięciem elektrycznym (wg autora)



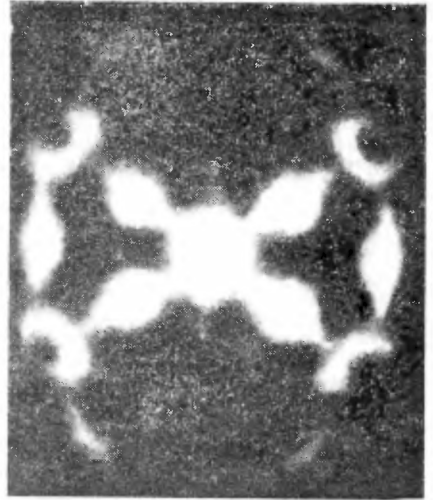
Rys. 7. Obraz ostrza wolframowego, żarzonego pod napięciem elektrycznym (wg Beckera [25])



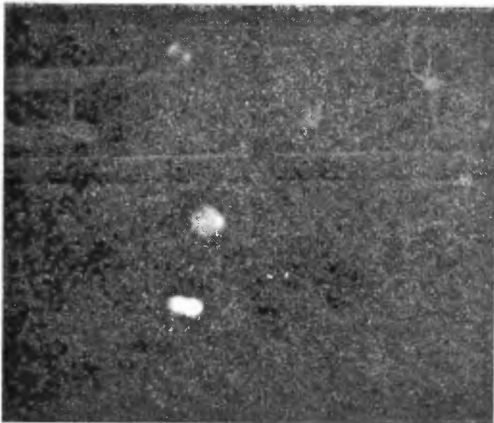
Rys. 8. Tworzenie się krawędzi i naroży na wygładzonym ostrzu niklowym podczas żarzenia ostrza pod napięciem elektrycznym (wg Męciewskiego i Wojdy [54])



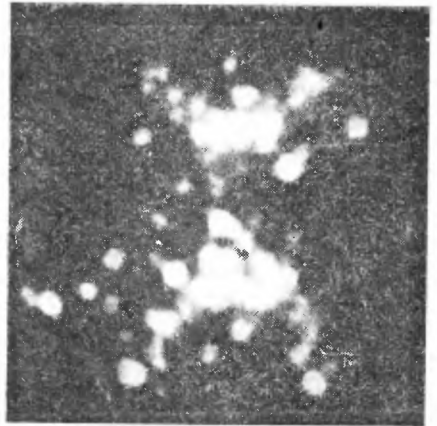
Rys. 9. Obraz wygładzonego ostrza wolframowego pokrytego w temperaturze podwyższonej kondensatorem pary wolframu (wg Drechslera [55])



Rys. 10. Obraz adsorpcyjny cezu na wolframic (wg [12])



Rys. 11. Obrazy „prostych małych molekuł” (wg Beckera i Brandesa [75])



Rys. 12. Ftalocjanina na ostrzu wolframowym (wg Müllera [77])

Należy mieć na uwadze, że działające w warunkach emisji połowej siły elektryczne są bardzo wielkie; mogą osiągnąć ten sam rząd co siły spójności kryształu.

Warto również zauważyć, że powstający wielościan jest charakterystyczny dla typu sieci; jest złożony z niskowskaźnikowych form prostych 100, 111, 110 dla zewnętrznie centrowanego niklu, 100, 110, 112 dla wewnętrznie centrowanego wolframu.

Migracja powierzchniowa nie jest zresztą jedynym mechanizmem prowadzącym do zmiany formy kryształu. W temperaturach wysokich może grać rolę także dyfuzja objętościowa.

3. Wpływ adsorpcji na obrazy elektronowe

Obserwacje dotyczące adsorpcji na powierzchni metali są bardzo liczne, jednakże dotyczą głównie zespołów polikrystalicznych o — zwykle — drobnym ziarnie; w takich warunkach można jednak otrzymać tylko wartości, które są średnimi dla krystalograficznie różnych ścian a co zatem idzie trudno stwierdzić jakie czynniki grają decydującą rolę w adsorpcji. Tylko obserwacje dokonane na określonych ścianach krystalograficznych mogą dostarczyć dokładniejszych informacji.

Od dawna wiadomo, że emisja elektronów zależy w dużym stopniu od zaadsorbowanych na powierzchni atomów lub molekuł. Chcąc mieć dobrze określone warunki obserwacji trzeba najpierw uzyskać czystą powierzchnię metalu, którą się następnie pokrywa w sposób możliwie dobrze kontrolowany. Z tego powodu celowe jest otrzymanie przed doświadczeniami z adsorpcją próżni rzędu 10^{-10} Tora, gdyż obserwacje pokazały, że np. powierzchnia wolframu pokrywa się przy ciśnieniu azotu 10^{-6} Tora jedną warstwą zaadsorbowanego gazu już w czasie jednej sekundy. Można oczekiwać, że podobnie zachowują się tlen i para wodna, a także, że wolfram nie stanowi odosobnionego przykładu; jest tylko najdokładniej w czystych warunkach przebadany, dzięki możliwości oczyszczenia powierzchni przez wyżarcie w próżni. Ponieważ dopiero od niedawna stosuje się wyspecjalizowaną technikę otrzymywania, hodowania i pomiaru ultrawysokiej próżni, więc jest prawdopodobne, że duża liczba starszych prac nad adsorpcją dostarczyła wyników, których nie można przypisywać czystym powierzchniom adsorbentów, lecz powierzchniom pokrytym w bliżej nieokreślony sposób warstwą lub warstwami nieznanymi dokładnie adsorbatów.

Mikroskop połowy, szczególnie dobrze nadaje się do badań adsorpcji z następujących powodów: 1) pozwala śledzić wpływ adsorpcji na emisję monokryształu w różnych kierunkach krystalograficznych, a więc związek między adsorpcją a rodzajem ściany. Z uwagi na wielką wrażliwość emisji na stosunkowo małe zmiany pracy wyjścia, spowodowane ad-

sorpcją, oraz ze względu na możliwość pomiaru natężenia prądu emisji z dużą dokładnością, metody emisyjne, zarówno termic-emisyjną jak i polową trzeba zaliczyć do bardzo czułych, dostarczających — w dobranych warunkach obserwacji — cennych i szczegółowych danych o rodzaju adsorpcji i zmianach zachodzących przy zmianie warunków (temperatura metalu, ciśnienie gazu); te zmiany mogą być nie tylko kontrolowane pomiarami elektrycznymi, ale również dogodnie obserwowane wizualnie (np. migracje powierzchniowe). 2) Można stworzyć dobrze określone warunki wyjściowe to jest czystą powierzchnię metalu; dotychczas udaje się to z całą pewnością tylko dla nielicznych trudno topliwych metali, które można w wysokiej próżni silnie przeżarzyć; głównie stosowano do tych celów wolfram, który stał się klasycznym materiałem obserwacyjnym. Obserwacje dotyczące adsorpcji na innych metalach, niklu, żelazie itp., są bardzo utrudnione przez konieczność usuwania warstwy adsorpcyjnej na innej drodze niż termiczna na przykład chemicznej, a to jest trudne; nie jest wykluczone, że dalszy rozwój metod desorpcji elektrycznej (zostanie omówiona w artykule o mikroskopii jonowej) pozwoli w przyszłości rozwiązać te trudności. 3) Obserwacje mogą być robione w szerokim przedziale temperatur.

Opublikowano dość dużo prac dotyczących adsorpcji a wykonanych przy użyciu mikroskopu polowego; doprowadziły one do nagromadzenia obfitego materiału obserwacyjnego, którego tu nie będę omawiał.

Obraz elektronowy zmienia się — nieraz zasadniczo — gdy powierzchnia ostrza jest pokryta zaadsorbowanymi atomami. To wiąże się ze zmianą pracy wyjścia, jej zmniejszeniem lub wzrostem, zależnie od elektrodatniego lub elektroujemnego charakteru adsorbentu.

Charakterystyczny jaskrawy przykład obrazu adsorpcyjnego przedstawia rys. 10; jest to obraz ostrza wolframowego, pokrytego w przybliżeniu połową warstwy jednoatomowej cezu [14]. Porównanie z obrazem czystego ostrza wskazuje dobitnie na uprzywilejowaną emisję ścianek 110 i 211 zgodnie z obserwacjami termoemisyjnymi Johnsona i Schockleya oraz Martina. Gdy wolfram jest czysty, ścianki 211 i zwłaszcza 110 należą do najsłabiej emitujących (najwyższe prace wyjścia) a zatem w stosunku do innych ścian wykazują dużą różnicę między pracą wyjścia a potencjałem jonizacyjnym atomu cezu. Na tych właśnie ścianach zachodzi uprzywilejowana adsorpcja cezu. Obniżenie pracy wyjścia wiąże się z powstaniem podwójnej warstwy elektrycznej o dużym momencie. Becker na podstawie analizy swoich wyników przypuszcza, że cez jest adsorbowany na wolframie głównie w postaci jonów.

Przykładu podwyższenia pracy wyjścia dostarcza przebadany najdokładniej mikroskopem polowym układ adsorpcyjny wolfram — tlen. Szczegółowe dane dotyczące badań adsorpcji mikroskopem polowym, oraz niektó-

re wyniki wiążące się ściśle z nimi uzyskane metodą termoemisji, znajdzie czytelnik w pracach: [3, 14, 15, 18, 29, 44, 55, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68].

4. Zdolność rozpoznawcza i widzialność atomów i molekuł

By obliczyć zdolność rozpoznawczą δ [14, 34, 61, 69, 70, 71, 72, 73, 74], to znaczy najmniejszą odległość dwóch przedmiotów na ostrzu, których obrazy są jeszcze rozdzielone, należy uwzględnić następujące czynniki:

1. Rozbieżność wiązki elektronowej wychodzącej z obiektu o średnicy d_0 ; jeżeli oznaczymy przez M powiększenie, to $M = \frac{d_1}{d_0}$; d_1 oznacza średnicę tarczy na ekranie. Jest $M = \frac{R}{r}$; R oznacza promień kulistej bańki, w której środku znajduje się ostrze, zakończone powierzchnią kulistą o promieniu r ; (ściślej: $M = \frac{R}{\beta r}$, gdzie współczynnik $\beta \approx 1,5$ zależy od czynników geometrycznych, zwłaszcza od wielkości i kształtu pętli, na której umieszczone jest ostrze).

2. Istnienie składowej stycznej \bar{v}_t prędkości elektronów, opuszczających metal, którą zachowują one w czasie przelotu τ przez bańkę. Ponieważ napięcie U jest skupione w pobliżu ostrza, więc jest w przybliżeniu $R \approx v\tau = (2eU/m)^{1/2} \tau$ czyli: $\tau \approx R(m/2eU)^{1/2}$. Rozmycie na ekranie z tym związane wynosi

$$d_v = 2\bar{v}_t\tau,$$

gdzie \bar{v}_t jest pierwiastkiem ze średniego kwadratu składowej stycznej do powierzchni.

3. Zjawiska kwantowe. Najczęściej uwzględnia się je aproksymatywnie wychodząc z zasady nieoznaczoności. Elektron pozostający w obszarze d_0 ma nieoznaczoność prędkości przekraczającą $\hbar/2d_0m$, więc rozmycie dyfrakcyjne na ekranie wynosi

$$d_d = 2\hbar/2d_0m \cdot \tau$$

Uwzględniając wkład wszystkich trzech wymienionych czynników do wielkości tarczy obrazu mamy

$$d^2 = d_1^2 + d_v^2 + d_d^2 = (Md_0)^2v + (2\bar{v}_t\tau)^2 + (\hbar\tau/d_0m)^2,$$

d^2 zależy od d_0 ; prosty rachunek pokazuje, że najmniejsza wartość d wynosi

$$d_{min}^2 = 2\hbar\tau M/m + (2\bar{v}_t\tau)^2$$

Otóż jeżeli dwa obiekty na ostrzu, oddalone od siebie o δ , dają na ekranie dwa obrazy wielkości d_{\min} graniczące ze sobą, wówczas owe obrazy należy jeszcze uważać za rozdzielone. Wtedy jest $M = d_{\min} \delta$, czyli zdolność rozpoznawcza $\delta = d_{\min}/M = (2\hbar\tau/mM + 4(v_e)^2 r^2/M^2)^{1/2}$. Przyjmując przeciętne warunki pracy mikroskopu polowego ($r = 10^{-5}$ cm, $\varphi = 4,5$ eV, $V = 2500$ woltów) otrzymuje się na podstawie tego wzoru na δ nieco ponad 20 Å.

Dokładniejsza analiza, oparta o kwantową mechanikę, przeprowadzona przez M y c i e l s k i e g o [72] prowadzi do tego samego rzędu, wartość liczbową wypada jednak nieco wyższa, około 45 Å dla typowych wartości parametrów. W miejsce przyjętej przez R o s e g o na podstawie zasady nieoznaczoności wartości $\hbar/2d_0$ na średni pęd poprzeczny elektronu, należy wziąć $h/2d_0$.

R o s e [74] zajął się dokładną analizą wpływu na δ małych (w porównaniu z powierzchnią ostrza) nierówności na ostrzu. Z jego obliczeń wynika, że mogą one wydatnie zwiększyć zdolność rozdzielczą i powiększenie. Optymalna wielkość (promień krzywizny) nierówności wynosi około 10 Å, osiągalna zdolność δ około 3 Å, dla przedmiotu na wierzchołku nierówności.

Praca R o s e g o wiąże się ściśle z obserwacjami B e c k e r a i B r a n d e s a [75], podobnie jak R o s e, pracownikami laboratorium B e l l T e l e p h o n e w Stanach Zjednoczonych. Rys. 11 [57] przedstawia zdjęcie, na którym widać podwójne tarcze, uważane przez autorów za obrazy prostych małych molekuł, zaadsorbowanych na nierównościach ostrza wolframowego, pokrytych warstwą chemicznie zaadsorbowanego gazu pozostałego. Różnice wielkości i jasności dubletów są przypisywane różnym co do wielkości i kształtu nierównościom na powierzchni ostrza. Podobne obrazy obserwowali R o g i ń s k i i T r e t i a k o w [76], interpretując je jako obrazy zanieczyszczeń nieznaney bliżej natury, spadających ze szklanych ścianek bańki.

Z tezą, że można w szczególnie korzystnych warunkach oglądać obrazy atomów wystąpił, M ü l l e r [7, 14, 77]. Jego argumenty mają częściowo charakter polemiczny ze stanowiskiem B e c k e r a [25], który obserwował charakterystyczne granulacje na obrazach adsorpcyjnych baru, lecz przypisywał je nagromadzeniom atomów. W omówionych już poprzednio późniejszych pracach [59, 75] przyjmuje B e c k e r widzialność atomów w odpowiednio dobranych warunkach.

M ü l l e r wysuwa na poparcie swej tezy następujące racje. Granulacje na obrazach adsorpcyjnych baru są widoczne tylko przy małych pokryciach θ , gdy przeciętna odległość atomów baru jest rzędu zdolności rozdzielczej. Przy pomocy specjalnej konstrukcji mikroskopu [78] z dwoma ostrzami o różnych odległościach od źródła promieni atomowych baru można było uzyskać na ostrzu bardziej oddalonym warstwę o $\theta \approx 1/625$; wtedy przeciętna

odległość dwóch zaadsorbowanych atomów wynosi około 160 Å; ilość widocznych na ekranie tarcz stanowiła około połowy oczekiwanej; deficyt można przypisać adsorpcji w miejscach nie dość wysuniętych. Inny argument jest oparty na oszacowaniu (bardzo niedokładnym) stosunku natężenia wiązki elektronowej z miejsca, na którym jest zaadsorbowany atom baru, do natężenia z miejsca niepokrytego; otrzymuje się liczbę 31 w przybliżonej zgodności z obserwacją. Müller uważa, że nawet pojedyncze atomy wolframu na ściance 011 są jeszcze widoczne i zaczynają migrację w temperaturze powyżej 800° K z energią aktywacji 30000 cal/mol, zgodnie z przewidywaniami, opartymi na metodzie Stranskiego i Suhrmanna.

Zagadnienie możliwości obserwacji atomów wymaga jeszcze analizy teoretycznej oraz dalszych doświadczeń.

To samo dotyczy obrazów, które obserwuje się po napyleniu ostrza molekułami niektórych związków organicznych. Müller [77] używał ftalocyjaniny i otrzymał obraz (rys. 12) na którym są widoczne jasne tarcze składające się z czterech mniejszych jasnych plam oddzielonych od siebie ciemnym krzyżem. Ponieważ ten obraz przypomina dobrze znaną z badań promieniami Roentgena strukturę cząsteczki ftalocyjaniny, wywnioskował Müller, że chodzi o obrazy cząstek. Okazało się jednak (Haefer [79]), że podobne czterodzielne tarcze można otrzymać używając różnych cząsteczek o całkiem odmiennej strukturze. Haefer sądzi, że chodzi tu o kryształity naporowanych substancji raczej dość pokaźnych rozmiarów.

Jeszcze inną koncepcję wysunęli niedawno Hörl i Stangler [80]. Uważają oni, że rozpylanie katodowe ostrza (jako skutek bombardowania jonami dodatnimi), prowadzi do powstawania na powierzchni ostrza komórek elementarnych wolframu, lub ich agregatów, odpowiedzialnych za owe obrazy. Na korzyść takiej interpretacji przemawia zwłaszcza niewrażliwość tych obrazów na podwyższoną temperaturę (jeszcze około 900°K) ostrza.

Na korzyść interpretacji, która mówi o obrazach cząsteczek, również dadzą się jednak wysunąć pewne argumenty. Obraz zachowuje się jak pewna całość, wykonująca ruchy, które mogą być tłumaczone, jako skutki uderzeń przez inne atomy czy jony. Takie ruchy obserwuje się również pod wpływem bombardowania atomami baru lub miedzi, które nie mogły by poruszyć kryształitów. Obrazy powstają i w temperaturach ciekłego powietrza w których migracja powierzchniowa, prowadząca do krystalizacji jeszcze nie zachodzi.

Zakończenie

Charakteryzując ogólnie stan obecny i perspektywy rozwojowe mikroskopii polowej, chcę na zakończenie podkreślić kilka momentów. Badaniami objęto już liczne metale a obecnie podejmowane są również próby z półprze-

wodnikami. Stosowana dotychczas prawie wyłącznie metoda prądu stałego została uzupełniona niedawno bardzo obiecującą techniką impulsową.

Głównym osiągnięciem mikroskopii polowej jest wysunięcie na pierwszy plan i umożliwienie badania właściwości — pozbawionych zanieczyszczeń lub celowo w znany sposób pokrytych — poszczególnych ścian monokryształu przy niespotykanym gdzieindziej stopniu zdolności rozpoznawczej. Stosowanie technologii ultrawysokiej próżni oraz materiałów o wysokiej czystości pozwoliło już dotychczas uzyskać ważne wyniki w dziedzinach adsorpcji i dyfuzji powierzchniowej a także emisji elektrownowej z podkreśleniem specyficznej zależności od rodzaju (struktury) ściany krystalograficznej. Należy oczekiwać, że kontynuacja prac w tych kierunkach rzuci w przyszłości nowe światło na siły czynne na powierzchni kryształu i z adsorpcją związaną heterogeniczną katalizę. Szczególnie ważną i owocną jest koordynacja różnych metod, z których wymieniam — jako pokrewne — emisję termoelektronową, polową elektronową i polową jonową.

Literatura

1. J. W. Menter, Proc. Roy. Soc. A. 236, 119 (1956).
2. J. Nikliborc, Postępy Fizyki, 8, 23 (1957).
3. E. W. Müller, Phys. Z. 37, 838 (1936) Z. Phys. 106, 541 (1937).
4. E. W. Müller, Z. Phys. 131, 136 (1951).
5. J. Nikliborc, Postępy Fizyki 5, 42 (1954).
6. E. W. Müller, Z. Phys. 106, 132 (1937).
7. E. W. Müller, Z. Phys. 108, 668 (1938).
8. M. Drechsler, E. Henkel, Z. Angew. Phys. 6, 341 (1954).
9. E. W. Müller, Z. Phys. 126, 642 (1949).
10. O. Buhl, C. Schüler, Z. Metallkunde 48, 116 (1957).
11. W. P. Dyke, J. P. Barbour, E. E. Martin, J. K. Trolan, Phys. Rev. 100, 1646 (1955).
12. W. P. Dyke, J. P. Barbour, E. E. Martin, J. K. Trolan Phys. Rev. 99, 1192 (1955).
13. W. P. Dyke, J. P. Barbour, J. Appl. Phys. 27, 356 (1956).
14. R. H. Good, E. W. Müller, Handbuch der Physik, 21, 176 (1956).
15. S. T. Martin, Phys. Rev. 56, 947 (1939).
16. M. H. Nichols, Phys. Rev. 57, 297 (1940).
17. G. F. Smith, Phys. Rev. 94, 295 (1954).
18. R. P. Johnson, W. Schockley, Phys. Rev. 49, 436 (1936).
19. E. W. Müller, J. Appl. Phys. 26, 732 (1955).
20. Sommerfeld, Naturwiss, 15, 825 (1927) 16, 374 (1928).
21. E. Wigner, J. Bardeen, Phys. Rev. 48, 84, (1935).
22. J. Bardeen, Phys. Rev. 49, 653 (1936).
23. R. Smoluchowski, Phys. Rev. 60, 661 (1941).
24. B. G. Smirnow, G. N. Szuppe, Żurn. Techn. Fiz. 22, 973 (1952).
25. J. A. Becker, Bell Syst. Techn. J. 30, 907 (1951).
26. I. S. Andrejew, Żurn. Techn. Fiz. 22, 1428 (1952).

27. M. Drechsler, E. W. Müller, Z. Phys. **134**, 208 (1953).
28. G. N. Szuppe, E. P. Sytaja, R. M. Kadyrow, Izw. A. N. SSSR **20**, 1142 (1956).
29. R. Suhrmann, J. N. Stranski, Ann. Phys. **1**, 153 (1947), **1**, 169 (1947).
30. W. Kossel, Leipziger Vorträge, 1928.
31. J. N. Stranski, Ber. Deutsch. Chem. Ges. **72**, 141 (1939).
32. C. Herring, M. H. Nichols, Rev. Mod. Phys. **21**, 185 (1949).
33. W. Shockley, Phys. Rev. **56**, 317 (1939).
34. M. Benjamin, R. O. Jenkins, Proc. Roy. Soc. A, **176**, 262 (1940) **180**, 225 (1942).
35. H. Birkenhaken, R. Haefler, P. Mezger, Acta Phys. Austr. **7**, 402 (1953).
36. E. W. Müller, Naturwiss. **27**, 820 (1939).
37. G. W. Spiwak, A. Gelberg, DAN SSSR, **94**, 455 (1954).
38. C. W. Wonsowski, A. W. Sokołow, DAN SSSR, **76**, 197 (1951).
39. A. Cardwell, Phys. Rev. **76**, 125 (1949).
40. R. Asadullin, G. N. Szuppe, Žurn. Techn. Fiz. **24**, 205 (1954).
41. G. Barnes, Phys. Rev. **97**, 1579 (1955).
42. M. J. Elinson, G. F. Wasiliew, Žurn. Techn. Fiz. **26**, 1669 (1956).
43. R. Gomer, J. Chem. Phys. **21**, 293 (1953).
44. E. W. Müller, Ergebnisse Naturwiss. **27**, 290 (1953).
45. H. W. Schleicher, Z. Naturforsch. **7a**, 471 (1952).
46. F. Z. Stangler, Z. Phys. **146**, 496 (1956).
47. E. W. Müller, B. Honigman, J. N. Stranski, Z. Phys. Chem. **196**, 6 (1950).
48. J. N. Stranski, R. Kaischew, Z. Phys. Chem. B. **26**, 312 (1934).
49. A. P. Komar, W. N. Szrednik, Žurn. Eksp. Teor. Fiz. **32**, 184 (1957).
50. E. G. Brock, J. E. Taylor, Phys. Rev. **98**, 1169 (1955).
51. E. G. Brock, Phys. Rev. **99**, 1651 (1955), **100**, 1619 (1955).
52. M. B. Benjaminowicz, B. G. Smirnow, G. N. Szuppe, Žurn. Techn. Fiz. **23**, 1690 (1953).
53. J. L. Sokolskaja, Žurn. Techn. Fiz. **26**, 1177 (1956).
54. R. Męclewski, Ł. Wojda, Acta Phys. Polon. **14**, 501, (1955) c.d. w druku.
55. M. Drechsler, Z. Elektrochem. **58**, 327 (1954) **58**, 334 (1954) **58**, 340 (1954).
56. I. L. Sokolskaja, Izw. A. N. SSSR **20**, 1151 (1956).
57. J. Becker, Phys. Rev. **99**, 1643 (1955).
58. J. A. Becker, R. G. Brandes, J. Chem. Phys. **23**, 1323 (1955).
59. J. A. Becker, Adv. Catalysis **7**, 135 (1955).
60. R. Gomer, J. K. Hulm, J. Am. Chem. Soc. **75**, 4114 (1953).
61. R. Gomer, Adv. Catalysis **7**, 93 (1955).
62. F. Kirchner, Z. Angew. Phys. **5**, 281 (1953).
63. R. Klein, J. Chem. Phys. **21**, 1177 (1953).
64. R. Klein, J. Chem. Phys. **22**, 1406 (1954).
65. A. P. Komar, J. N. Tałanin, Izw. A. N. SSSR **20**, 1137 (1956).
66. J. Langmuir, J. B. Taylor, Phys. Rev. **44**, 423 (1933).
67. E. W. Müller, artykuł w Physical Methods in Chemical Analysis **3**, N. York, 1956.
68. R. Suhrmann, Adv. Catalysis **7**, 303 (1955).
69. F. Ashworth, Adv. Electronics **3**, 1 (1951).
70. J. Dosse, O. H. Müller, Z. Phys. **119**, 415 (1942).
71. E. W. Müller, Z. Phys. **120**, 270 (1943).
72. J. Mycielski, prywatna informacja.
73. A. Recknagel, Z. Phys. **120**, 331 (1943).

74. D. J. Rose, *J. Appl. Phys.* **27**, 215 (1956).
75. J. A. Becker, R. G. Brandes, *J. Appl. Phys.* **27**, 221 (1956).
76. S. Z. Roginskij, I. I. Tretiakow, *DAN SSSR*, **105**, 112, (1955). **107**, 857 (1956).
77. E. W. Müller, *Naturwiss* **37**, 333 (1950) *Z. Naturf.* **5a**, 473 (1950).
78. M. Drechsler, E. W. Müller, *Z. Phys.* **132**, 195 (1952).
79. R. Haefer, *Acta Phys. Austr.* **8**, 105 (1953).
80. E. Hörl, F. Stangler, *Acta Phys. Austr.* **10**, 1, (1956).

Miron Gaj

Politechnika Wrocławska

Obiektywy zwierciadlane

Zwierciadła pojedyncze stosowano dużo wcześniej przed użyciem optyki szklanej. Jednak użycie zwierciadeł w dokładniejszych układach optycznych rozwinęło się dopiero w ostatnich latach. W prawdzie już w 1672 r. użyto zwierciadeł do konstrukcji obiektywów mikroskopowych, ale później w 1824 roku, po wprowadzeniu soczewek achromatycznych mikroskopowe obiektywy zwierciadlane wyszły z użycia. Dopiero w 1931 roku rozpoczął się i trwa do chwili obecnej okres rozwoju mikroskopowych obiektywów zwierciadlanych. Również zwierciadlane obiektywy astronomiczne o dużej jasności i dużym polu widzenia zostały opracowane na przestrzeni ostatniego ćwierćwiecza.

Zwierciadła posiadają szereg własności ułatwiających korekcję aberracji układów optycznych:

1) powierzchnie odbijające nie posiadają aberracji chromatycznych. Obraz dawany przez układ, składający się z samych powierzchni odbijających jest jednakowo wyraźny dla wszystkich długości fali λ . Ma to duże znaczenie w obiektywach mikroskopowych, gdyż pozwala na zwiększenie zdolności rozdzielczej przez zastosowanie fal krótkich. Również za pomocą obiektywów astrografów można wykonywać zdjęcia przedmiotu wysyłającego fale o różnej długości λ a brak aberracji chromatycznych w obiektywach spektrografów umożliwia wykonywanie prawidłowych zdjęć widma dla różnych λ .

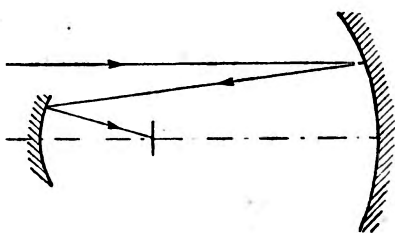
2) Powierzchnie odbijające posiadają przeciwne wartości krzywizny Petzwała w stosunku do dodatnich składników soczewkowych. Stosując je razem z soczewkami można uzyskać płaski obraz do dużych kątów polowych włącznie.

3) Powierzchnie odbijające posiadają małe błędy aperturowe (mała aberracja sferyczna i koma). Aberracja sferyczna podłużna trzeciego rzędu [1] jest dla zwierciadła 8 razy mniejsza niż dla prostej soczewki o tych samych danych gabarytowych. Dla aberracji wyższych rzędów mnożnik ten jest jeszcze większy. Własność ta pozwala na osiąganie otworów względnych większych od 1 : 1 a więc na otrzymywanie obiektywów o dużej jasności oraz na zwiększenie apertury w obiektywach mikroskopowych.

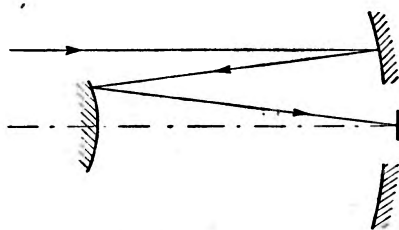
Opiszę kilka ciekawszych obiektywów fotograficznych zwierciadlano-soczewkowych.

Najprostszym układem posiadającym skorygowaną aberrację sferyczną jest zwierciadło paraboliczne [2]. Niestety pozostałe aberracje, szczególnie koma i astygmatyzm są dość duże i użyteczne pole widzenia dla ogniskowej $f = 1000$ mm i otworu względnego 1:3 nie przekracza 7 minut.

Następne 2 układy Schwarzschilda [3] (rys. 1) i Ritchey-Chrétiena [4], [5] (rys. 2) są już aplanatyczne (mają skorygowaną aberrację sferyczną i spełniony warunek sinusów). Zwierciadło od którego odbijają się promienie biegnące od przedmiotu nazywamy zwierciadłem głów-



Rys. 1. Układ Schwarzschilda



Rys. 2. Układ Ritchey-Chrétiena

nym, pozostałe — pomocniczymi. W obu tych układach zwierciadło główne nie jest kuliste ale jest powierzchnią obrotową o krzywej przekroju w płaszczyźnie rysunku, określonej następującym równaniem (współrzędne biegunowe):

$$R = r_0 + x r_0^4 \cdot \varphi^4 + \lambda r_0^6 \cdot \varphi^6 + \dots$$

gdzie r_0 — promień kuli deformowanej,

φ — kąt promienia wodzącego, wyrażony w mierze łukowej,

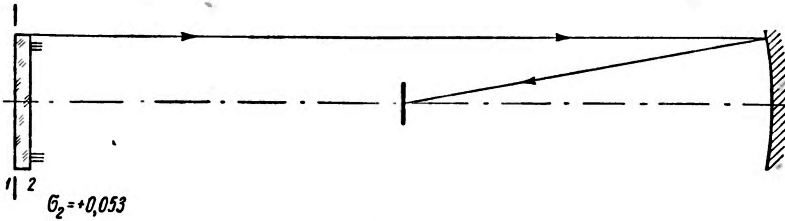
x — pierwszy współczynnik deformacji,

λ — drugi współczynnik deformacji.

Koryguje się zwykle aberracje III rzędu i korzysta się tylko z pierwszego współczynnika x . Ze względów technologicznych stosuje się małe wartości x , gdyż nie można uzyskać powierzchni o dużym x z dokładnością wymaganą w układach tego typu. Technologia wykonania takich zwierciadeł jest niezmiernie trudna i dokładniejsze powierzchnie wykonuje się jeszcze wciąż ręcznie.

Dalszym krokiem naprzód było zastosowanie płytki korekcyjnej Schmidta [6], która stała się podstawą rozwoju współczesnych obiektywów astronomicznych o dużej jasności i dużym polu widzenia. Najprostszym układem Schmidta jest układ, składający się z jednego zwier-

ciadła, nieretuszowanego (o powierzchni kulistej) z płytką korekcyjną Schmidta, umieszczoną w środku krzywizny zwierciadła (rys. 3). Przesłona



Rys. 3. Obiektyw ze zwierciadłem kulistym z płytką korekcyjną Schmidta

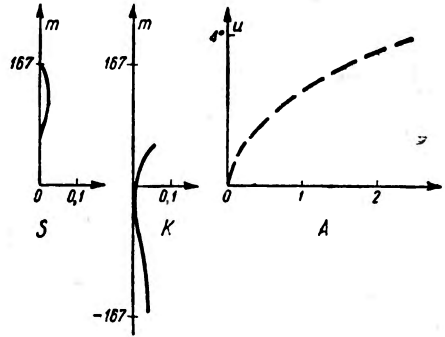
aperturowa pokrywa się z płytką. Sama płytką Schmidta jest retuszowaną płytką płasko-równoległą o krzywej przekroju:

$$\sigma = xh^4 + \lambda h^6 + \dots$$

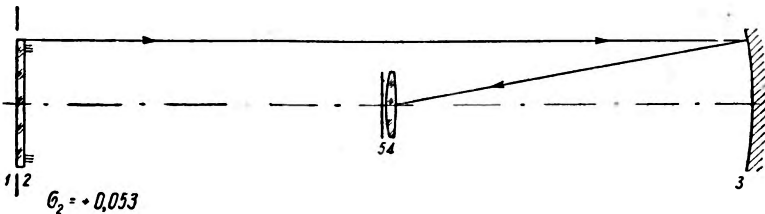
gdzie σ — odstępstwo od płaskości na wysokości płytki h . Technologia wykonania płytki jest dobrze opracowana i jest prostsza od wykonania powierzchni odbijającej retuszowanej.

Przy odpowiednio dobranej różnicy ciśnień szkło samo przybiera żądany kształt. Pierwszy Schmidt wykonał i zastosował taką płytkę.

Układ powyższy jest skorygowany ze względu na aberrację sferyczną, komę i posiada nieznaczny astygmatyzm (rys. 4). Pierwszy wykres podaje aberrację sferyczną w zależności od wysokości padania promienia na płytkę korekcyjną dla kąta polowego $u = -4^\circ$, trzeci podaje astygmatyzm w zależności od kąta pola widzenia. Z wykresów widać, że układ ten ma dobrze skorygowaną aberrację sferyczną i komę, przy kącie polowym $u = -4^\circ$ a także astygmatyzm, ale dla kąta polowego mniejszego od 1° .



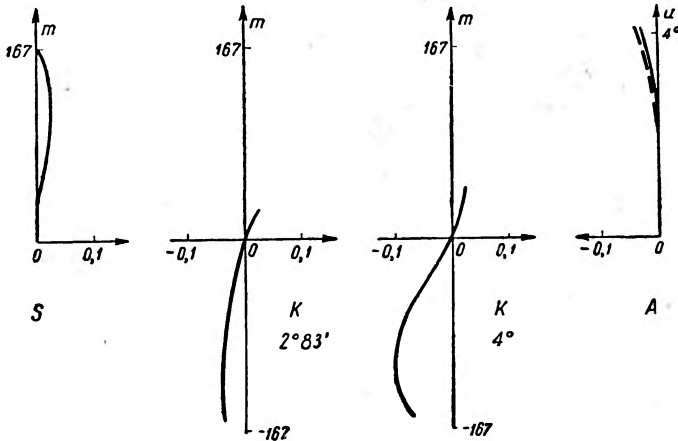
Rys. 4. Wykresy aberracji obiektywu z płytką korekcyjną Schmidta



Rys. 5. Układ Schmidta z soczewką kompensującą astygmatyzm

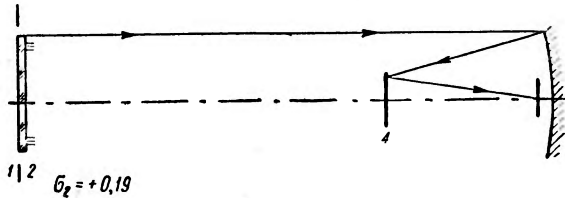
Istnieje wiele układów z płytką korekcyjną Schmidta. Przytoczę tylko niektóre z nich:

1) układ Schmidta z soczewką kompensującą astygmatyzm (rys. 5). Wykresy aberracji podane są poniżej (rys. 6). Układ ten ma dobrze skorygowane wszystkie 3 aberracje dla kąta pola widzenia 4° . Soczewka kompensująca znajduje się niedaleko płaszczyzny ogniskowej, co powoduje odbłyski na ostatniej powierzchni soczewki i zmniejsza kontrastowość obrazu.



Rys. 6. Wykresy aberracji układu Schmidta z soczewką kompensującą astygmatyzm

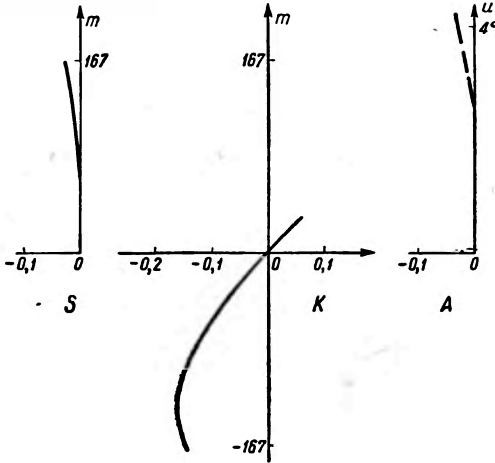
2) Układ Schmidta składający się z dwu zwierciadeł, policzony przez Slevogta [2] (rys. 7). Wykresy aberracji podane są poniżej (rys. 8). Z wykresów tych widać, że astygmatyzm, koma i aberracja sferyczna są dobrze skorygowane dla kąta polowego 4° , przy niezmnieszonej kontrastowości obrazu.



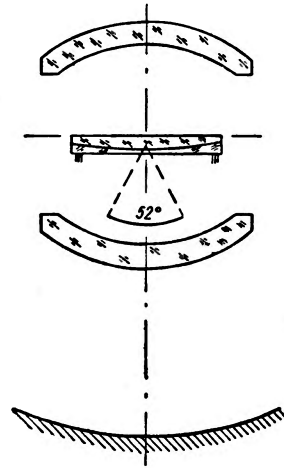
Rys. 7. Dwuzwierciadlany układ Schmidta obliczony przez Slevogta

3) Układ Super Schmidta [7] o bardzo dużej jasności i polu widzenia $2 u' = 52^\circ$, stosowany do zdjęć meteorów. Układ ten został obliczony przez Whipple. Tak duży kąt polowy pozwala na zdjęcie dużego obszaru nieba, natomiast duża jasność pozwala na skrócenie czasu ekspozycji, co jest konieczne przy dużych prędkościach meteorów (rys. 9). Wszystkie aberracje III-go rzędu są skorygowane, z wyjątkiem krzywizny pola, która ma wartość -1 . Aberracje wyższych rzędów są lepiej skorygowane niż

w układach poprzednich. Klejona płytka korekcyjna pozwala na dobrą korekcję aberracji chromatycznych. Składa się ona z dodatniej części z kronu i z ujemnej z flintu. Nie można tych układów stosować do fal krótkich, gdyż dla nich szkło flintowe jest mało przezroczyste (duże pochłanianie).



Rys. 8. Wykresy aberracji dwuzwierciadlanego układu Schmidta



Rys. 9. Układ Super Schmidta

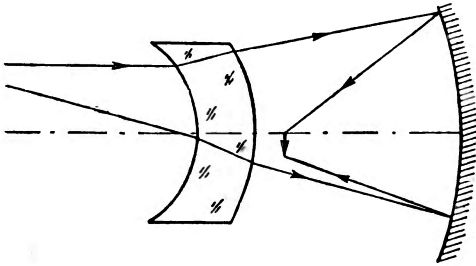
Deformacja płytki jest mała, wynosi ok. $1/12$ deformacji zwykłej płytki korekcyjnej. Celowość zastosowania Super Schmidtów w wypadku dużej jasności i dużego pola ocenia się z następującej tabeli 1 podającej średnicę (mm) krążka merydionalnej figury rozproszenia dla $f' = 100$ mm.

Tabela 1

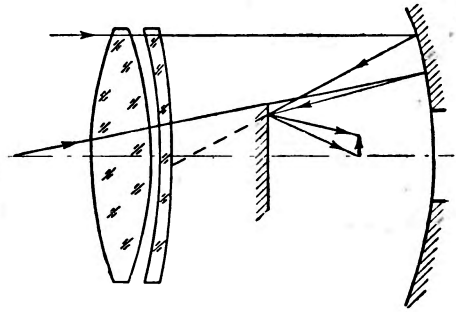
Otwór względny	1 : 1,5		1 : 1		1 : 0,65	
	Układ Schmidta	Super Schmidt	Układ Schmidta	Super Schmidt	Układ Schmidta	Super Schmidt
0°	0	0	0	0	0	0
± 5°	0,10	< 0,01	0,33	< 0,01	1,2	0,15
± 10°	0,39	< 0,01	1,3	0,02	4,9	0,35
± 15°	0,87	< 0,01	3,0	0,05	10,8	0,65
± 20°	1,5	< 0,01	5,2	0,08	> 10	1,0
± 25°	2,4	< 0,01	8,2	0,12	> 10	1,7
± 30°	3,4	< 0,01	11,7	0,15	> 10	2,5

Dopuszczalna średnica krążka rozproszenia dla zdjęć małoformatowych (24 mm x 36 mm) jest 0,03 mm, dla dużych formatów (60 mm x 90 mm) jest 0,1 mm. Zdjęcia meteorów nie spełniają tych warunków, ale astronomom chodzi głównie o umiejscowienie meteorów a nie o ich szczegóły.

Wszystkie omówione powyżej układy mają tę niedogodność, że przynajmniej jedna z powierzchni jest retuszowana, co komplikuje i podraża wykonanie. Istnieje także szereg obiektywów, składających się wyłącznie z powierzchni kulistych o dużej jasności i wystarczającym polu. Wymienię tylko niektóre z nich:

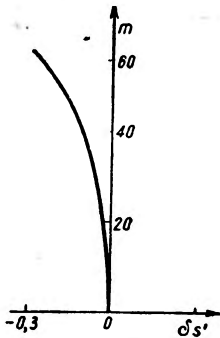


Rys. 10. Układ meniskowy M a k s u t o w a

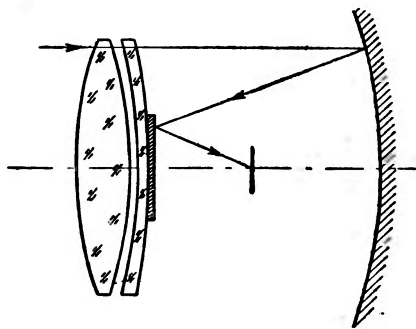


Rys. 11. Układ z afokalnym kompensatorem Wołosowa, Galperna i Pieczatnikowej

1) układ meniskowy M a k s u t o w a [8] w najprostszy przypadku składa się ze zwierciadła sferycznego i menisku (rys. 10). Menisk przed zwierciadłem ma na celu kompensację aberracji sferycznej i komy zwierciadła. Położenie przesłony aperturowej i odległość meniska od zwierciadła dobiera się w ten sposób, ażeby astygmatyzm całego układu był skorygowany. Układ ten stosuje się w astronomii dla ogniskowych 1÷2 m, przy otworach względnych dochodzących do 1 : 2.



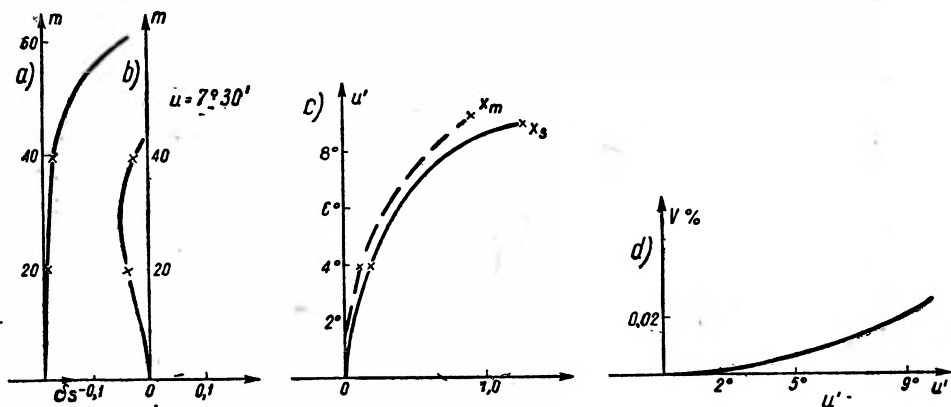
Rys. 12 Wykres aberracji sferycznej układu z afokalnym kompensatorem



Rys. 13. Dwuzwierciadłany układ z kompensatorem afokalnym obliczony przez autora

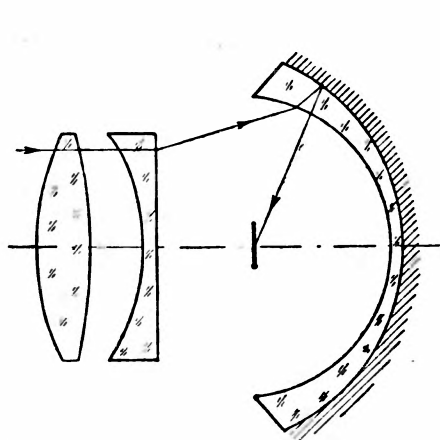
2) Układ z afokalnym kompensatorem Wołosowa, Galperna i Pieczatnikowej [8], (rys. 11). Kompensator afokalny kompensuje komę i aberrację sferyczną zwierciadła. Astygmatyzm koryguje się odle-

głością kompensatora od zwierciadła. Układ ten jest apochromatem, a więc nie posiada aberracji chromatycznych dla dowolnej długości fali świetlnej λ . Obie soczewki kompensatora zrobione są z tego samego szkła (naj-

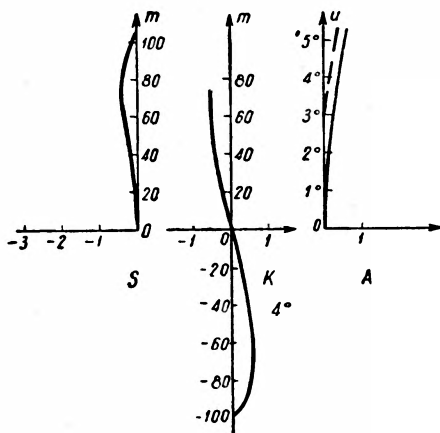


Rys. 14. Wykresy aberracji obiektywu dwuzwierciadlanego z kompensatorem afokalnym

częściej barowy kron). Układ ten posiada mały astygmatyzm, komę i aberrację sferyczną, natomiast krzywizna pola jest dość duża, co ogranicza pole widzenia do 5° . Powyżej podaję wykres aberracji sferycznej (rys. 12). Układ ten był także przedmiotem pracy autora, który opracował układy dwu-



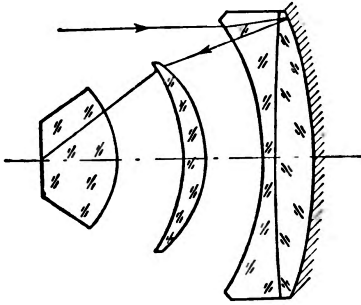
Rys. 15. Układ zwierciadlany Sonnefelda



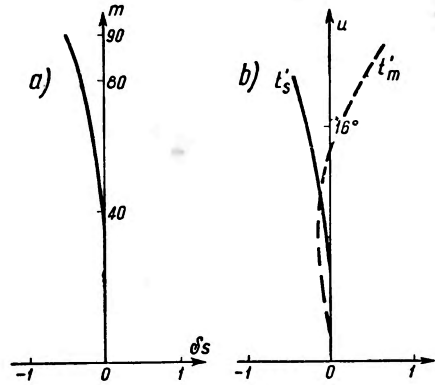
Rys. 16. Wykres aberracji układu Sonnefelda

zwierciadlane (rys. 13) (zgłoszono do druku w Zeszytach Naukowych Politechniki Wrocławskiej) o lepszej korekcji aberracji sferycznej, komy i dystorsji a o astygmatyzmie i krzywiznie pola tego samego rzędu. Poniżej podaję wykresy aberracji (rys. 14).

3) Układ zwierciadlany Sonnefelda o otworze względnym $1:0,5$ (rys. 15). Wykresy aberracji są podane poniżej dla ogniskowej $f' = 100$ mm (rys. 16). Układ ten posiada maksymalną jasność jaką mogą posiadać układy, w których obraz powstaje w ośrodku o współczynniku załamania $n' = 1$. Dla tej jasności i kąta pola widzenia 4° układ daje za duże wartości krążka rozproszenia.



Rys. 17. Obiektyw zwierciadlany z układem aplanatycznym Weiderta obliczony przez Flügg e'a



Rys. 18. Wykresy aberracji obiektywu zwierciadlanego Flügg e'a

4) Obiektyw zwierciadlany według Flügg e'go [9] z układem aplanatycznym Weiderta (rys. 17). Wykresy aberracji (rys. 18) wskazują na dobrą korekcję aberracji sferycznej dla otworu względnego $1:0,6$ przy kącie polowym $u = 17^\circ$.

Układy zwierciadlane są wciąż jeszcze tematem licznych prac i należy oczekiwać układów, w których dla dużej jasności i dużych kątów polowych otrzymane krążki rozproszenia nie będą przekraczały granicy $0,03$ mm dla formatów małowzrostkowych.

Literatura

1. G. G. Słjuszarijew, *Metody razziota optyczeskich sistem* (1937).
2. H. Slevogt, *Z. Instrkde* 62, 312 (1942).
3. Schwarzschild, *Untersuchungen zur geometrischen Optik* (1905).
4. H. Chrétien, *Rev. Opt.* 1, 13 (1922).
5. G. W. Ritchey, *Trans. Opt. Soc.* 29, 197 (1927).
6. B. Schmidt, *Zentralzeitung*, (1931).
7. H. Köhler, *Astr. Nachr.* 278, 1 (1949).
8. D. C. Wołosow, *Metoda razziota słoznykh fotograficheskikh sistem* (1948).
9. J. Flügg e, *Z. Instrkde* 61, 173 (1941).

Nowe elektrooptyczne własności germanu

Szereg interesujących własności półprzewodników wynika z faktu, że w przeciwieństwie do metalu możemy w nich, w znacznym stopniu, zmieniać koncentrację nośników prądu: elektronów i dziur. Ponieważ od koncentracji tej zależy szereg parametrów, a między innymi parametry optyczne, istnieje możliwość wpływania na nie na drodze elektrycznej. W 1952 r. ukazały się prace o zmianie absorpcji w germanie powstałej na skutek wstrzykiwania nośników.

Okazuje się, że również odbicie od germanu można zmieniać przez zmianę koncentracji nośników, a więc modulować światło na drodze elektrycznej. Jeżeli oświetlimy diodę ostrzową lub ze złączem typu $p - n$, przez którą płynie zmienny prąd, w świetle odbitym pojawia się składowa zmienna. Trudność obserwacji polega na tym, że głębokość modulacji $\Delta R/R$ (gdzie R jest współczynnikiem odbicia) jest niewielka, rzędu kilku promille. Zmiany natężenia światła odbitego występują więc na tysiącokrotnie silniejszym stałym tle. Detekcja tych zmian możliwa jest tylko przy użyciu świetlnej aparatury w połączeniu z czułym detektorem promieniowania i selektywnym wzmacniaczem zmiennej składowej prądu detektora.

Światło koncentruje się na kryształach germanu, w pobliżu ostrza wstrzykującego nośniki, lub na wprost złącza $n - p$ w przypadku diody złączonej.

Okazuje się, że modulacja odbicia występuje w bardzo szerokim obszarze widmowym. Zaobserwowano ją począwszy od nadfioletu poprzez dziedzinę widzialną do podczerwieni ($0,36\mu - 2,6\mu$), to jest w całym obszarze czułości fotokomórki PbS, użytej jako detektor promieniowania.

Ponieważ można zmieniać koncentrację nośników i na innej drodze np. przez dodatkowe oświetlenie promieniowaniem generującym nośniki prądu (dla Ge $\lambda < 1,7\mu$), można również na tej drodze modulować światło.

Tak więc, jeżeli kryształ germanu, od którego odbija się światło dodatkowo oświetlać, natężenie odbitego światła również się zmienia. Możliwa jest więc na tej drodze „modulacja światła światłem”, bez potrzeby jakichkolwiek kontaktów czy obwodów elektrycznych.

Wyjaśnienie zjawiska podał w swojej pracy prof. Sosnowski, który zakłada, że za zmianę współczynnika odbicia R odpowiedzialne są zmiany współczynnika załamania n , będącego funkcją koncentracji nośników $n = n(N)$ (N koncentracja nośników). Zakładając, że zmiany współczynnika załamania n są niewielkie oraz ograniczając się do obszaru niezbyt silnej absorpcji ($n \gg k$), znajduje prof. Sosnowski następujące wyrażenie na zmianę współczynnika odbicia ze zmianą koncentracji nośników ΔN :

$$\Delta n \simeq 3 \cdot 10^{-20} \Delta N \quad \Delta R/R \simeq 10^{-20} \Delta N.$$

Aby wytłumaczyć głębokość modulacji rzędu kilku promille należy przyjąć $\Delta N \simeq \cong 10^{18}/\text{cm}^3$. Tego rzędu objętościowe zmiany koncentracji nie są prawdopodobne, natomiast są one zupełnie możliwe w cienkiej warstwie bariery $p - n$. Tak więc mielibyśmy do czynienia z odbiciem światła na barierze $p - n$. Teoria ta tłumaczy dobrze pojawienie się także drugiego rodzaju krzywej rozkładu widmowego modulacji

odbicia. Krzywa ta charakteryzuje się występowaniem modulacji jedynie w obszarze długofalowym, leżącym za krawędzią absorpcji germanu, to jest $\lambda > 1,7\mu$. Odbicie nie następowałoby tu na barierze powierzchniowej lecz na przejściu $p - n$ znajdującym się wewnątrz kryształu, na pewnej głębokości, z czym związane jest wyabsorbowanie krótkofalowej części promieniowania.

Co do praktycznego wykorzystanie efektu trudno obecnie coś powiedzieć. Główną przeszkodę stanowi mała głębokość modulacji, jednak możliwość pracy pod kątem całkowitego wewnętrznego odbicia, czy całkowicie odbijającego pryzmatu z barierą $p - n$ jako ścianką odbijającą, może pozwolić na znaczne zwiększenie efektu.

Wydaje się, że modulacja odbicia da się również zaobserwować dla innych półprzewodników i być może stanie się ona metodą badania ich własności.

I. Filiński

Literatura

1. I. Filiński, Phys. Rev. **107**, (1957).
2. L. Sosnowski, Phys. Rev. **107**, (1957).

Międzynarodowa szkoła fizyki w Warendnie

Piąty kurs letni Międzynarodowej Szkoły Fizyki w Warendnie w 1957 roku poświęcony był fizyce ciała stałego z wyłączeniem zagadnień magnetyzmu, którym poświęcony był kurs w roku poprzednim.

Kierownikiem i organizatorem bezpośrednim kursu był prof. Fausto G. F u m i, młody, zdolny teoretyk włoski pracujący głównie w teorii kryształów jonowych i w krystalografii. Prof. F u m i spędził cztery lata w Urbanie w USA a przez ostatnie dwa lata prowadził katedrę fizyki teoretycznej w Palermo.

Uczestnicy kursu składali się z trzech grup: wykładowców, słuchaczy i studentów. Wykładowcami byli najlepsi eksperci w dziedzinie ciała stałego. Zawód sprawił prof. W. S h o c k l e y, który miał mieć wykład o fizyce tranzystorów a w ostatniej chwili zadesperzował, iż nie przybędzie z powodu nawału zajęć w swym laboratorium. Prof. S h o c k l e y, laureat Nobla w 1956 r., po opuszczeniu Laboratoriów Bella założył ostatnio własne prywatne laboratorium w Kalifornii. Powtarza się wielokrotnie w obecnych czasach trudność z uzyskaniem choćby na parę dni wykładowcy eksperta w teorii półprzewodników — specjaliści są tak pochłonięci twórczą pracą w laboratorium.

Wykładowcami, którzy mieli, w Warendnie jednogodzinne seminaria, byli młodzi, świetnie się zapowiadający badacze.

Słuchaczami byli wykładowcy uniwersytetów i pracownicy naukowcy, którzy mogli tu uzupełnić swoje wiadomości i wymienić poglądy we wspólnych dyskusjach. Studentami byli młodzi doktoranci przede wszystkim włoscy, paru było ze Stanów Zjednoczonych, Anglii, Francji, Holandii, Belgii, NRF, Szwecji i innych krajów. Zgłoszeń na kurs z całego świata było bardzo dużo. Miejsc było 40, dla studentów. Ostatecznie studentów było 41, słuchaczy przyjechało 27 a wykładowców 26. Kurs finansowany był przez włoskie ministerstwo oświaty i przez szereg instytucji przemysłowych. Wykłady odbywały się w willi Monastero pięknie położonej nad brzegiem jeziora Como.

Wykłady rozpoczął prof. H. B r o o k s (Harward), który w 7 godzinnym cyklu dał wnikliwy przegląd teorii kohezji metali zilustrowany bogatym materiałem liczbowym wybranym bardzo krytycznie.

Prof. N. F. M o t t (Cambridge) w trzygodzinnym wykładzie mówił o takich wypadkach w zjawiskach przewodnictwa i magnetyzmu, które nie dają się opisać przez schemat Blocha powszechnie stosowany w teorii ciała stałego a wymagają raczej opisu przy pomocy funkcji atomowych.

Prof. D. P i n e s (Uniwersytet w Princeton) przedstawił teorię drgań plazmy elektronowej w metalach. Było to dla słuchaczy niezwykłą korzyścią wysłuchać wykładu owej interesującej teorii z ust samego jej autora. Prof. P i n e s razem z D. B o h m e m są twórcami tej teorii, której sukces, jeśli chodzi o usprawiedliwienie przybliżenia jednoelektronowego w zagadnieniach teorii wieloelektronowej jest niezaprzeczalny, ale przybliżony jej charakter czyni ją niełatwą do przyjęcia.

Na zakończenie kursu przyjechał dr J. S c h r i e f f e r (Uniwersytet Illinois w Urbanie), który przedstawił w jednogodzinnym wykładzie nową teorię nadprzewodnictwa.

Od roku 1950 wiadomo, że nadprzewodnictwo jest uwarunkowane oddziaływaniem elektron-fonon. Efekt izotopowy jest tego wyraźnym dowodem. Na skutek oddziaływania elektron-fonon w temperaturze bliskiej zera bezwzględnego nie rozkład o postaci kuli Fermiego jest najkorzystniejszy dla elektronów nadprzewodnika, lecz rozkład, w którym drobna część elektronów oddzielona jest znikomą ale skończoną przerwą energetyczną tworząc łupinę kulistą w przestrzeni pędów. W 1957 roku J. B a r d e e n, L. N. C o o p e r i J. S c h r i e f f e r potrafili podać taką funkcję stanu, która opisuje fazę normalną i nadprzewodzącą gazu elektronowego. Istotne jest w tej teorii, że funkcję falową buduje się zapewniając stany jednocząsteczkowe parami, tak iż elektrony o pędach, których suma jest stała, tworzą parę wirtualną lub rzeczywistą pozostając w określonym stosunku koherencji względem siebie. W stanie przewodzącym pary takie mają pęd nieznikający, w stanie podstawowym równy zero. Dzięki oddziaływaniu z polem fononowym energia układu par ma znak ujemny, co daje skondensowany stan interpretowany jako stan nadprzewodnictwa. Wyniki numeryczne, jakie ta nowa i bardzo ogólna teoria nadprzewodnictwa potrafiła już dać, są zdumiewająco dobre.

Prof. W. K o h n (Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh) przedstawił teorię centrów donorowych i akceptorowych w półprzewodnikach. Teoria ta opiera się na przybliżeniu masy efektywnej i statycznej stałej dielektrycznej. Centrom przypisuje się model wodoropodobny. Model działa bardzo dobrze pod warunkiem, że poziomy energetyczne wypadają w pobliżu dna pasma przewodnictwa albo wierzchołka pasma podstawowego. Najlepsze, najbardziej zgodne z doświadczeniem wypowiedzi daje teoria, jeśli chodzi o te właśnie poziomy, tzw. płytkie. Poziom podstawowy donorów, jako głęboki, bywa przepowiedziany źle. Zagadnienie poziomów głębokich jest w tej chwili jednym z najtrudniejszych zagadnień w pasmowej teorii półprzewodników.

Prof. H. Y. F a n (Purdue University, Lafayette) w 7 godzinnym wykładzie omówił własności jednorodnych półprzewodników. Był to wykład przeglądowy, bardzo obszerny, poruszający wiele zjawisk, przede wszystkim optycznych i elektrycznych pierwszorzędowego w chwili obecnej znaczenia. Prof. F a n był jednym z pierwszych, którzy efektywnie obliczyli wpływ drgań siatki krystalicznej na optyczne własności półprzewodników. Chodzi tu o zmianę szerokości pasma wzbronionego, o przesunięcie krawędzi absorpcji w zależności od temperatury i ciśnienia, w ogóle o zmianę współczynników optycznych na skutek oddziaływania elektronu z fononami a także z centrami zanieczyszczeń.

Wykłady kursu miały przeważnie ambicje objąć jak najszerszy krąg zagadnień, były wobec tego przeglądowe i trochę encyklopedyczne. Korzystnie wyróżniał się wykład prof. D. L. D e x t e r a (Rochester, N. Y.), który miał omówić własności optyczne ciał stałych. W pierwszym wykładzie prof. D e x t e r przedstawił schemat rachunku współczynników absorpcji w niemetalach i omówił stosowane zwykle przybliżenia, w drugim wykładzie mówił o ekscytonach, którym przypisywał bardzo duże znaczenie w procesach rekombinacji. Trzeci wykład poświęcony był teorii absorpcji w kryształach jonowych zawierających niskie koncentracje zanieczyszczeń. Omówione tu było przybliżenie F r a n k a - C o n d o n a oraz nowe prace M. L a x a.

Dr. J. M. Z i m a n (Cambridge) w trzech godzinach dał bardzo syntetyczny przegląd teorii przewodnictwa.

Półprzewodnikom poświęcone było jeszcze parę krótszych wykładów. Prof. G. B u s c h (Eidgenössische Technische Hochschule, Zurych) mówił o związkach międzymetalicznych, które wykazują ogromnie szeroki wachlarz własności.

Na seminarium Dr O. M a d e l u n g (Siemens-Schuckert-Werke Laboratorium, Erlangen) mówił o interesujących efektach galwanomagnetycznych, jakie występują w antymonku indu, ze względu na nadzwyczajnie wielkie ruchliwości nośników prądu.

Prof. P. Aigrain (Ecole Normale Supérieure, Paryż) mówił o zjawisku fotomag-netoelektrycznym i o rekombinacji promienistej w półprzewodnikach.

Prof. F. Seitz (Urbana) w cyklu 7 wykładów dał szeroki przegląd prac na temat defektów punktowych w ciałach stałych. Szczególnie przejrzyste wyniki otrzymuje się w kryształach jonowych. Prowadzone są więc wszechstronne badania przede wszystkim nad halogenkami srebra i pierwiastków alkalicznych zwłaszcza badania nad centrami F , F' i V , nad własnościami optycznymi centrów, tworzeniem ich i usuwaniem. Pomia-ry przewodnictwa elektrycznego, dyfuzji a także fotoprzewodnictwa, absorpcji itp. pozwalają uzyskiwać określone informacje o rodzaju defektów, wyznaczać ich koncentrację ruchliwość i ładunek elektryczny.

Z tego kręgu zagadnień w dalszym ciągu prof. F. C. Brown (Urbana) omówił pomiary ruchliwości nośników prądu. Brown mierzy przewodnictwo w kryształach jonowych w niskich temperaturach. Przewodnictwo, na które składa się wiele bardzo przyczynków, jest niesłychanie skomplikowane. Badanie na przykład czystego przewo-dnictwa polaronowego wymaga zejścia aż do temperatur helowych. W wyższych temperaturach, ciekłego azotu, obserwuje się przewodnictwo spowodowane migracją kationów, anionów, jonów międzywęzłowych, dziur itp.

Prof. H. P. Ick (Technische Hochschule, Stuttgart) mówił o metodach badania centrów barwnych w halogenkach alkalicznych. Prof. R. Hilsch (Uniwersytet w Ge-tyndze) o zakłóceniach siatki krystalicznej w cienkich warstwach, dr. Y. Haven (Phi-lips Research Laboratories, Eindhoven) o stratności dielektrycznej w kryształach jono-wych, dr. A. B. Lidiard (Atomic Energy Research Establishment, Harwell) o efek-tach korelacyjnych w dyfuzji.

Dr. W. Känzig (General Electric Research Laboratory, Schenectady) przedsta-wił bardzo interesujące prace wykonane w ciągu ostatnich dwóch lat nad rezonansem paramagnetycznym elektronowym w jonach halogenów w kryształach jonowych. Rezo-nans, który zależy od wzajemnej orientacji osi dwuatomowego jonu, osi kryształu i kie-runku zewnętrznego pola magnetycznego, dostarczyć może bardzo zdefiniowanych in-formacji o centrach obcych, o defektach i o jonach międzywęzłowych w kryształach. In-terpretacja widm rezonansu opracowana przez W. Känziga, T. G. Castnera i T. O. Woodruffa jest przejrzysta i przekonująca. Co więcej zjawisko rezo-nansu może być wykorzystane do budowy wzmacniaczy molekularnych. Takie wzma-cniacze pracujące w dziedzinie mikrofalowej i wyróżniające się niesłychanie wąskim pasmem są już w General Electric wprowadzane do produkcji stosowanej.

Prof. R. Smoluchowski (Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh) omó-wił wpływ promieniowania, głównie jądrowego, na metale, półprzewodniki i kryszta-ły jonowe. Obszerna ta dziedzina badań dała obecnie metody, które pozwalają określić dość jednoznacznie rodzaje defektów, jakie w danych warunkach temperatury, składu chemicznego materiału itp. powodują cząstki bombardujące określonej energii.

Bardzo specjalną grupę stanowiły wykłady o dyzlokacjach. Obszerny 7 godzinny wykład miał prof. F. C. Frank (Bristol) jeden z najpierwszych badaczy w tej nowej dziedzinie ciała stałego i najpoważniejszy autorytet. Frank jest autorem płodnej teorii, która potrafiła po raz pierwszy wyjaśnić proces wzrostu kryształów.

O dyzlokacjach, specjalnie w kryształach jonowych, mówił prof. S. A. Melinckx (Rijksuniversiteit Gent), o dyzlokacjach w kryształach kowalencyjnych, germanie i krze-mie, mówił H. G. van Bueren (Philips Research Laboratories, Eindhoven), pewne postępy w teorii dyzlokacji omówił dr. A. Seeger (Technische Hochschule, Stuttgart), Można stwierdzić, że badania nad dyzlokacjami wysuwają się na jedno z czołowych miejsc w dziedzinie ciała stałego. Mimo, że zagadnienia te są nadzwyczaj trudne do ra-

chunkowego ujęcia, rozważa się wypadki coraz bardziej skomplikowane i coraz więcej zjawisk wyjaśnia się w terminach dyzlokacji.

Prof. J. Friedel (Ecole des Mines, Paryż) omówił teorię stopów metalicznych i domieszek w metalach, zwłaszcza metalach grup przejściowych.

Prof. A. Guinier (Conservatoire National des Arts et Métiers, Paryż) opisał metody rentgenowskie wyznaczania dyzlokacji, a zwłaszcza rozpraszanie niskokątowe.

Prof. C. Zener (Westinghouse Research Laboratories, Pittsburgh) przedstawił teorię zjawisk nieelastycznych w metalach, zwłaszcza zjawisk opóźnionych, przejściowych, nieodwracalnych, jak histereza, plastyczność, zmęczenie itp.

Wszystkie wykłady były starannie przygotowane i naprawdę *up to date*. Niektóre z nich ukażą się wkrótce w wydawnictwie *Solid State Physics* F. Seitz'a i D. Tumbulla. Znakomicie zorganizowane było w ciągu kursu rozpowszechnianie notatek. Uczestnicy otrzymywali na bieżąco, w dwa dni po każdym wykładzie, opracowane przez zainteresowanych studentów i powielone kopie notatek.

Pewną wadą programu, który zresztą, przyznać to trzeba, był realizowany konsekwentnie, stanowiło może zbyt rozbieżność wielu tematów na małe jednogodzinne seminaria.

Oprócz wykładów niezmiernie korzystne były dla uczestników dyskusje, krótkie, dziesięciominutowe, po każdym wykładzie oraz bardzo liczne, prywatne. Tacy profesorowie jak F. Seitz, C. Frank, H. Brooks, W. Kohn, byli dosłownie stale w ciągu trzech tygodni trwania kursu otoczeni grupką ludzi, którzy zadawali pytania. Niesposób docenić znaczenia tego rodzaju rozmów. Ważne także było dla wielu pracowników nawiązanie licznych osobistych kontaktów.

M. Suffczyński

Z pobytu w jugosłowiańskiej letniej szkole fizyki

Zorganizowana przez jugosłowiańskich fizyków szkoła letnia reakcji jądrowych trwała od 12 do 29 lipca b. r. Na uroczą wyspę Lošinj u wybrzeży Dalmacji przybyło około 40 fizyków z Jugosławii (w pierwszym rzędzie z trzech wielkich instytutów badawczych w Belgradzie, Lublanie i Zagrzebiu) oraz ponad 30 słuchaczy i wykładowców z innych krajów: Danii, Finlandii, Francji, Izraela, NRD, NRF, Polski, Stanów Zjednoczonych, Szwajcarii, Szwecji, Włoch i ZSRR.

Program szkoły obejmował następujące cykle wykładów:

- 1) *Rozpraszanie nukleonów, deuteronów i polaryzacja* — wykładowca J. Smorodinski z Moskwy.
- 2) *Wzbudzenie kulombowskie jąder i struktura jąder* — wykładowca R. B. Motelson z Kopenhagi.
- 3) *Model optyczny jądra atomowego* — wykładowca C. Porter z Los Alamos (USA).
- 4) *Reakcje typu strippingu* — wykładowca A. Messiah z Saclay (Francja).
- 5) *Reakcje fotojądrowe* — wykładowca K. Wildermuth z ośrodka CERN-u w Genewie.

Wykładowcy, specjaliści z omawianej przez siebie dziedziny, opierali się na własnym dorobku naukowym, korzystając często z własnych prac oryginalnych i monografii.

Wykłady miały charakter teoretyczny, a zadaniem ich było szkolenie i wzbudzenie dyskusji wśród słuchaczy. Cel ten osiągnięto.

Oprócz wykładów przedpołudniowych odbywały się jeszcze wieczorami seminaria, na których przedstawiano najnowsze wyniki aktualnie prowadzonych prac. Zreferowano 8 prac eksperymentalnych, spośród których szczególne zainteresowanie wzbudziły: *O pewnych możliwych przejściach pseudoskalarnych*, G. A l a g a, (Zagrzeb); *Rozpraszanie promieni γ pod dużymi kątami*, N. C i n d r o, (Zagrzeb); *Metodyka pomiarów neutronowych przy sferycznej geometrii*, O. Kazaczkowski, (Moskwa).

W referacie swym A l a g a zwrócił uwagę na przejście β^- : $^{166}\text{Ho} \rightarrow ^{166}\text{Er}$ i $^{144}\text{Pr} \rightarrow ^{144}\text{Nd}$, ukazując niezłą zgodność danych doświadczalnych z wynikami obliczeń dla pseudoskalarnych elementów macierzowych.



Szkoła letnia w Lošinj (Jugosławia). Wykłada dr Messiak.

N. C i n d r o podał wyniki pomiarów rozproszenia Delbricka (rozpraszanie niesprężyste kwantów γ — absorpcja i reemisja przez jądra o dużym Z , które pozostają w stanie wzbudzonym) dla kilku pierwiastków: Sn, I, Ba, Hg i Pb.

Spośród referatów teoretycznych należy wymienić w pierwszym rzędzie referaty M o t t e l s o n a: *Model powłokowy i siły dwunukleonowe oraz O statych sprzężenia w rozpadzie β* . W pierwszym z referatów autor zaproponował modyfikację hamiltonianu modelu powłokowego, polegającą na dodaniu niezmienniczego wobec obrotu członu: *

$$k \sum_{i,j} r_i^2 r_j^2 Y_{20}(\vartheta_{ij}).$$

Wprowadzenie tych sił kwadrupolowych nastęrcza, jak się wydaje, inną drogę wytłumaczenia widm rotacyjnych jąder niż to czyni model kolektywny.

* Oznaczenia jak np. w znanym artykule M o t t e l s o n a *et al.*, Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956).

W następnym swym referacie Mottelson przeanalizował posiadane w chwili obecnej informacje o rozpadzie β . Wprowadźmy funkcje falowe prawoskrętnego (R) względnie lewoskrętnego (L) elektronu czy też neutrina:

$$(1 + \gamma_5) \psi = \psi_R$$

$$(1 - \gamma_5) \psi = \psi_L$$

i oznaczmy iloczyny tych funkcji dla elektronu (na pierwszym miejscu) i neutrina odpowiednio symbolami LL , LR , RL i RR . Okazuje się wtedy, że analiza doświadczeń Wu i innych prowadzi do odrzucenia szeregu możliwych kombinacji. Pozostają tylko dla przejść Fermiego:

	$RR + LL$	w rozpadach	β^-
	$LR + RL$	„	$\beta^{+'}$
dla przejść Gamowa-Tellera:	LL	„	$\beta^{-'}$
	RL	„	$\beta^{+'}$

Na zakończenie jeszcze kilka słów o fizykach polskich. Udział wzięli młodzi pracownicy Instytutu Badań Jądrowych: D. Chlebowska, W. Czyż, Br. Kuchowicz, J. Sawicki i Z. Szymański. Na seminarium zreferowana została praca W. Czyża i J. Sawickiego: *O fotorozszczepieniu deuteronu*. Udział w spotkaniu umożliwił polskim fizykom wymianę poglądów i nawiązanie kontaktów z naukowcami, zajmującymi się za granicą podobnymi problemami. Głębokie uznanie należy się Jugosłowianom za szczerą gościnność i za zorganizowanie szkoły nad przepięknym Adriatykiem, co dostarczyło niezapomnianych wrażeń turystycznych.

Br. Kuchowicz

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej

Z dniem 29 lipca 1957 r. wszedł w życie układ 80 państw o utworzeniu Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej, wobec ratyfikowania go przez Prezydenta Stanów Zjednoczonych. Wymagane ratyfikacje Wielkiej Brytanii, ZSRR i 19 innych państw zostały podpisane już wcześniej.

Pierwiastek 102

Jak podaje czasopismo *Nature* w zeszycie z 20 lipca 1957, odkryty został pierwiastek 102 w wyniku wspólnych wysiłków uczonych szwedzkich, brytyjskich i amerykańskich. ^{244}Co został naświetlony strumieniem karbionów z cyklotronu Instytutu Nobla w Sztokholmie. Jony węgla zawierały ^{13}C i ^{12}C . Absorpcja ^{13}C przez kiur prowadziła do tworzenia się pierwiastka 102, który gromadził się na folii umieszczonej w pobliżu tarczy. Doświadczenie wymagało bardzo dokładnej kontroli energii padających jonów, gdyż prawdopodobieństwo tworzenia się nowego pierwiastka jest ostro zależne od liczby neutronów straconych w reakcji — liczba straconych w reakcji neutronów wzrasta, gdy wzrasta energia padających karbionów powyżej progu, przy którym zaczyna się reakcja. Pierwiastek 102 został zidentyfikowany metodami radiochemicznymi spośród produktów wydzielenych na folii. Izotop ten ma czas połowicznego zaniku około 10 min. i emituje cząstki α o energii 8,5 MeV, masa nie została jeszcze dokładnie oznaczona — wynosi zapewne 253. Proponuje się aby nowy pierwiastek nazwać *nobel*.

W pracach nad wykryciem pierwiastka 102 brali udział: Wilhelm For-

sling, Hugo Atterling, Lennart Holm, Björn Alström z Instytutu Nobla, John Milsted i Alan Beadle z Harwell oraz Paul R. Fields i Arnold M. Friedman z Argonne National Laboratory.

Instytut Maxa Plancka o syntezie jąder

Jak podaje czasopismo *Atomkern-energie* uczeni z Instytutu Maxa Plancka w Getyndze oświadczyli, że „Za granicą, a zwłaszcza w USA, ZSRR i Wielkiej Brytanii rozpoczęto już dawno prace teoretyczne i doświadczalne nad zjawiskiem fuzji, to znaczy łączenia się jąder ciężkiego wodoru. Od pewnego czasu przeprowadza się prace, teoretyczne z tego samego zakresu w Instytucie Fizyki Maxa Plancka w Getyndze. Prace te rozpoczął prof. dr von Weizsäcker, później w szerszej skali i na nieco odmiennej drodze podjęli je prof. dr Biermann i dr A. Schlüter. Na podstawie wniosków z prac teoretycznych prowadzi się równoległe badania doświadczalne, które można będzie jednak wykonać na szerszą skalę dopiero po przeprowadzeniu się Instytutu do Monachium. Należy jednak podkreślić, że jest to dopiero pierwsze stadium rozwoju, który może jeszcze długo potrwać. Nie należy się spodziewać, że już wkrótce ujrzymy w laboratorium prototyp reaktora fuzyjnego. Mimo, że we wszystkich przodujących krajach stale rósł optymizm co do ostatecznego rozwiązania tej kwestii, a w ostatnim zwłaszcza czasie wzrosła odpowiednio liczba prób i wysiłków, złożony charakter tego zagadnienia sprawia, że mało kto waży się wydać zdecydowaną prognozę o długości czasu w jakim uda się przejść etap po-

szukiwał. W tej chwili jest zwłaszcza rzeczą trudną powiedzieć coś autorytatywnego o stopniu zaawansowania prac w Instytucie Maxa Plancka w porównaniu z analogicznymi pracami w innych krajach”.

Amerykańska Rada Międzyuniwersytecka

Z inicjatywy Uniwersytetu Columbia powołana została w Stanach Zjednoczonych Rada Międzyuniwersytecka, której głównym zadaniem jest omawianie pokojowych zastosowań energii jądrowej. W skład Rady weszli przedstawiciele fizyki, mechaniki, matematyki, medycyny, nauk ekonomicznych, prawa, polityki międzynarodowej i dziennikarstwa. Przewodniczącym został prof. I. R a b i.

Konferencja poświęcona spektroskopii rentgenowskiej

Komisja Rentgenograficzna przy Instytucie Krystalografii Akademii Nauk ZSRR urządziła w dniach od 31 stycznia do 4 lutego 1957 II Wszeczwiązkową Konferencję Spektroskopii Rentgenowskiej, w której wzięło udział 60 pracowników naukowych z 14 ośrodków. Przedstawiono 33 prace poświęcone głównie badaniu wiązań chemicznych w związkach pierwiastków przejściowych — tytanu, molibdenu i ziem rzadkich, a także w kryształach jonowych i stopach.

Wpływ wiązań chemicznych na widmo emisyjne był badany dla związków tytanu, przy czym stwierdzono prawidłowe osłabianie natężenia jednej z linii charakterystycznych tytanu wraz ze zmniejszaniem się wartościowości anionu. Prace nad subtelną strukturą widm związków molibdenu i tytanu spotkały się z wielkim zainteresowaniem i ożywioną dyskusją, gdyż badania te prowadził kilka ośrodków niezależnie od siebie. Inna grupa referatów dotyczyła systematycznych badań subtelnej struktury zasadniczej krawędzi pochłaniania

obiektów coraz to bardziej złożonych, mających na celu znalezienie ogólnych praw rządzących tymi widmami.

Pośród badań widmowych stopów metalicznych na szczególną uwagę zasługuje praca, w której zastosowano metodę elementarnej analizy spektralnej do mikroobjętości stopu pozwalającą na badanie składu chemicznego mikroskopijnych ziaren w szlifie.

Syberyjski Instytut Radiofizyki i Elektroniki

Zachodnio-Syberyjski Oddział Akademii Nauk ZSRR utworzył w Nowosibirsku Instytut Radiofizyki i Elektroniki. Instytut współpracuje z laboratorium wysokich częstotliwości, półprzewodników i wyładowań w gazach.

Konferencja reaktorowa

W dniach 20 i 21 marca b.r. odbyła się w Wiedniu konferencja fizyków poświęcona problemom reaktorowym. Prof. E. W i g n e r (Princeton) omówił celowość i problemy związane z budową reaktorów, prof. O r t n e r (Wiedeń) przedstawił zagadnienia związane z reaktorami doświadczalnymi, prof. S. E k l u n d (Sztokholm) — zagadnienia reaktorów mocy, dr J. D u n w o r t h (Harwell) — zagadnienia reaktorów powielających, a dr W i r t h s (DEGUS-SA) referował problemy produkcji metalicznego uranu i toru. Wykładom towarzyszyła bardzo ożywiona i szczegółowa dyskusja.

Reaktor dla celów dydaktycznych

Firma Atomic International Inc. opracowała plany taniego (55 tys. dolarów) miniaturowego (5 W) reaktora nadającego się w szczególności do celów dydaktycznych na wyższych uczelniach. Reaktor ten może znaleźć również zastosowanie w laboratoriach przemysłowych i lekarskich. Rdzeń reaktora składa się ze zbiornika ze stali nierdzewnej o śred-

nicy 30,5 cm zawierającego roztwór wodny wzbogaconego siarczynu uranylu i otoczony jest płaszczem ołowianym grubości około 15 cm zanurzonym w zwykłej wodzie.

Matka chrzestna izotopu

W zimie 1912/13 Fryderyk Soddy wyraził w czasie zebrania towarzyskiego potrzebę znalezienia właściwej nazwy dla pierwiastków o różnych masach atomowych zajmujących to samo miejsce w tablicy układu periodycznego. Obecna na tym zebraniu dr Margaret Todd (pisząca pod pseudonimem Graham Travers) natychmiast zasugerowała termin „izotop” — Soddy, jak wiadomo, przyjął tę sugestię. Dla upamiętnienia tego faktu Królewski Instytut Chemiczny postanowił umieścić w Glasgow na domu, w którym odbywało się to zebranie tablicę z nazwiskami Fryderyka Soddy i Margaret Todd.

Druga konferencja „Atomy dla Pokoju”

Druga międzynarodowa konferencja „Atomy dla Pokoju” zwoływana przez Organizację Narodów Zjednoczonych odbędzie się w Genewie w dniach od 1 do 13 września 1958 r. Prowizoryczny program został już opracowany przez Komisję Doradczą Narodów Zjednoczonych dla Pokojowego Wykorzystania Energii Atomowej. Zebranie będzie miało charakter podobny jak pierwszy konferencja, który odbyła się w 1955 r., z tym jednak, że wystawy będą urządzone teraz wyłącznie przez rządy krajów biorących udział w konferencji i będą dotyczyły ściśle zagadnień naukowych omawianych w Genewie.

VII Międzynarodowe Kollokwium Spektroskopowe

L'Association des Ingénieurs Sortis de l'Ecole de Liège (A. I. Lg.) organizuje w Liège w drugim tygodniu września 1958 r. VII Międzynarodowe Kollokwium

Spektroskopowe. Przewodniczącym Kollokwium jest prof. L. D'Or.

Laboratorium Landsberga

Prezydium Akademii Nauk ZSRR postanowiło nadać laboratorium optycznemu Instytutu Fizyki im. Lebediewa nazwę *Laboratorium Optyczne im. Landsberga*.

Fizycy niemieccy przeciw broni jądrowej

Grupa fizyków zachodnio-niemieckich oświadczyła, że nie będzie współpracować w żadnej formie z produkcją, bądź próbami broni jądrowej. W oświadczeniu czytamy między innymi „Uważamy, że mały kraj taki jak Republika Federalna najlepiej może się chronić i pomóc w utrzymaniu pokoju światowego, gdy zdecydowanie nie zechce posiadać broni atomowej jakiegokolwiek rodzaju”. Deklarację tę podpisało 18 uczonych niemieckich, w tym czterech laureatów Nobla: Max Born, Werner Heisenberg, Otto Hahn i Max von Laue.

Nowa teoria nadprzewodnictwa

J. Bardeen (laureat Nobla 1956), L. N. Cooper i J. R. Schrieffer proponują w liście do *Physical Review* nową teorię nadprzewodnictwa. Drobne vibracje elektronów w bardzo zimnym kryształach wywołują siły przyciągające, które łączą zewnętrzne elektrony atomów w spójną grupę. Wszystkie elektrony tej grupy poruszają się po liniach wzajemnie równoległych — nie dochodzi więc do zderzeń. Elektrony zachowują się tak jakby nie istniały poza nimi inne cząsteczki. Nowa teoria daje równanie stanu koherentnego elektronu i dobrze przewiduje temperatury, w których zanika nadprzewodnictwo różnych pierwiastków.

Jednocześnie w ZSRR prof. N. N. Bogolubow ogłosił prace w tej dziedzinie. Teorie te przedstawimy w najbliższych numerach czasopisma.

Reaktor rumuński

31 lipca 1957 r. w Instytucie Fizyki Atomowej Akademii Nauk Rumuńskiej Republiki Ludowej rozpoczął działanie reaktor jądrowy, dostarczony przez ZSRR. Jest to reaktor doświadczalny o mocy 2000 kW dający możliwość badań w dziedzinie fizyki neutronów oraz produkcji izotopów promieniotwórczych.

Dyrektor Instytutu — prof. H. Hulubei oświadczył, że wkrótce zostanie również uruchomiony cyklotron.

Instytut Badań Jądrowych w Kazachstanie

Akademia Nauk Kazachstańskiej SRR utworzyła Instytut Badań Jądrowych. Nowoutworzony Instytut rozporządza piętnastoma pracownikami wyposażonymi w najbardziej nowoczesne aparaty. Przedmiotem prac będą pokojowe zastosowania energii jądrowej.

Nowy reaktor w Saclay

4 lipca 1957 został uruchomiony w Centrum Badań Jądrowych w Saclay nowy reaktor E. L. 3. Jest to reaktor doświadczalny dający bardzo duży strumień neutronów. Paliwem jest wzbogacony uran chłodzony ciężką wodą w obiegu zamkniętym.

Atomowa szkoła morska

Rząd francuski postanowił założyć w Cherbourg szkołę dla oficerów marynarki, którzy służyć będą na okrętach o napędzie atomowym.

Nowa substancja ferroelektryczna

Bell Telephone Laboratories w Nowym Jorku wyprodukowały nowy materiał ferroelektryczny — siarczan trójglicyny. Koercyjne pole elektryczne dla tej nowej substancji wynosi 220 V/cm,

to znaczy tylko jedną piątą wartości dla tytanianu baru, punkt Curie jest 47°C, może być jednak podniesiony do 60°C dzięki zastąpieniu niektórych atomów wodoru przez deuter. Siarczan trójglicyny nie wykazuje zmęczenia po wielokrotnym użyciu i zachowuje przez dłuższy czas swoją polaryzację. Nowy materiał jest trwały chemicznie i nie rozkłada się przy zetknięciu z powietrzem.

Sztuczne satelity

Zgodnie z programem Międzynarodowego Roku Geofizycznego dwa państwa dysponujące największymi możliwościami w dziedzinie pocisków rakietowych, to jest ZSRR i USA, wystrzeliły w przestrzeń pozaatmosferyczną obiekty o dostatecznej prędkości początkowej, aby mogły się utrzymać na orbicie prawie stabilnej, zakłóconej jedynie przez opór wyższych warstw atmosfery, do której orbita zanurza się w pobliżu perigeum. Wielkim sukcesem techniki i nauki radzieckiej było uzyskanie pierwszeństwa w wyrzuceniu sztucznego satelity Ziemi w dniu 4 października 1957 r. Po upływie 1 miesiąca został wystrzelony drugi „sputnik” zaopatrzone już w pewien zespół przyrządów pomiarowych, a pierwszy uległ zniszczeniu — zgodnie z przewidywaniami w początku stycznia 1958 r. Pierwszy udany satelita amerykański „Alfa 1958” został wystrzelony 31 stycznia 1958 r.

Badania przy pomocy satelitów będą dotyczyły głównie promieniowania kosmicznego, geomagnetyzmu oraz zagęszczenia i zdolności penetracyjnej meteorytów i pyłu meteorytowego. W ZSRR bada się również problemy powrotu satelity do atmosfery ziemskiej i być może, że zagadnienie to zostanie pomyślnie rozwiązane.

„Annual Review of Nuclear Science”

Ukazał się tom 6 *Annual Review of Nuclear Science* pod redakcją J. Beekera. Na tom ten składa się trzy-

naście artykułów przeglądowych z różnych dziedzin fizyki jądrowej od promieniowania kosmicznego aż do radiobiologii. Między innymi zawiera obszerny artykuł Wolfensteina o polaryzacji szybkich nukleonów poparty danymi doświadczalnymi dla energii od 100 do 400 MeV. Właściwości średnich jąder o liczbie neutronów od 22 do 90 zostały opracowane przez Waya, Kundu, McGinnisa i van Lieshouta. Zastosowanie wielkich ciekłych liczników do detekcji neutrino podane jest w artykule Andersona i Hayesa. Tom zawiera również artykuły z dziedziny fizyki reaktorów.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Oddział Gdański

W pierwszym półroczu 1957 r. odbyły się cztery zebrania naukowe Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. J. Olszewski — Równanie relatywistyczne ruchu elektronu swobodnego,

prof. dr I. Adamczewski — Mechanizm przebiccia w cieczech,

prof. J. Mikulski — Termodynamiczna metoda symetryzacji kabli o izolacji styroflexowej do wysokokrotnej telefonii,

mgr Cyszek — Ostatnia burza magnetyczna.

Oddział zorganizował również odczyty dla uczniów szkół średnich:

mgr A. Kawski — Statyka i dynamika cieczy,

doc. dr W. Mościcki — Transformatory i prąd zmienny,

prof. dr I. Adamczewski — O zawodzie fizyka,

mgr inż. J. Liwo — Wyładowania w gazach,

S. Gralewski — Fale elektromagnetyczne,

mgr B. Piekara — Doświadczenia z ruchu obrotowego ciał,

prof. J. Sułocki — Lampy elektronowe i ich zastosowania,

mgr A. Kawski — Polaryzacja światła,

mgr B. Piekara — Siły bezwładności jako wstęp do teorii Einsteina,

H. Renk — Obrazy w soczewkach i zwierciadłach,

S. Gralewski — Interferencja i dyfrakcja światła,

mgr H. Łożykowski — Komórka fotoelektryczna i jej zastosowanie,

mgr O. Gzowski — Wrażenia barwne,

mgr B. Piekara — Drgania akustyczne (nagrywanie, odtwarzanie i analiza dźwięków),

mgr O. Gzowski — Promieniotwórczość naturalna oraz metody wykrywania cząstek jonizujących.

Oddział Gliwicki

W pierwszym półroczu odbyło się 8 posiedzeń naukowych, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. J. Szpilecki — Zagadnienia optyczne i elektryczne w telewizji barwnej i przestrzennej,

mgr inż. J. Strojek i mgr inż. R. Chruściel — Nowe przyrządy wykonane w Ośrodku Badań Koloidów przy Katedrze Fizyki Politechniki Śląskiej,

mgr A. Sycz — O polskich obserwacjach radioastronomicznych,

prof. J. Szpilecki — Wytwarzanie i oglądanie obrazów przestrzennych,

prof. J. Szpilecki — O kilku zastosowaniach termoelektryczności,

prof. J. Szpilecki — Stulecie urodzin Hertza,

doc. dr. S. Węgrzyn — Wrażenia z podróży naukowej do Czechosłowacji, Rumunii i Węgier.

Wygłoszono cykl odczytów popularnych dla uczniów szkół średnich:

mgr inż. J. Strojek — Telewizja czarno-biała,

mgr A. Sycz — Fale radiowe spoza Ziemi,

mgr A. Sycz — Budowa atomu,

mgr A. Sycz — Elektrownia atomowa,

mgr A. Sycz — Zjawiska optyczne w atmosferze,

mgr A. Sycz — Elektron na usługach człowieka,

mgr W. Przygocki — Elektronika w nowoczesnej fizyce.

Ponadto Oddział kontynuuje akcję dokształcania młodej kadry naukowej przez prowadzenie seminarium, na którym referaty wygłosili:

mgr I. Postępska — Teoria półprzewodników,

mgr J. Szpilecki — Aparatura fizyki jądrowej,

mgr B. Małucha — Reakcje jądrowe.

Oddział Krakowski

W pierwszym półroczu odbyło się 17 zebrań naukowych Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

doc. dr A. Hryniewicz — Oddziaływanie momentów magnetycznych jąder atomowych z polem ultraakustycznym,

doc. dr W. Kołos (Warszawa) — Nowe kierunki rozwoju teorii budowy drobin,

mgr J. Hennel — Mały cyklotron,

mgr A. Szkatuła i mgr J. Sciesiński — Prace nad wydajnymi detektorami neutronów termicznych napęnlionymi BF₃,

prof. dr L. Jurkiewicz — O kropelkowej komorze Glasera,

doc. dr A. Hryniewicz — VII Konferencja Spektroskopii Jądrowej w Leningradzie,

prof. dr J. Weyssenhoff — O niezachowaniu parzystości przy rozpadzie beta,

mgr A. Strzałkowski — Jugosłowiańskie Instytuty Jądrowe,

doc. dr A. Hryniewicz — Moskiewski Instytut Jądrowy,

doc. dr A. Hryniewicz — Rezonans jądrowy w bardzo słabych polach magnetycznych,

prof. J. Cockcroft (Harwell) — Problemy techniczne i naukowe rozwoju energetyki jądrowej,

prof. J. Rotblat (Londyn) — Zastosowanie izotopów promieniotwórczych,

prof. dr M. Mięśowicz — O interakcji jądrowej o energii powyżej 10¹⁴ eV (prace grupy kosmicznej Praha — Warszawa — Kraków),

doc. dr A. Grossman — Francuskie reaktory jądrowe i kierunki ich dalszej budowy,

prof. dr H. Niewodniczański — Niektóre akceleratory w instytutach fizycznych w Stanach Zjednoczonych.

Mgr J. Hennel wygłosił odczyt popularny „Pierwszy cyklotron krakowski”.

Oddział Krakowski PTF wspólnie z Senatem Uniwersytetu Jagiellońskiego i Akademią Umiejętności w Krakowie zorganizował uroczystą akademię dla uczczenia dwudziestej rocznicy śmierci Władysława Natanson'a. Sprawozdanie z tej akademii podaliśmy w poprzedniej Kronice.

Oddział Lubelski

W dniu 27 czerwca 1957 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału Lubelskiego PTF, na którym dokonano wyboru nowych władz Oddziału. Przewodniczącym został doc. dr Armin Teske, w skład Zarządu weszli: prof. Danuta Stachórska, mgr Stanisław Szpikowski, mgr Edward Dowgird i doc. dr Włodzimierz Żuk.

W pierwszym półroczu odbyło się 6 zebrań naukowych Oddziału, na których ogłoszono następujące referaty:

prof. dr W. Staszewski — Elektronowa fotografia astronomiczna,

doc. dr A. Teske — Wrażenia z podróży do Chin,

mgr T. Goworek — Pomiar czasu rzędu mikro- i milisekundy,

mgr M. Subotowicz — Impulsowe wyładowania w plazmie deuteru,

prof. dr I. Adamczewski (Gdańsk) — Oddziaływanie promieniowania na materię,

mgr M. Piłat — Zasada parzystości w fizyce.

Oddział Łódzki

W pierwszym półroczu Oddział urządził 9 odczytów dla nauczycieli:

prof. S. Karasek — Fale materii,

mgr T. Gawęcki — Analiza widmowa,

mgr H. Małecki — Półprzewodniki,

mgr A. Krzyżowski — Przepływ cieczy przez rury,

mgr A. Krzyżowski — Przepływ cieczy i gazów przez rury,

mgr K. Niedźwiedziuk — Sposoby demonstrowania,

prof. A. Zawadzki — Jądro atomowe,

mgr T. Gawęcki — Elektroliza,

mgr L. Lipiński — Telewizja.

Zorganizowano również serię 15 odczytów dla uczniów starszych klas szkół średnich.

Oddział Poznański

W pierwszym półroczu odbyły się 4 zebrania naukowe Oddziału, na których ogłoszono następujące referaty:

mgr P. Kiszkowski — Model świata na podstawie teorii względności,

prof. dr M. Kwiek — Pewne warunki brzegowe występujące w akustyce wnętrza,

prof. dr I. Adamczewski (Gdańsk) — O mechanizmie przebicia elektrycznego w ciekłych dielektrykach,

prof. B. Matuła — Koagulacja aerozoli.

Oddział zorganizował 3 odczyty popularno-naukowe:

doc. dr A. Hrynkiwicz (Kraków) — Zjawisko fotoelektryczne,

prof. dr I. Adamczewski (Gdańsk) — Oddziaływanie promieniowania na materię,

prof. dr K. Zarankiewicz (Warszawa) — Stan obecny astronautyki i perspektywy jej osiągnięć,

oraz 7 odczytów dla uczniów szkół średnich:

mgr H. Ratajczak — Indukcja elektromagnetyczna,

mgr J. Stankowska — Silniki i prądnice prądu przemiennego

mgr H. Dymaczewski — Transformatory,

mgr J. Stankowski — Lampy elektronowe,

mgr R. Konopka — Drgania elektryczne,

mgr J. Angerer — Fale elektromagnetyczne,

mgr J. Stankowski — Wybrane zagadnienia z mechaniki oraz proste demonstracje z fizyki.

Oddział Toruński

W marcu i kwietniu Oddział zorganizował cykl odczytów popularno-naukowych:

prof. dr L. Sosnowski (Warszawa) — Półprzewodniki w nauce i technice,

prof. dr J. Rayski — Co to jest kwantowa teoria pola,

prof. dr A. Sołtan (Warszawa) — Metody akceleracji cząstek,

prof. dr J. Pniński (Warszawa) — Cząstki elementarne.

Ponadto ogłoszono 35 popularnych odczytów w różnych miejscowościach Pomorza.

Oddział Warszawski

W pierwszym półroczu odbyło się 15 zebrań naukowych Oddziału, na których ogłoszono następujące referaty:

prof. dr H. Niewodniczański (Kraków) — Praca ze spektroskopii jądrowej prowadzone w laboratoriach leningradzkich,

mgr E. Skrzypczakowa — Spin i parzystość mezonu τ ,

mgr Z. Ryll — Rozkład ładunków w protonie,

mgr S. Siekierski — Reakcja $p - \pi^+$,

mgr J. Jastrzębski — Ważniejsze prace ze spektroskopii jądrowej referowane na zjeździe w Leningradzie,

doc. B. Buras — Ujemne temperatury bezwzględne,

doc. dr J. Plebański — Parzystość cząstek elementarnych,

mgr W. Kusch — Absorpcja w graficie elektronów z rozpadu μ ,

prof. dr A. Dorabalska (Łódź) — Wspomnienie o Irenie Joliot-Curie,

mgr J. Zakrzewski — Mezony μ jako katalizatory niektórych reakcji jądrowych,

A. Milovici C. Zupancic (Zagrzeb) — Prace z fizyki jądrowej w Jugosławii,

doc. dr O'Connor — Oddziaływanie neutronów z siecią krystaliczną,

mgr M. Sowiński — Emisja neutronów przy rozszczepieniu wywołanym cząstkami wielkiej energii,

mgr R. Mierzecki — Laboratoria optyczne ZSRR,

kand. nauk Z. Szymański — Model jądra indywidualno-zespołowy,

mgr J. Wilhelmi — Nowa metoda otrzymywania wielkiej dyspersji w spektroskopii rentgenowskiej,

mgr Z. Sujkowski — Polaryzacja kołowa kwantów gamma przy reakcji (n, γ) z neutronami spolaryzowanymi,

prof. dr L. Rosenfeld (Manchester) — Modele jądrowe,

prof. dr J. Cockcroft (Harwell) — Atomic Energy Research Establishment, doc. dr J. Werle — Konferencja w Rochester,

prof. dr J. Rotblat (Londyn) — Stany wzbudzone jąder atomowych,

prof. dr D. Hughes (Brookhaven) — Oddziaływanie neutronów w kryształach.

Ponadto Oddział zorganizował odczyty popularne dla uczniów szkół średnich:

mgr S. Zmysłowska — Z krainy barw,

mgr K. Rosiński — Polaryzacja światła i jej zastosowanie,

mgr S. Czarniecki — Elektron — ładunek elementarny,

mgr K. Rosiński — Widma a budowa materii,

mgr J. Auleytner — Promienie X,

mgr S. Gadowski — Jak się przewiduje pogodę,

mgr inż. O. Wołczek — Od uranu do plutonu,

mgr inż. O. Wołczek — Zastosowanie energii jądrowej,

prof. C. Ścisłowski — Fotelektryczność.

Oddział Wrocławski

W pierwszym półroczu odbyło się 14 zebrań naukowych Oddziału, na których ogłoszono następujące referaty:

mgr K. Fulińska — Zastosowanie interferencji do badania topografii powierzchni,

mgr B. Sujak — Wrażenia z pobytu w NRD,

mgr B. Sujak — Czy licznik Geigera pracujący w przedziale wyładowania ciągłego może wykryć promieniowanie jonizujące,

mgr K. Wojciechowski — Wpływ uporządkowania na oddziaływanie elektrostyczne między sąsiednimi atomami stopu podwójnego,

mgr A. Szaynok — Wpływ defektów sieci na elektryzację kryształów NaCl,

doc. dr J. Łopuszański — Próba modyfikacji metody grafów Feynmana,

mgr M. Łukasiewicz i mgr Zuczowski — Przegląd prac doświadczalnych nad dyskretnymi stratami elektronów w metalach,

mgr B. Sujak — Zastosowanie licznika Geigera do badania pól elektrostatycznych,

mgr L. Badian i mgr A. Jaśkiewicz — Badania polikrystalicznego $BaTiO_3$,

doc. dr J. Łopuszański — O pewnej metodzie wyprowadzenia równania Liouville'a,

mgr J. Lukierski — Statystyczne oddziaływanie dwukwantowe w atomie helu w ujęciu relatywistycznym,

mgr A. Pawlikowski — Relacje dyspersyjne a teoria cząstek elementarnych,

mgr W. Zdanowicz — Otrzymywanie spektralnie czystego bizmutu metodą topienia strefowego,

mgr A. Pawlikowski i mgr Rybarska — O zastosowaniu metody zmiennych dodatkowych Zubariewa w fizyce statystycznej.

Oddział zorganizował 7 odczytów popularno-naukowych:

mgr K. Wojciechowski — Fizyka w życiu codziennym,

mgr K. Wojciechowski — Fizyka lotów kosmicznych,

mgr Ł. Wojda — Wybrane zagadnienia z akustyki,

mgr H. Konwent — Promienie kosmiczne,

prof. S. Przestalski — Zastosowanie izotopów promieniotwórczych w medycynie i rolnictwie,

mgr J. Czerwonko — Promienie kosmiczne,

mgr K. Wojciechowski — Loty kosmiczne.

Walter Weizel — **Fizyka Teoretyczna. Budowa materii** tom II, część 1. tłum. z niemieckiego W. Zientek. PWN Warszawa 1957, str. 501, cena zł 60.

TREŚĆ: Elementarna teoria atomu: Cegiełki materii i ich właściwości. Najprostsze prawidłowości doświadczalne w widmach liniowych i ich interpretacja. Struktura i własności atomów. Natężenie i polaryzacja linii widmowych. **Teoria kwantów:** Falowo-mechaniczne sformułowanie teorii kwantów. Postać macierzowa teorii kwantów. Statystyczna interpretacja teorii kwantów. Kwantowa teoria układów zależnych od czasu. Ruchy translacyjne. Relatywistyczna teoria kwantów. Układy złożone z cząstek identycznych. Kwantowa teoria pól falowych. **Cząsteczki. Wiązania chemiczne.** Konfiguracja elektronów w cząsteczkach. Wiązania chemiczne. Ruch drgający i rotacje cząsteczek dwuatomowych. Widma cząsteczkowe. Widma pasmowe. **Statystyka.** Statystyka klasyczna i jej stosunek do teorii kwantów. Statystyka Bosego i statystyka Fermiego.

Jak widać z spisu rozdziałów materiał zawarty w książce Weizela można znaleźć w wydanych już poprzednio podręcznikach mechaniki kwantowej Rubinowicza, Błochincewa, Heitlera i Szpolskiego. Wyjątek stanowi teoria pól kwantowych. Stanowi ona jednak mały fragment książki (40 stron).

Fizyka Teoretyczna nie wydaje się być dobrym podręcznikiem dla studentów z uwagi na liczne błędy, niejasne sformułowania oraz chaotyczny układ materiału. W części pierwszej poświęconej starszej teorii kwantów umieszczono niewiadomo dlaczego rozwiązanie zagadnienia wodoru i częściowo zagadnienia helu. Ponieważ interpretacja funkcji falowej podana jest dopiero w następnej części, o funkcji własnej rozwiązującej zagadnienie wodoru autor pisze, że „określa ona kształt, który może przyjąć elektron”. Zawartość pierwszej części wybiega poza odpowiednie paragrafy podręcznika prof. Rubinowicza jedynie przytoczeniem rachunków dla reguły wyboru. Część druga poświęcona jest nowszej teorii kwantów. Pierwszy jej rozdział rozpoczyna się nieprzekonywającym uzasadnieniem konieczności wprowadzenia funkcji falowej oraz podaniem związku między operatorami a wielkościami obserwowanymi. Znajdujemy tu szereg fałszywych sformułowań. Np.: „Możemy sobie wyobrazić, że obecność cząstki wywołuje zmianę przestrzeni mogącą zająć dwoma różnymi przeciwstawnymi sobie sposobami (np. rozrzedzenie i zgęszczenie),” lub „Opisujemy je (cząstki — I. B.) przy pomocy funkcji gęstości ϱ ($\varrho(x) = \psi^*(x)\psi(x)$ — I. B.), przypisującej każdemu elementowi objętości przestrzeni dr ułamek ϱdr całej cząstki.”

Pierwszy rozdział tej części zawiera podstawy matematyczne własności i funkcje własne, ortogonalność, układ zupełny, własności macierzy, transformacje unitarne) wraz z elementami zastosowań (moment pędu, stany stacjonarne, degeneracja). Dążenie do umieszczenia dużego materiału w małej objętości odbiło się tutaj ujemnie na wartości książki. Szczególnie jaskrawo widać to w paragrafie *Współrzędne uogólnione*, gdzie autor podaje kilka wzorów bez jakiegokolwiek uzasadnienia zastępując to ostatnie zdaniem: „Oczywiście trzeba uważać, by dobrze wyrazić \hat{F} przez \hat{p} i \hat{q} ”. Co znaczy owo „dobrze” nie wiadomo. W rozdziale *Postać macierzowa teorii kwantów* znajdują się obok paragrafu poświęconego macierzowemu ujęciu oscylatora harmonicznego również paragrafy traktujące o ogólnych zagadnieniach mechaniki kwantowej (np. rachunek zaburzeń, reguły komutacyjne, równania kanoniczne), które autor niesłusznie wiąże z postacią macierzową teorii. Jak wiadomo związki te są słuszne niezależnie od

reprezentacji. Jako przykłady zastosowania teorii podano w tym rozdziale efekty Starka i Zeemana. Następny rozdział poświęcony jest interpretacji probabilistycznej. Opracowany jest niejasno, chaotycznie i zawiera szereg fałszywych stwierdzeń. Najlepszym tego przykładem jest ujęcie zagadnienia wpływu pomiaru na stan. Znaleźć tu można obok zdań słusznych („Pomiar własności G zmienia funkcję falową”) zdania sprzeczne z nimi („Można sobie wyobrazić urządzenie, które mierzy energię atomu nie wywołując w procesie pomiaru zmian energetycznych”). Możliwość otrzymania różnych wyników pomiaru wyjaśnia autor niesłusznie zmianą stanu układu w czasie. Opis matematyczny procesu pomiaru („Proces powoduje unitarną transformację macierzy F i mierzy jedną z jej wartości własnych”) jest również fałszywy. Rozdział następny zawiera zaraz na wstępie poważny błąd. Autor pisze: „ $H - i\hbar \partial/\partial t = 0$ ”. Jak wiadomo lewa strona tej równości znika jedynie w działaniu na stan. Żądanie, aby równość ta była spełniona przez operatory jest nieuzasadnione. W dalszym ciągu rozdziału znajduje się rachunek zaburzeń zależny od czasu i jego zastosowania (promieniowania, fotoefekt, efekt Comptona, półklasyczna teoria emisji). Rozdział V zawiera rozważania na temat cząstek swobodnych (fale de Broglie’a, paczki fal, efekt tunelowy). Rozdział ten mógłby być umieszczony na początku nowszej teorii kwantów z uwagi na elementarny charakter przykładów. W *Relatywistycznej teorii kwantów* autor wprowadza niezwykle rzadko spotykane w literaturze oznaczenia używając np. \square jako gradientu czterowymiarowego lub liter gotyckich do oznaczenia wektorów czterowymiarowych. W rozdziale tym autor mylnie podaje, że spinory ψ_a i ψ_b , z których zbudowany jest bispinor odpowiadają dodatnim i ujemnym energiom. Ostatnie kilkadziesiąt stron dotyczących mechaniki kwantowej zawiera teorię układów identycznych cząstek. Rozdział VIII *Kwantowa teoria pól falowych* jest pobieżnym streszczeniem pierwszych stu stron podręcznika Wentzla *Einführung in die Quantentheorie der Wellenfelder*. Trzecia część książki poświęcona chemii kwantowej nie wykracza poza wydaną niedawno książkę Heitlera. Reasumując należy stwierdzić, że wybór książki Weizela do tłumaczenia na język polski był niezbyt szczęśliwy.

Na specjalne omówienie zasługuje dyletancki przekład. Każda niemal strona zawiera liczne błędy językowe i merytoryczne. Np.: „Podstawową własnością cząstki elementarnej jest również niemożność „rozpuszczenia” się na części składowe” (str 126) lub „Funkcja Diraca $\delta(\vec{r}, \vec{r}')$ znika zawsze, gdy \vec{r} i \vec{r}' różnią się od siebie znacznie, a osiąga bardzo duże (!) wartości, gdy \vec{r} i \vec{r}' niewiele się od siebie różnią”. Tłumacz nie zna polskiej nomenklatury fizycznej. Zastępuje ogólnie przyjęte terminy własnymi niezbyt szczęśliwie stworzonymi (np. „operator własnościowy”, „macierz energetyczna”, „macierz stopniowa”, „tensor światowy”, „kontynuálne funkcje” itp.). Trudne do uzasadnienia jest zastąpienie terminu „przestrzeń spinu izotopowego” terminem „izotropowa przestrzeń spinowa”. Na własną rękę wprowadza też tłumacz nowe oznaczenia (np. \vec{A}_4 — czterowymiarowy wektor potencjału, \vec{u} — wektor stanu). Słaba znajomość języka niemieckiego autora przekładu sprawia, że wielokrotnie zmienia on w sposób czasami nawet zabawny treść oryginału tłumacząc np. „feiner Strahl” jako „delikatny promień” lub „diskrete Teilchen” jako „subtelne cząstki”. Tłumacz uzupełnia przekład własnymi licznymi przypiskami. Część z nich nie jest opatrzona nawet uwagą „przyp. tłum.”. Stosuje on je w tych miejscach, w których ma wątpliwości co do nomenklatury. Podaje np. alternatywnie takie terminy jak: punkt skupienia (granica), reguła przemienności (zamiany), dyskretny (wybrany) zbiór wartości, anoda (płytką). Część przypisków tłumacza wskazuje na niezgodność oryginału z materializmem dialektycznym. Np.: „Z punktu widzenia materia-

lizmu dialektycznego sformułowanie to nie jest poprawne (chodzi o sformułowanie: „gaz składa się z cząstek wypełniających znikomą część przestrzeni” — I. B.) Przestrzenność jest bowiem atrybutem materii i tylko materii. Ściśle należałoby więc mówić o przestrzeni związanej (lub odpowiadającej) z korpuskularną postacią materii. Przestrzeń ta jest mała w porównaniu z przestrzenią odpowiadającą niekorpuskularnej postaci materii (przyp. tłum.).”

I. Birula-Białynicki

A. F. Joffe — **Półprzewodniki w fizyce współczesnej**, z języka rosyjskiego tłumaczył Z. Kopeć, PWN 1956

Z radością powitać należy polski przekład książki akademika A. F. Joffego *Półprzewodniki w fizyce współczesnej*. Ta interesująca książka napisana prosto i przystępnie porusza wiele zagadnień i oświetla je wielostronnie. Nacisk kładzie przede wszystkim na opis tych zjawisk w półprzewodnikach, które znajdują ważne techniczne zastosowania. Podkreślanie zastosowań jest przewodnim motywem całej książki. We wstępie przytoczył autor blisko dwadzieścia różnorodnych zastosowań półprzewodników. Cel jaki sobie stawia przede wszystkim to opis i wyjaśnienie w sposób dostępny dla inżynierów i chemików zjawisk zachodzących w półprzewodnikach. W przedmowie do wydania polskiego mówi: „Szczegółowa analiza każdego zagadnienia powiększyłaby niezmiernie rozmiary książki i utrudniłaby jej studiowanie. Z drugiej zaś strony nie tylko fizycy, ale również inżynierowie i chemicy odczuwają brak takiej książki, która by ich zapoznała z podstawowymi faktami z dziedziny półprzewodników i z poglądami, które pozwalają wiązać ze sobą te fakty.”

W celu właściwego ustawienia półprzewodników wśród innych materiałów przewodzących autor rozpoczyna od opisu własności elektrolitów stałych, następnie omawia własności elektronowe metali i po takim przygotowaniu przechodzi do opisu półprzewodników. Daje krótki zarys teorii kwantowej kryształów, przy czym teoria jest tu naszkicowana w sposób możliwie najprostszy, i następnie przechodzi do bardziej szczegółowej analizy różnych materiałów półprzewodnikowych i najważniejszych zjawisk w nich zachodzących. Opisane są rozmaite mechanizmy rozpraszania elektronów w półprzewodnikach, zmiana oporu w polu magnetycznym, zjawisko termoelektryczne, fotoprzewodnictwo, fotoefekt zewnętrzny, termoemisja, emisja wtórna, zjawiska kontaktowe, prostowanie itd.

Wielką zaletą wykładu jest ilustrowanie każdego omawianego zagadnienia przejrzystymi i przekonywającymi danymi liczbowymi. Przykłady są tak dobrane, że uważny czytelnik tej książki będzie na pewno dobrze zorientowany, z jakimi rządami wielkości ma do czynienia w każdym konkretnym wypadku. A jest to w nauce o półprzewodnikach szczególnie ważne.

W celu zwiększenia praktycznej użyteczności byłoby może korzystne wzbogacenie tej książki w nowsze i liczniejsze tabele oraz wykresy sporządzone w większym formacie.

W rozdziale V opis metod pomiaru podstawowych wielkości charakteryzujących półprzewodnik jest bardzo przejrzystym wprowadzeniem przeglądowym i może dać pojęcie o zasadniczych wielkościach dostępnych pomiarowi, nie zawsze jednak jest dość wyczerpujący dla kogoś, kto chce przystąpić do aktualnych doświadczeń w laboratorium.

Mocną stroną tej monografii o półprzewodnikach jest należyte podkreślanie przy każdej okazji roli domieszek i zwracanie uwagi na budowę i skład chemiczny materiałów półprzewodnikowych. Wiadomo, jak decydującą rolę mają domieszki we wszystkich zjawiskach półprzewodnikowych. Autor znakomicie potrafił uwypuklić te zależności posługując się bogatym materiałem doświadczalnym, częściowo opartym na własnym poważnym dorobku naukowym. Klasyfikacji półprzewodników zwłaszcza z punktu widzenia ich składu chemicznego poświęcony jest obszerny rozdział ostatni.

Interesująco opisane są w tej monografii zjawiska w warstwach pogranicznych, zjawiska, które dziś, w epoce transistorów, mają największe chyba praktyczne znaczenie. Opis daje dobre pojęcie o istocie procesów na granicy dwóch ośrodków, trzeba jednak powiedzieć, że ilościowych związków podano niewiele. Teoria barierowa foto-przewodnictwa nie znalazła może właściwego uwzględnienia, brak również wzmianki o nowych odkryciach związanych z badaniami takich zjawisk jak efekt polowy czy efekt kanałowy w półprzewodnikach.

Jeżeli chodzi o bardziej teoretyczne badania, to nie zostały uwzględnione w tej książce ani rezonans cyklotronowy w półprzewodnikach, ani doświadczenia nad różnymi rodzajami rekombinacji itp. Pamiętać jednak należy o charakterze i celu tej książki, która stara się przede wszystkim dać prosty opis faktów podstawowych, tych w pierwszym rzędzie, które już obecnie znalazły techniczne zastosowania.

Siłą książki stanowi przede wszystkim jasność i przystępność wykładu. Jest ona doskonałym wprowadzeniem w ważną naukę o półprzewodnikach. Przekład polski jest niezły, jakkolwiek stylistycznych niepoprawności jest sporo. Parę zwrotów jest wręcz błędnych. Niektóre wykresy reprodukowane są w książce w tak małej skali, że ich praktyczna użyteczność staje się wątpliwa.

Maciej Suffczyński

T R E Ś C

Z. A. Klemensiewicz — Tadeusz Gcdlewski (1878—1921)	613
J. Cockcroft — Ośrodek Badawczy Energii Atomowej w Harwell	623
Z. Szymański — Zastosowanie kolektywnego modelu jądra atomu	641
T. D. Lee — Przegląd słabych oddziaływań	659
J. Nikliborc — Połowa mikroskopia elektronowa	673
M. Gaj — Obiektywy zwierciadlane	691
 NOWOŚCI NAUKOWE	
Nowe elektrooptyczne własności germanu (<i>J. Filiński</i>)	699
 ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Międzynarodowa szkoła fizyki w Warendzie (<i>M. Suffczyński</i>)	701
Z pobytu w jugosławiańskiej letniej szkole fizyki (<i>Br. Kuchowicz</i>)	704
 KRONIKA	 707
 RECENZJE	
W. Weizel — Fizyka Teoretyczna. Budowa materii (rec. <i>I. Birula-Białynicki</i>)	717
A. F. Joffe — Półprzewodniki w fizyce współczesnej (rec. <i>M. Suffczyński</i>)	719

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ANDRZEJ SOLTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz

Doc. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik

Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu

Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI

Gliwice — Prof. mgr JÓZEF SZPILECKI

Kraków — Doc. dr JERZY JANIK

Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE

Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — Prof. dr MAREK KWIEK

Szczecin — Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI

Toruń — Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

Warszawa — Prof. dr Jan Roliński

Wrocław — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI

Cena zł 15.—