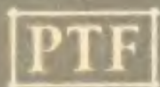


POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM VIII

ZESZYT 3

1957

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Kazimierz Rosiński (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Ryszard Gajewski (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 VII. ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1956

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

Nakład 2546+108 egz.	Do składania 30.III.56 r.
Ark. wyd. 9,65 druk. 8,25	Podpisano do druku
Papier druk. śat. 70g V kl. 70×100	Druk ukończono w czerwcu 1956
Cena zł 11,—	Zamówienie nr 470

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej Warszawa. B-7-26066



GRZEGORZ LANDSBERG

Roman Mierzecki

Institut Fizyki
Uniwersytetu Warszawskiego

Grzegorz Landsberg

1890—1957

Nie udało mi się, niestety, poznać osobiście jednego z najwybitniejszych optyków współczesnych — Grzegorza Landsberga, członka Akademii Nauk Związku Radzieckiego. Przybyłem do Moskwy z końcem listopada ubiegłego roku. Grzegorz Landsberg był już wtedy ciężko chory. W ciągu grudnia i stycznia śmiertelna choroba tego uczonego rzuciła cień na rozmowy z wielu optykami radzieckimi. Grzegorz Landsberg zmarł 2 lutego 1957 roku. Pobyt mój trwał jeszcze przez cały luty. Licznym uczniom i przyjaciółom uczonego trudno było pogodzić się ze świeżą stratą i nieraz w rozmowach wracali oni myślą do chwil wspólnie ze zmarłym spędzonych.

Grzegorz Landsberg urodził się w roku 1890 w Wołogdzie. W roku 1913 ukończył z bardzo dobrym wynikiem studia fizyczne na Uniwersytecie Moskiewskim i rozpoczął pracę naukową jako asystent. W r. 1915 ogłasza swą pierwszą publikację na temat przygotowania bardzo wielkich oporów. W tym też roku zostaje zmobilizowany i skierowany do laboratorium Związku Ziemińskiego. Po wojnie wraca w roku 1918 do pracy dydaktycznej i naukowej. Początkowo pracuje w kilku mniejszych zakładach naukowych, a w r. 1923 zostaje profesorem dzisiejszego Instytutu Pedagogicznego w Moskwie oraz asystentem, a potem docentem katedry fizyki teoretycznej Uniwersytetu Moskiewskiego. W latach 1932—1935 był kierownikiem katedry fizyki ogólnej Uniwersytetu Moskiewskiego. W roku 1935 przerywa na dziesięć lat pracę pedagogiczną poświęcając się wyłącznie pracy naukowej. Od roku 1934 po przeniesieniu do Moskwy Akademii Nauk ZSRR był kierownikiem laboratorium optycznego Instytutu Fizyki Akademii Nauk, a od roku 1937 przewodniczącym Komisji do Spraw Spektroskopii Akademii Nauk ZSRR. Oba te stanowiska zajmował do końca swego życia, wpływając na wszystkie badania spektroskopowe w Związku

Radzieckim, biorąc czynny i kierowniczy udział we wszystkich radzieckich konferencjach spektroskopowych.

W roku 1945 wraca jednak również do pracy dydaktycznej, której rolę cenił bardzo wysoko. Zajmuje kolejno stanowiska profesora fizyki ogólnej w Moskiewskim Instytucie Mechanicznym, profesora optyki na Uniwersytecie Moskiewskim, a następnie w Moskiewskim Instytucie Fizyko-technicznym. Na wszystkich stanowiskach dydaktycznych przejawia żywą działalność, czego dowodem jest kilka podręczników fizyki, które wyszły pod jego redakcją, oraz znany ogólnie podręcznik optyki.

Zagadnieniami optyki, w szczególności spektroskopii molekularnej, zajął się Grzegorz Landsberg w roku 1925 po przybyciu do Moskwy Leonida Mandelsztama. Obaj ci uczeni doskonale się uzupełniali. Mandelsztam był doskonałym teoretykiem, Landsberg — bystrym, starannym i krytycznym eksperymentatorem. Wieloletnia współpraca tych uczonych doprowadziła do doniosłych odkryć.

Pierwszym problemem, na który zwrócili oni uwagę, było rozpraszanie światła przez kryształy. W owym okresie nie było jeszcze w ogóle wiadomo, czy takie zjawisko występuje. Doświadczalne wykrycie światła rozproszonego w tych warunkach było bardzo trudne, ponieważ różne uboczne efekty dawały tło znacznie silniejsze od samego zjawiska. Z teorii Mandelsztama wynikało, że szukane rozproszenie może być wynikiem fluktuacji gęstości kryształu zachodzących pod wpływem akustycznych fal Debye'a. Dla sprawdzenia tej teorii Landsberg przeprowadzał pomiary natężenia światła rozproszonego w różnych temperaturach, oddzielając w ten sposób wpływ czynników ubocznych niezależnych od temperatury i od zmieniającego się wraz z temperaturą właściwego rozproszenia.

Stwierdzenie, że światło jest rozpraszane przez kryształy, nasunęło możliwość potwierdzenia drugiego wniosku, który również wynikał z teorii Mandelsztama, a także z teorii Brillouina dotyczącej efektu Dopplera w świetle rozproszonym na przesuwającej się w kryształach fali. Z obu tych teorii wynikało, że linia rayleighowska rozproszona przez kryształ powinna mieć subtelną strukturę. Efekt ten został w roku 1930 zaobserwowany przez Mandelsztama i Landsberga oraz przez Grossa w doświadczeniach przeprowadzonych za ich radą. Zagadnieniem rozproszenia światła na falach akustycznych w kryształach interesował się Landsberg do końca życia. Prace w tej dziedzinie prowadził w jego laboratorium Bażulin, a obecnie kontynuuje je Fabieliński.

W trakcie poszukiwań subtelnej struktury linii rayleighowskiej Mandelsztam i Landsberg natrafili na zupełnie nowe zja-

wisko mające duże znaczenie dla nauki. W widmie światła rozproszonego w kryształach kwarcu i kalcytu znaleźli oni w roku 1928 nowe linie, zbyt odległe jednak od linii wzbudzającej, by ich pojawienie można było tłumaczyć modulacyjnym wpływem fal debyeowskich. Nasuwało się przypuszczenie, że padająca fala świetlna uległa modulacji pod wpływem drgań atomów w drobinach, w których częstości były znane z widm absorpcyjnych w podczerwieni. Równocześnie i niezależnie podobne linie odkrył w widmie światła rozproszonego przez ciekły benzen i inne ciecze aromatyczne uczony hinduski R a m a n. Publikacje R a m a n a wyprzedzają o kilka miesięcy odpowiednie publikacje uczonych radzieckich. Warunki doświadczenia przeprowadzonego przez uczonych radzieckich były jednak trudniejsze, ponieważ obserwowany przez nich efekt jest znacznie słabszy. Przed ogłoszeniem swego odkrycia starannie sprawdzili oni swój układ optyczny i wykluczyli wszelkie możliwe efekty uboczne. L a n d s b e r g nigdy w rozmowach nie poruszał sprawy pierwszeństwa odkrycia zjawiska. Nie było to dla niego istotne. Samo zjawisko nazywał zarówno zjawiskiem kombinacyjnego rozproszenia, jak i zjawiskiem Ramana. Badaniem nowego rodzaju widm zajmował się L a n d s b e r g również do końca życia. W jego pracowni badano temperaturową zależność linii ramanowskich w szerokich granicach temperatur, badano wpływ rozpuszczalnika na widma ramanowskie rozpuszczalnych substancji, a także w ostatnich latach zwrócono po raz pierwszy uwagę na szerokość linii ramanowskich jako cechę charakterystyczną i opracowano metody jej pomiaru.

Nie można w krótkim artykule omówić wszystkich prac, które wraz ze swymi uczniami wykonał Grzegorz L a n d s b e r g. Wspomnieć jednak należy jeszcze o odkrytym w roku 1931 wraz z Leonidem M a n d e l s z t a m e m zjawisku selektywnego rozpraszania światła. W trakcie badań nad fluorescencją badacze ci stwierdzili, że pary rtęci w obszarze bliskim linii rezonansowej (2537 Å) rozpraszają linię cynku 2558 Å 12,4 razy silniej niż linię 2502 Å, a następnie przebadali zależność tego rozpraszania od ciśnienia.

Działem pracy Grzegorza L a n d s b e r g a, wymagającym osobnego omówienia, są jego próby wprowadzenia do przemysłu metod spektralnych. Prace te prowadzone były od przeszło dwudziestu lat. L a n d s b e r g sam udał się do fabryk metalurgicznych, poznał proces produkcji i wysunął problemy naukowe, których rozwiązanie metodami spektralnymi pozwoliło go ulepszyć. Tak więc już w roku 1933 L a n d s b e r g wprowadza metody analizy widmowej do radzieckiego przemysłu metalurgicznego, opracowuje nowe typy przyrządów — staloskopów i fotometrów, przeprowadza badania warunków powtarzalności wyników przez

wyjaśnienie procesów zachodzących w czasie wyładowania w łuku i w iskrze. Ta grupa prac kontynuowana jest obecnie pod kierunkiem jego ucznia S. Mandelsztama.

Ostatnią wielką pracą Landsberga, którą wykonał wraz ze swymi uczniami Bażulinem i Suszczyńskim było przebadanie widm ramanowskich około 150 węglowodorów występujących w ropie naftowej wraz z oznaczeniem natężenia i szerokości linii. Wyniki tych prac zebrane w obszernej monografii pozwalają przeprowadzać analizę mieszanin węglowodorów w laboratoriach przemysłowych.

Wszelkie zagadnienia opracowywał Landsberg możliwie wszechstronnie. Zjawiska starał się wyjaśnić, ująć ilościowo i zastosować w praktyce. Był całkowicie oddany nauce i miał odwagę przekonań. Każdy kto naprawdę pragnął poświęcić się nauce, znajdował u niego poparcie i pomoc. Pracował do ostatnich dni i jeszcze tydzień przed śmiercią omawiał ze swymi uczniami plany dalszych badań.

Grzegorz Landsberg długo pozostanie w pamięci nie tylko fizyków radzieckich.

W. Elenbaas

Pięćdziesięciolecie wysokoprężnej lampy rtęciowej*

W roku bieżącym upływa 50 lat od wynalezienia pierwszej lampy rtęciowej, która znalazła praktyczne zastosowanie i stała się punktem wyjścia dalszego postępu w tej dziedzinie. Był to wielki sukces na polu fizyki technicznej polskiego fizyka T. Reczyńskiego, późniejszego profesora Politechniki Lwowskiej. Wspomnienie o Reczyńskim napisane przez jednego z jego lwowskich współpracowników zamieścimy w jednym z najbliższych zeszytów.

Redakcja

W lecie 1906 r. ukazała się w *Annalen der Physik* praca Kücha i Reczyńskiego o wytwarzaniu światła przy wyładowaniu w parach rtęci pod wysokim ciśnieniem [1]. Wyładowanie odbywało się w rurce kwarcowej; elektrodami były dwa zbiorniczki rtęci (rys. 1). Poprzez lekkie pochylenie lampy łączyło się rtęć z obu zbiorniczków, przerwanie tego połączenia wywoływało zapalenie się łuku. Przez odpowiednie dobranie mocy zasilania i strat cieplnych w obszarach elektrod Küch i Reczyński osiągnęli w swojej lampie prężność pary wielu atmosfer, a wydajność świetlną około 50 lumen/wat. W ten sposób po raz pierwszy udało się uzyskać z dużą wydajnością światło z wyładowania gazowego — chociaż na razie to źródło światła nie miało bezpośredniego zastosowania do celów oświetleniowych. W znanych uprzednio wyładowaniach pod niskim ciśnieniem nie udało się wytworzyć światła z wydajnością większą od kilku lumenów/wat (rys. 2)**.

* Tłumaczenie z czasopisma Philips Technical Review, No 6 (1956/57).

** W łuku rtęciowym niskociśnieniowym wytwarzane jest głównie krótkofalowe promieniowanie nadfioletowe. Dokładne wyjaśnienie tego zjawiska można znaleźć na przykład w artykule G. Hellera *Comparison between discharge phenomena in sodium and mercury vapour lamps*, Philips Techn. Rev. 1, 2 i 70 (1936). Wiele czasu upłynęło od r. 1906, zanim poznano, jak promieniowanie nadfioletowe może być przekształcane przy pomocy fluorescencji w światło widzialne i jak wyładowanie rtęciowe pod niskim ciśnieniem może być używane w źródłach światła o wielkiej wydajności (rurowe lampy fluorescencyjne tzw. świetlówki).

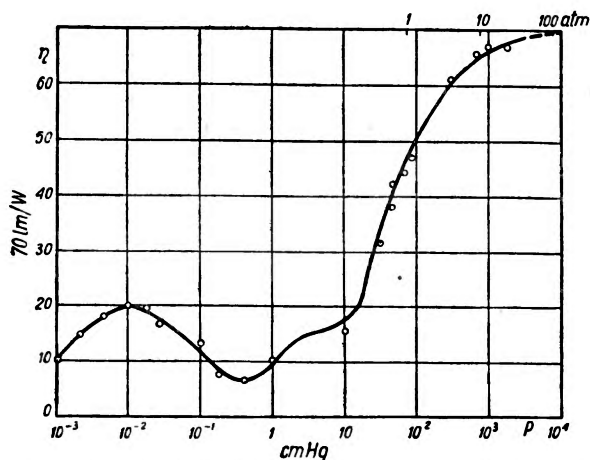
Ze względu na dużą zawartość nadfioletu w promieniowaniu lamp rtęciowych wysokoprężnych były one stosowane głównie do celów medycznych jako „lampy słoneczne”.

Dziś, w pięćdziesiąt lat po pionierskiej pracy K ü c h a i R e c z y ń s k i e g o, interesujące będzie nakreślenie dalszego rozwoju prac nad wyładowaniami w rtęci pod dużym ciśnieniem. Z grubsza możemy po-



Rys. 1. Wysokoprężna lampa rtęciowa K ü c h a i R e c z y ń s k i e g o

dzielić ubiegły okres na połowy: pierwsza z nich przynosi niewiele zmian w pierwszej lampie, natomiast w ciągu drugiej odbywa się intensywny rozwój prowadzący do wyprodukowania wielu bardzo różnorodnych typów lamp.



Rys. 2. Wydajność świetlna η wyładowania w parze rtęci w funkcji prężności pary p ; natężenie prądu i średnica rury pozostają stałe

Okres tego szybkiego rozwoju rozpoczął się przez wprowadzenie katody tlenkowej i dodatku gazów szlachetnych do par rtęci. Katoda tlenkowa była znana już od r. 1903 (W e h n e l t) i stosowana w lampach próżniowych, ale dopiero około r. 1930 przekonano się o możliwości zastosowania jej do rtęciowych lamp wysokoprężnych. Wyłado-

wania pod niskim ciśnieniem w parach rtęci z dodatkiem gazów szlachetnych pod niskim ciśnieniem były znane od r. 1910 (Claude i inni). Wprowadzenie tych dwóch innowacji umożliwiło zapalenie lamp rtęciowych wysokoprężnych bez konieczności ich przechylenia, a przy odpowiedniej geometrii (wraz z dodatkowymi elektrodami itp.) zapłon może się odbywać przez włączenie napięcia sieciowego 220 V. Dzięki temu zaczęto używać tych lamp do celów oświetleniowych, w szczególności do oświetlania ulic, otwartych przestrzeni, hal fabrycznych i innych miejsc wymagających źródeł światła o wysokiej wydajności (w lampach żarowych można osiągnąć jedynie 15 lumenów/wat), tam gdzie podówczas nie stawiano wysokich wymagań, aby oświetlenie nie zmieniało barwy przedmiotów.

Istotnym rysem nowych lamp było to, że ilość rtęci w naczyniu była akurat wystarczająca, aby nastąpiło całkowite wyparowanie przy osiągnięciu pożądanego ciśnienia. To zabezpieczało od nadmiernego wzrostu ciśnienia w przypadku zbyt wysokiego napięcia lub zbyt wysokiej temperatury otoczenia.

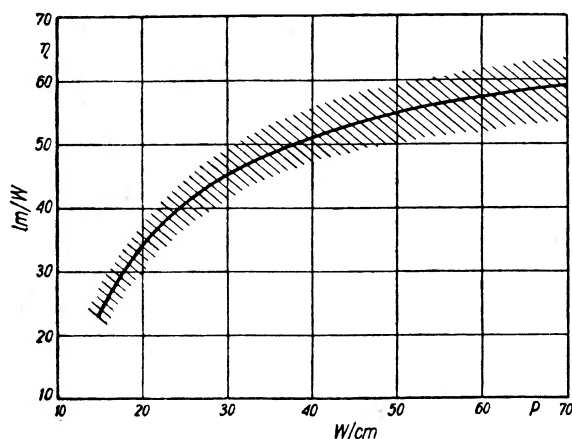
Pierwsze wysokoprężne lampy rtęciowe do celów oświetleniowych były wykonywane z twardego szkła trudnotopliwego (mięknącego przy około 700°C), a nie z kwarcu, którego użyli Reczyński i Küch. Przyczyną tego była nie tylko wysoka cena kwarcu, ale również trudność wprowadzenia elektrod przez kwarc. Był to zasadniczy i wciąż powracający problem w lampach tego typu. Metoda stosowana przez Kücha i Reczyńskiego polegająca na wytaczaniu w kwarcu stożkowych otworów i wprowadzaniu do nich dokładnie dopasowanych stożków metalowych nie nadawała się do lamp wytwarzanych w skali przemysłowej, a wtapianie drutów w kwarc sprawiało jeszcze poważne trudności w latach trzydziestych.

Dla jednego z typów tych lamp wysokoprężnych (typ HO) zasilanych z sieci przez dławik moc wynosiła około 400 W, a ciśnienie wewnątrz lampy około 1 atm. Naczynie, w którym odbywało się wyładowanie otoczone było zewnętrzną osłoną. Ułatwiało to manipulowanie lampą, a przy użyciu jej na otwartym powietrzu chroniło ją od wiatru, mogącego nadmiernie ją chłodzić i przez to przeszkadzać osiągnięciu właściwej temperatury, a zatem i właściwej prężności pary.

Dalszy rozwój wysokoprężnej lampy rtęciowej poszedł różnymi torami w laboratoriach różnych wytwórni. W Zakładach Philipsa zwrócono uwagę przede wszystkim na fakt, że wydajność świetlna wyładowania elektrycznego w parze rtęci o wysokiej prężności zależy głównie od P , to jest od mocy przypadającej na cm długości łuku, w słabym zaś stopniu zmienia się ze średnicą rury i z ciśnieniem powyżej

pewnej określonej jego wartości. Wzrost P w zależności od η przedstawia rys. 3.

Taki przebieg jest wywołany zwięźaniem się obszaru wyładowania. Obok ciśnienia, które pozostaje jednakowe w całym naczyniu, czynnikiem miarodajnym dla wzbudzenia i jonizacji w wyładowaniu w parze wysokoprężnej jest temperatura zgodna z równaniami Boltzmanna i Sahy [2]. Temperatura spada wzdłuż promienia rury od osi ku ściankom w wyniku oddawania ciepła otoczeniu. Z tego względu wyładowanie odbywa się głównie w pobliżu osi rury, gdzie temperatura dochodzi do wartości rzędu 6000°K . W wyniku tego zwięźenia obszaru wyładowania straty ograniczają się do strat ciepła przewodzonego, wyznaczonych



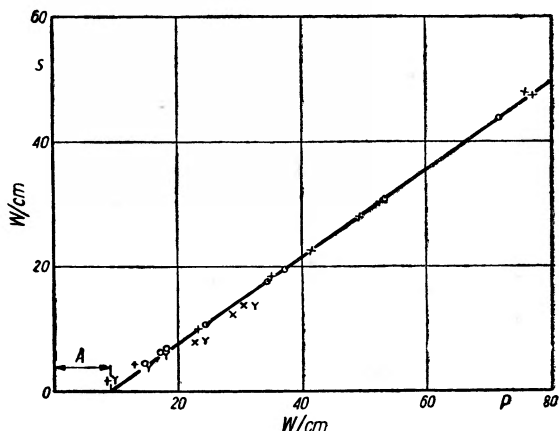
Rys. 3. Wydajność świetlna η wyładowania w parze rtęci w funkcji mocy przypadającej na cm łuku — P (przedstawienie schematyczne). Przy dostatecznie dużych prężnościach pary — tym wyższych, im średnica rury jest mniejsza — obserwowane wartości dla różnych średnic i ciśnień leżą w obszarze zakreskowanym

przez różnicę temperatury między osią rury i ściankami. Jeżeli przez A oznaczymy straty ciepłne na cm długości rury, to moc $P - A$ będzie wysyłana przez każdy cm długości rury w postaci promieniowania. Z tej ilości pewien ułamek g będzie pochłonięty w parze rtęci pomiędzy obszarem wyładowania a ściankami naczynia, w samych ściankach i w otaczającym powietrzu (które pochłania na przykład ozonotwórcze promieniowanie o długości fali = 1850 \AA). Stąd S , to jest moc wypromieniowana z cm długości rury, będzie

$$S = (1 - g) (P - A) \quad (1)$$

Rys. 4 przedstawia wykres zależności S od P dla szeregu obserwacji wyładowania w wysokoprężnej parze rtęci zawartej w rurach kwarczo-

wych. Jak widać, punkty pomiarowe leżą bardzo blisko prostej wyznaczonej równaniem (1). Straty ciepła przewodzonego wynoszą $A = 10 \text{ W/cm}$ i są praktycznie stałe (to jest niezależne od P , od średnicy rury i od ciśnienia), a czynnik $1 - g$ ma wartość 0,72. Wobec tego η , które można uważać za mniej więcej proporcjonalne do S/P , jest w pierwszym przybliżeniu również proporcjonalne do $(1 - g)(1 - A/P)$. Stąd przy wzroście P wzrost η jest początkowo szybki, następnie zaś bardziej łagodny. Zgadza się to dobrze z krzywą doświadczalną na rys. 3.



Rys. 4. Całkowite promieniowanie S na cm długości łuku wyładowania w parze rtęci pod wysokim ciśnieniem w funkcji P , mocy przypadającej na cm łuku, zmierzone dla szeregu lamp kwarcowych. Średnica rury wynosiła we wszystkich przypadkach 2,7 cm. Różne punkty (+, o itp.), odnoszą się do rurek zawierających różne ilości rtęci. Podobne pomiary wykonano z rurkami o średnicach 0,92 cm i 0,33 cm. Punkty pomiarowe leżały w przybliżeniu na tej samej krzywej

Z zależności η od P wynika, że dla wysokiej wydajności świetlnej korzystne jest, aby przy danej mocy pobieranej łuk był krótki. Stało się też oczywiste, że bardzo wielkie jasności mogą być osiągnięte przez zwiększanie mocy P na cm długości łuku, bo przyjmując założenie stałości średnicy obszaru wyładowania dochodzimy do wniosku, że moc promieniowana na jednostkę powierzchni wzrasta szybciej niż proporcjonalnie ze wzrostem P ze względu na zwiększającą się wydajność świetlną η . To otworzyło nowe możliwości zastosowań niedostępnych dla lamp żarowych, dla których górna granica jasności wynosi około 2000 cd/cm^2 i nie może być przekroczona ze względu na temperaturę topnienia wolframu, a także ze względu na ich czas życia w tych warunkach — kilka lub kilkadziesiąt godzin.

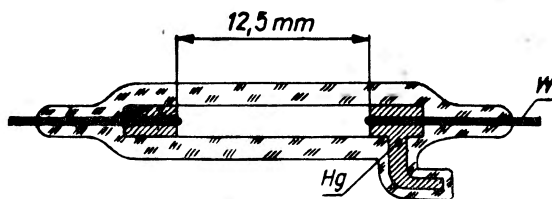
Początkowo usiłowano uzyskać wysokie wartości P przy wyładowaniu w środku naczynia kulistego z twardego szkła. To jednak okazało się rozwiązaniem niewłaściwym, bo średnica naczynia musiała być duża, aby przy danych mocach temperatura ścianek utrzymywała się w dopuszczalnych granicach, przy dużej zaś średnicy naczynia nie można było pracować z parą o wysokim ciśnieniu, gdyż naczynie mogłoby ulec rozerwaniu. Zwężenie obszaru wyładowania nie było wówczas dostateczne i zamierzone zwiększenie jasności nie mogło być w pełni osiągnięte. Ponadto przy niższym ciśnieniu pary gradient potencjału, to jest spadek napięcia na jednostkę długości, jest mniejszy; aby więc uzyskać odpowiednio wielki pobór mocy, trzeba było zwiększyć natężenie prądu, co z kolei powodowało trudności przy konstrukcji elektrod i doprowadzeń do nich.

Wtedy w historii rozwoju tej lampy nastąpił nieoczekiwany zwrot. W Laboratorium Philipsa w Eindhoven udało się wtopić wolfram w kwarc [3] przy pomocy szkła pośredniego, przez co otrzymano doprowadzenie do elektrod nadające się do umiarkowanych natężeń prądu. Na tej podstawie zaprojektowana została mała lampa z parą rtęci pod wysokim ciśnieniem, w której wyładowanie odbywało się w kwarcowej rurce włoskowatej [4] (rys. 5). Wszystkie trudności związane ze zbyt wysoką temperaturą ścianek, średnicą rurki, ciśnieniem, niebezpieczeństwem wybuchu były w tym rozwiązaniu ominięte, jako że rurka kwarcowa mogła być chłodzona wodą. Opracowany w ten sposób typ lampy nadawał się znakomicie do uzyskiwania wielkich jasności. Ciśnienie pary rtęci w rurce włoskowatej może bezpiecznie osiągać rzeczywiście wysokie wartości (rzędu 100 atm) i dzięki temu wąski obszar wyładowania zwęża się jeszcze bardziej. Spadek napięcia na jednostkę długości staje się bardzo duży. W rezultacie można uzyskać wysoki pobór mocy przy umiarkowanym natężeniu prądu (około 1 A), nie sprawiającym kłopotów z elektrodami i ich doprowadzeniami. Ten typ lamp (SP) opracowano między innymi do projektorów kinowych. Jasność na osi lampy dochodzi do około $50\,000\text{ cd/cm}^2$ dla rurki włoskowatej o średnicy 2 mm. W eksperymentalnych prototypach jasność dochodziła do $180\,000\text{ cd/cm}^2$, a więc przekraczała jasność powierzchni słońca [5]. Dalszą zaletą bardzo wysokich ciśnień pary i gęstości prądu było występowanie silnego widma ciągłego, przez co barwy przedmiotów oświetlanych były znacznie mniej zmienione w porównaniu z barwami występującymi w świetle dziennym niż przy oświetleniu lampami z parą pod ciśnieniem rzędu 1 atm.

Należy wspomnieć, że forma rurki włoskowatej w pierwotnej lampie typu SP była również ważna ze względu na wtapienie doprowadzeń prądu. Lampa zawierała nadmiar rtęci, która ze względu na włosko-

watość pozostawała w postaci kropli na obu końcach rurki podczas pracy lampy, zapewniając jednakową i stosunkowo niską temperaturę w krytycznych obszarach miejsc wtopienia drutów. Elektrody wolframowe nieznacznie wystają z kropli rtęci (rys. 5). Wobec bardzo wysokiego ciśnienia w rurce, elektrody rozpały się bardzo wolno pomimo wysokiej temperatury.

Później nastąpiło przejście do innej prostszej metody wprowadzania przewodnika metalicznego przez kwarc, wynalezionej przez G a b o r a [6]. Taśma molibdenowa grubości poniżej 20μ i szerokości kilku mm wtapiana jest bezpośrednio w kwarc. Taśma jest wystarczająco odkształcalna, aby dostosować się do zmian temperatury mimo różnicy rozszerzalności cieplnej molibdenu i kwarcu. Metoda ta pozwoliła później konstruować lampy włoskowate z chłodzeniem wodnym zawierające ściśle określoną ilość rtęci, która podczas pracy lampy wyparowywała prawie zupełnie [7].



Rys. 5. Chłodzona wodą wysokoprężna lampa rtęciowa o formie włoskowatej (typ SP). Moc zasilania 1 000 W, długość łuku 12,5 mm ciśnienie rzędu 100 atm.

Dosyć duże prądy mogą być przeprowadzane przez ściankę kwarcową przez wlutowanie szeregu taśm molibdenowych jedna przy drugiej. Na tej podstawie R o m p e i T h o u r e t [8] budowali kuliste lampy kwarcowe o bardzo wielkiej jasności. Podczas wojny lampy te, znane jako lampy *compact source* (CS), były dalej ulepszane w Niemczech i w Anglii do reflektorów przeciwlotniczych. Są one wytwarzane dotychczas w różnych mocach i długościach łuku do różnych specjalnych celów.

Powróćmy teraz do rozwoju wysokoprężnych lamp rtęciowych, służących do ogólnych celów oświetleniowych. Poprzednio opisane lampy, zawierające pary o ciśnieniu około 1 atm, wykonane z twardego szkła, pobierające około 400 W przyjęły się do pewnego stopnia do oświetlania miejsc publicznych. Istniało zapotrzebowanie na mniejsze jednostki — pojawiły się lampy o mocy 250 W, a nawet 150 W. Ale dla tych mocy przewaga wydajności nad lampami żarowymi była mniej znaczna. Przyczyną tego jest, że jeżeli celem zwiększenie P a zatem η długość

łuku zostaje skrócona, wobec niższej mocy całkowity spadek napięcia na łuku staje się raczej mały w porównaniu z napięciem sieci, przez co równą straty w oporze szeregowym i na elektrodach. Nie można tego uniknąć przez podniesienie spadku napięcia na centymetr łuku, gdyż zmniejszenie średnicy i podniesienie ciśnienia, które byłyby potrzebne, powodowałyby wysoką temperaturę ścianek i niebezpieczeństwo wybuchu. Trzeba więc zadowalać się stosunkowo długim łukiem, niższym P i niższym η .

Zatakowano wówczas problem od innej strony w oparciu o wyniki uzyskane z lampami o bardzo wysokim ciśnieniu pary. Zastosowanie do tych lamp kwarcu topionego uczyniło możliwym użycie chłodzenia wodnego ze względu na niski współczynnik rozszerzalności. Ten sposób chłodzenia nie może oczywiście być brany pod uwagę do ogólnych celów oświetleniowych. Było więc możliwe zbudowanie lampy podobnej do typu SP, ale bez chłodzenia wodnego i z nieco zwiększoną (do 4 mm) średnicą kwarcowej rurki włoskowatej. W lampach tych pobór mocy na centymetr długości wynosił 40—50 W (w lampach SP 400—100 W). W lampach zmodyfikowanych [9] (HP 300) łuk miał długość 18 mm, a ciśnienie pary dochodziło do około 20 atm, pobór mocy 75 W, strumień świetlny 3000 lumenów, tak że wydajność świetlna osiągała 40 lm/W. Spadek napięcia na łuku wynosi 230 V. Lampa była zasilana z transformatora, który przy otwartym obwodzie dawał 410 V. Wolframowe druty były wtopione w kwarc przy użyciu paru gatunków szkła o współczynnikach rozszerzalności pośrednich między wolframem a kwarcem. Rurka kwarcowa umieszczona była w osłonie zewnętrznej mającej kształt żarówki.

Dalszy rozwój tych lamp poszedł w kierunku zmniejszenia ostrości wymagań. Na tej samej zasadzie budowano lampy zasilane napięciem sieciowym 220 V. W tym celu musiano obniżyć spadek napięcia na łuku do 120 V, to znaczy znowu nieco zwiększyć średnicę i obniżyć ciśnienie, ponadto trzeba było przedłużyć łuk, ponieważ zaczernienia przy końcach rurki, pojawiające się w miarę starzenia się lampy, powodowały zbyt wielkie straty strumienia świetlnego. Mimo to pod względem poboru mocy na centymetr i wydajności te wysokoprężne lampy znacznie przewyższały lampy starszego typu z twardego szkła, tak że nawet starsze lampy o większej mocy były w dużej mierze zastępowane przez lampy wysokoprężne obecnie opracowane dla wyższych mocy (125 W, 250 W, 400 W i 1000 W).

Małe rozmiary wysokoprężnych lamp kwarcowych rtęciowych w znacznym stopniu przyczyniły się do otwarcia im dziedziny zastosowań obejmującej oświetlenie wnętrza. Lampy rtęciowe z twardego szkła, w których elementem stabilizującym był drucik żarzony zamiast dła-

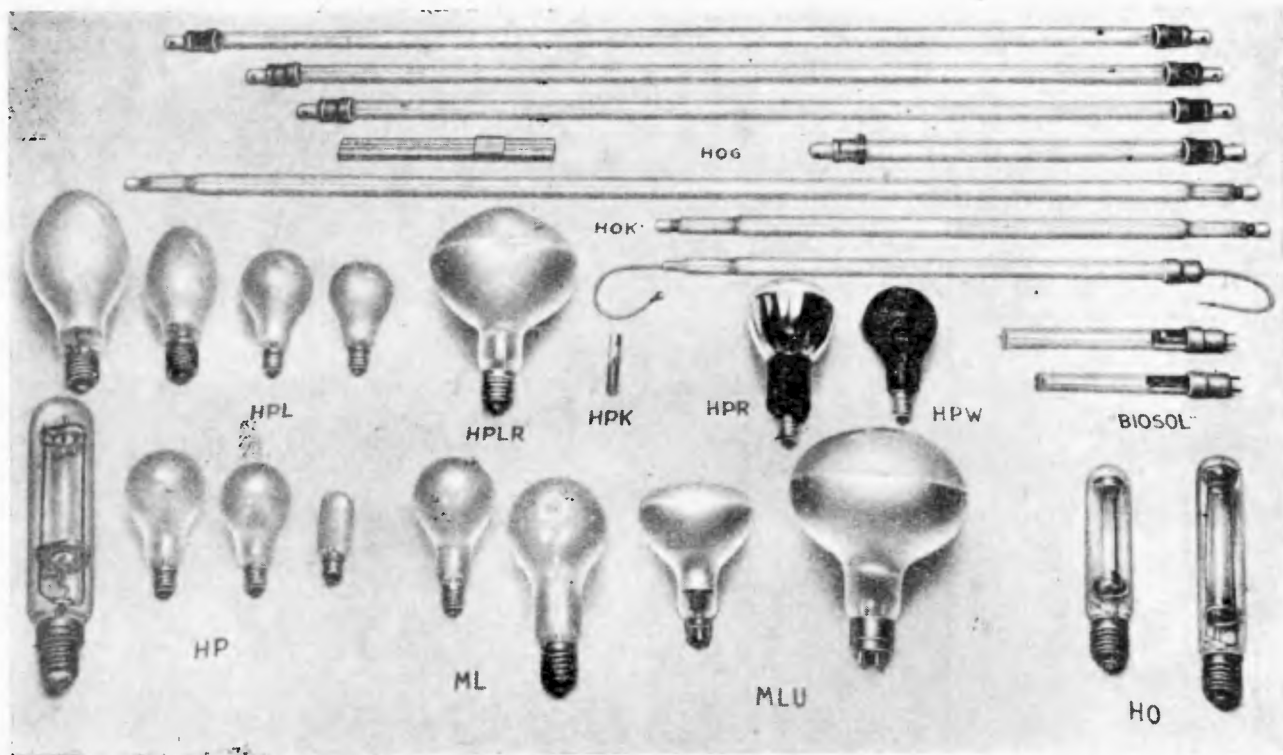
wika [10], były już używane w Anglii. Lampa rtęciowa sama przez się ma zbyt wielką moc, aby mogła się nadawać do praktycznego powszechnego użytku, ale umieszczając w osłonie zewnętrznej drucik żarówki połączony szeregowo z lampą rtęciową mniejszego modelu wytworzono lampę typu ML dogodnej mocy, która może być włączana wprost do sieci bez dodatkowego opornika [11]. Niska wydajność żarówki sprawia, że ogólna wydajność takiej lampy spada do około 20 lm/W. Jednakże promieniowanie żarówki spełnia rolę pożyteczną, gdyż dzięki niemu barwy przedmiotów oświetlanych nie są tak bardzo zmienione, co pozwala na zastosowanie takich lamp do oświetlenia biur, sal i w ogóle pomieszczeń, w których silne oświetlenie jest pożądane.

Inną dodatnią stroną lampy kwarcowej HP było to, że ścianki jej nie absorbowały promieniowania nadfioletowego. Stosując do wyżej opisanej lampy ML obudowę przepuszczającą promieniowanie nadfioletowe uzyskano proste i wygodne źródło dla celów medycznych (lampy MLU). Większe jednostki przeznaczone do tych celów były wyposażone w specjalne lampy typu wysokoprężnego bez osłony zewnętrznej i mające szeregowo włączony dławik — moc pobierana 500 W i 250 W („Biosol”). Taka jest nowoczesna postać lampy opracowanej przed pięćdziesięciu laty przez K ü c h a i R e c z y Ń s k i e g o.

Ciekawy jest również rozwój lamp, w których promieniowanie nadfioletowe jest przetwarzane na światło widzialne; w tym celu pokrywa się ścianki wewnętrzne osłony proszkiem fluoryzującym (lampy HPL). Oświetlenie takie dużo mniej zmienia barwy przedmiotów i lampy te coraz bardziej wypierają poprzednio używane do oświetlania ulic lampy HP. Używane tu substancje fluoryzujące były przedmiotem wielu prac badawczych. Obecnie stosuje się czerwono fluoryzujące arsenki i germanki [12].

Lampa HPW może być uważana za przeciwieństwo lampy fluoryzującej; rurka rtęciowa do wyładowań umieszczona jest w zewnętrznej osłonie, która nie przepuszcza światła widzialnego, a jedynie bliski nadfiolet. Lamp tych używa się między innymi do wykrywania fałszerstw, do specjalnych efektów fluorescencyjnych na scenach, w reklamie na wystawach sklepowych itp.

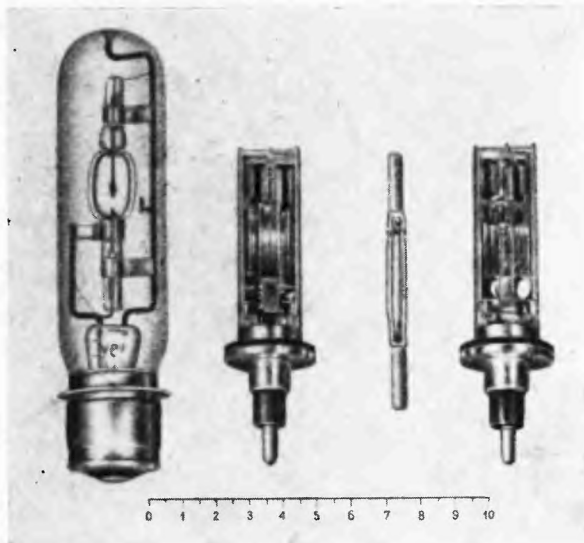
Na zakończenie możemy jeszcze wspomnieć o lampie, która wprawdzie pozostaje poza głównym nurtem rozwoju wysokoprężnych lamp rtęciowych, ale w której wykorzystano wydłużoną formę i charakter widma promieniowania tych lamp. Chodzi tu o lampy używane do fotodruku. Przesuwający się pod taką lampą papier światłoczuły, o szerokości nieco mniejszej niż lampa, jest szybko i równo naświetlany. Gdy prędkość przesuwania papieru nie jest zbyt duża, można używać lamp z twardego szkła.



Rys. 6. Kolekcja wysokoprężnych lamp rtęciowych. Poza typami omówionymi w tekście pokazane są jeszcze: lampa HPK — lampa wysokoprężna z zewnętrzną osłoną, używana jako źródło bardzo dalekiego nadfioletu (2537 i 1850 Å), oraz lampy HPR i HPLR z wbudowanym reflektorem

Produkuje się takie lampy zarówno z twardego szkła (HOG), jak i z kwarcu (HOK) o różnych wymiarach i różnej mocy.

Lampa wynaleziona przez Kücha i Reczyńskiego dała początek całej rodzinie wysokoprężnych lamp rtęciowych stosowanych



Rys. 7. Lampy z parami rtęci bardzo wysokiej prężności. Od lewej: lampa o zwartej budowie o mocy 150 W; bardzo wysokociśnieniowa 500 W lampa z reflektorem i chłodzeniem wodnym zasilana prądem zmiennym; bardzo wysokociśnieniowa 900 W lampa przystosowana do chłodzenia powietrznego; bardzo wysokociśnieniowa 1000 W lampa z chłodzeniem wodnym zasilana prądem stałym. Ostatnie trzy lampy używane są odpowiednio: do celów laboratoryjnych, na lotniskach w przyrządach mierzących wysokość chmur i w projektorach kinowych

do bardzo różnorodnych celów. Fotografie niektórych z tych lamp są pokazane na rys. 6 i 7. Rozwój postępuje w kierunku większych mocy i większej jasności oraz różnych specjalnych typów, jak na przykład lampy z wbudowanym reflektorem itp.

Tłumaczyła B. Wojtowicz

Litératura

1. W. Küch, T. Reczyński, Ann. Physik 20, 563 (1906); 22, 595 (1907).
2. W. Elenbaas, Physica 1, 673 (1934).
3. B. Jonas, Philips Tech. Rev. 3, 119 (1938).

4. C. Bol, W. Elenbaas, W. de Groot, De Ingenieur 50, E91, E83 i E92 (1935).
5. W. Elenbaas, Z. Tech. Physik 17, 61 (1936); Philips Techn. Rev. 1, 62 (1936).
6. D. Gabor, D.R.P. 573. 448 (1931).
7. J. Kern, Z. Techn. Physik 20, 250 (1939).
8. R. Rompe, W. Thouret, Z. Techn. Physik 17, 377 (1936).
9. Philips Techn. Rev. 1, 129 (1936).
10. W. H. Le Maréchal, J. N. Aldington, Brit. Pat. No 447, 428 (1936).
11. K. Larché, E. Sumerer, Licht 10, 172 (1940); również J. Funke, P. J. Oranje, Philips Tech. Rev. 7, 34 (1942).
12. J. L. Ouweltjes, W. Elenbaas, K. R. Labberté, Philips Techn. Rev. 13, 109 (1951-52).

4. C. Bol, W. Elenbaas, W. de Groot, De Ingenieur 50, E91, E83 i E92 (1935).
5. W. Elenbaas, Z. Tech. Physik 17, 61 (1936); Philips Techn. Rev. 1, 62 (1936).
6. D. Gabor, D.R.P. 573. 448 (1931).
7. J. Kern, Z. Techn. Physik 20, 250 (1939).
8. R. Rompe, W. Thouret, Z. Techn. Physik 17, 377 (1936).
9. Philips Techn. Rev. 1, 129 (1936).
10. W. H. Le Maréchal, J. N. Aldington, Brit. Pat. No 447, 428 (1936).
11. K. Larché, E. Sumerer, Licht 10, 172 (1940); również J. Funke, P. J. Oranje, Philips Tech. Rev. 7, 34 (1942).
12. J. L. Ouweltjes, W. Elenbaas, K. R. Labberté, Philips Techn. Rev. 13, 109 (1951-52).

Karol Majewski

Institut Fizyki
Uniwersytetu Warszawskiego

Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych

Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych, skupiający kraje naszego obozu (z wyjątkiem Jugosławii), mieści się, jak wiadomo, na terytorium ZSRR w miejscowości Dubna. Związek Radziecki, który był inicjatorem powstania tego międzynarodowego ośrodka badań jądrowych, wyposażył Instytut w sprzęt naukowy ogólnej wartości 500 milionów rb. oraz wybudował pomieszczenia dla Instytutu i mieszkania dla pracowników kosztem 100 milionów rb. ZIBJ, posiada największy w świecie akcelerator — synchrofazotron na 10 GeV, który został uruchomiony wiosną br., a także synchrociklotron przyspieszający protony do energii 680 MeV, na którym prace badawcze prowadzone są już od dawna. Oprócz tych urządzeń dla badań w dziedzinie wysokich energii Instytut rozporządza również akceleratorem kaskadowym na 300 keV, generatorem elektrostatycznym na 1 MeV, na których można prowadzić prace w zakresie niskich energii oraz różnorodną aparaturę pomocniczą (komory Wilsona, dyfuzyjne, pęcherzykowe, spektrometry gamma itd.).

Aparatura ta byłaby mało przydatna, gdyby jednocześnie ZSRR nie oddelegował do pracy w Instytucie najlepszych swoich fizyków. Dyrektorem Instytutu jest prof. D. I. Błochincew, członek korespondent Akademii Nauk Ukraińskiej Republiki Radzieckiej, budowniczy pierwszej w świecie elektrowni jądrowej, wybitny teoretyk. Na kierowników zakładów wchodzących w skład Instytutu zostali powołani przez Radę Naukową Instytutu następujący uczeni:

Kierownikiem Zakładu Fizyki Teoretycznej jest prof. N. N. Bogolubow, członek rzeczywisty AN ZSRR, matematyk i fizyk mający wybitne osiągnięcia w dziedzinie rachunku wariacyjnego, mechaniki nieliniowej, mechaniki statystycznej w zastosowaniu do ciała stałego i zjawiska nadciekłości. W ostatnich latach Bogolubow prowadzi badania w kwantowej teorii pola. Jest on autorem ponad 100 prac naukowych, 10 monografii; stworzył w Kijowie liczną szkołę w dziedzinie mechaniki nieliniowej, w Moskwie zaś szkołę fizyki teoretycznej, ma

wśród swoich uczniów kilkudziesięciu kandydatów i doktorów nauk. Jest kierownikiem Katedry Fizyki Teoretycznej na Uniwersytecie Moskiewskim oraz kierownikiem działu w Instytucie Matematycznym AN ZSRR. Szeroki zasięg zainteresowań kierownika Zakładu i dotychczasowe wyniki naukowe gwarantują wysoki poziom prac teoretycznych w ZIBJ.

Kierownikiem Zakładu Wysokich Energii jest prof. W. I. Weksler, członek korespondent AN ZSRR, uczony o światowej sławie, który jest obok amerykańskiego uczonego MacMillana twórcą nowych metod przyspieszania cząstek. Uczni ci w 1944 r. opracowali niezależnie od siebie nową metodą tzw. „stabilizacji fazy”, której zastosowanie umożliwiło budowę nowych potężnych akceleratorów, tzw. synchrofazotronów i synchrociklotronów. Na tej zasadzie, pod kierownictwem Wekslera, zbudowano w ZSRR kilka akceleratorów. Obecnie kieruje on w ZIBJ pracami przygotowanymi do badań na synchrofazotronie.

Kierownikiem Zakładu Zagadnień Jądrowych, który pracuje na zbudowanym już w 1949 r. synchrociklotronie na 680 MeV, jest jeden z jego głównych konstruktorów, doktor nauk fizyczno-matematycznych W. I. Dżelepów. Profesor Dżelepów już w zaraniu swej kariery naukowej w 1937 r. przejawiał wysoki kunszt eksperymentatorski przy sprawdzaniu wniosków z relatywistycznej teorii elektronu Diraca. Następnie Dżelepów wniósł duży wkład do rozwoju w ZSRR metod przyspieszania cząstek do wysokich energii za pomocą cyklotronu. Poczynając od 1939 r. ma w swoim dorobku naukowym budowę trzech cyklotronów. Szczególnie jego prace w zakresie badania oddziaływania neutronów o dużych energiach z nukleonami i jądrami mają ważne znaczenie dla poznania natury sił jądrowych. Pod jego kierunkiem i przy jego udziale wykonano około 40 prac naukowych.

Zakładem Fizyki Neutronowej istniejącym dopiero w załączku, a który w pełni uruchomiony będzie dopiero w końcu 1957 r., kieruje członek korespondent AN ZSRR I. M. Frank. Jest to fizyk, którego imię znane jest z prac nad kreacją par elektronowych przez kwanty gamma, a szczególnie z pracy wykonanej wspólnie z członkiem AN ZSRR I. E. Tammem nad teorią zjawiska Czerenkowa. Od 1945 r., jako kierownik laboratorium fizyki neutronowej Instytutu Fizyki AN ZSRR, wniósł cenny dorobek do rozwoju podstaw fizycznych energetyki jądrowej w Związku Radzieckim. Pod jego kierunkiem otrzymano również ważne wyniki w dziedzinie oddziaływania promieni gamma, szybkich neutronów oraz mezonów π z jądrami uranu i lekkimi jądrami. Pod kierownictwem Franka opracowano w laboratorium izotopo-

wym Instytutu szereg metod zastosowania izotopów w gospodarce narodowej.

Jeśli przejrzymy następnie skład pracowników i skład Rad Naukowych Instytutu i Zakładów, to i tam zobaczymy nazwiska wybitnych fizyków radzieckich: wspomniany już członek AN ZSRR I. E. Tam m, znakomity teoretyk o światowej sławie (ostatnio metoda Tam m a D a n c o f f a w teorii pól mezonowych), członek korespondent AN ZSRR M. A. Markow, znany ze swych prac w dziedzinie cząstek elementarnych i pól nielokalnych, członek-korespondent AN ZSRR M. L. Minc, prof. dr D. Pontecorvo, wybitny fizyk włoski zamieszkały w ZSRR, członek-korespondent AN ZSRR M. G. Mieszczeriakow, członek-korespondent AN ZSRR G. N. Flerow, profesor J. Smorodinski i wielu innych.

Z Polski na stanowisko wicedyrektora Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych został powołany prof. M. Danysz, członkami Rady Naukowej Instytutu są prof. prof. Infeld, Sołtan, Niewodniczanski, zaś członkami Rad Naukowych poszczególnych Zakładów doc. J. Werle w Zakładzie Wysokich Energii, prof. J. Rzewuski oraz doc. J. Plebański w Zakładzie Fizyki Teoretycznej, doc. Z. Wilhelmi w Zakładzie Zagadnień Jądrowych.

Z innych krajów w Instytucie pracuje znany fizyk-teoretyk chiński Ning Hu, czechosłowacki fizyk-teoretyk, drugi (obok Danysza) wicedyrektor Instytutu, prof. Votruba i inni.

W jesieni ub. r. rada Naukowa ZIBJ zaakceptowała plan perspektywiczny badań naukowych na najbliższe lata. Na posiedzeniu Rady Naukowej w maju br. został on rozszerzony i pogłębiony. Dla bardziej systematycznego przedstawienia tego planu rozpatrzemy każdy zakład oddzielnie, choć jest rzeczą oczywistą, że istnieje między nimi ścisłe powiązanie.

I. Rozpocznijemy od Zakładu Wysokich Energii, którego podstawowym przyrządem badawczym będzie największy w świecie synchrofazotron na 10 GeV. Synchrofazotron uruchomiony został wiosną 1957 r., przy czym będą na nim prowadzone jednocześnie 4 prace badawcze. Istnieje tu pod tym względem sytuacja lepsza w porównaniu z amerykańskim bewatronem, na którym jednocześnie można prowadzić tylko 2—3 prace.

Jakie główne zadania nakreślone zostały w planie perspektywicznym Instytutu?

Po pierwsze są to zagadnienia związane z wykryciem nowych cząstek i zbadaniem ich własności.

Mamy tutaj trzy zasadnicze problemy:

1. Zbadanie własności antyneutronu.
2. Poszukiwanie nowych cząstek neutralnych rozpadających się na antyproton, przede wszystkim anty- Λ^0 i innych antyhiperonów. Na be-watronie ze względu na próg reakcji wynoszący 6 GeV nie można stworzyć nawet anty- Λ^0 ; należy oczekiwać, że na synchrofazotronie można będzie to osiągnąć. Również nie jest wykluczone wykrycie naładowanych antyhiperonów rozpadających się według schematu $\bar{Y} \rightarrow \bar{N} + \pi$.
3. Poszukiwanie nowych cząstek, nowych reakcji, nowych rodzajów rozpadu cząstek przez badanie oddziaływania protonów z materią za pomocą dostatecznie dużych komór pęcherzykowych, klisz jądrowych oraz komór Wilsona.

Po drugie cykl prac związanych ze zbadaniem własności ciężkich mezonów K oraz lekkich mezonów π . Prace te dzielą się na trzy zasadnicze problemy:

1. Ustalenie zależności od energii całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie z nukleonami oraz przekroju na rozproszenie mezonów K^+ , K^- , oraz mezonów π . Dotychczas zbadano te zależności dla mezonów π tylko do energii 3 GeV; dalszy przebieg krzywej dla większych energii ma zasadnicze znaczenie dla zbadania budowy i własności nukleonów. Analogiczne krzywe na rozproszenie należy otrzymać dla mezonów K , dla których do chwili obecnej nie ma takich kompletnych danych, jednakże te, które są, pozwalają wnioskować o rezonansowym rozproszeniu w zakresie małych energii. Zbadanie tej zależności i ustalenie przebiegu krzywej ma duże znaczenie. Jest to problem bardzo trudny i długi, wymagający ścisłej współpracy z teoretykami.

2. Badanie własności (spin i in.) mezonów K . Ze względu na różnorakie sposoby rozpadu cząstek K , a mianowicie K_{π_2} , K_{π_2} , K_{μ_2} , K_{μ_2} , K_{e_2} , istnieje zasadniczy problem w teorii mezonów K : czy jest to jedna i ta sama cząstka o różnych rodzajach rozpadu, czy też w rzeczywistości są to różne cząstki.

Prace mają w szczególności na celu zbadanie rozkładu kąтового przy rozproszeniu mezonów K na wodorze i deuterze.

Możliwe, że powstaną inne eksperymentalne warunki, które pozwolą rozstrzygnąć aktualne kwestie parzystości i zbadać zagadnienie mnogości mezonów K . Kwestia ta jest badana również na Zachodzie.

Według teorii Y a n g a i L e e parzystość nie jest zachowana: wskazane przez nich doświadczenia, wykonywane przez W u, zdają się potwierdzać tę teorię. Dalszy asumpt w tej dziedzinie dają ostatnie prace L a n d a u a. Zainteresowanie wywołane przez te prace świadczy o ciekawej i aktualnej tematyce postawionej w ZIBJ.

3. Oddziaływanie nukleonów o dużej energii z materią. Przede wszystkim zbadanie zależności całkowitego przekroju czynnego na rozproszenie $p-p$. Zależność ta została szczegółowo zbadana do energii 600 MeV, jakościowo zaś do 5 GeV. Ważną rzeczą jest zbadanie, czy nie ma odstępstwa od monotonicznego przebiegu krzywej dla dużych energii. Występowanie ekstremów byłoby ważne dla zrozumienia budowy nukleonu. W tym celu potrzebna jest duża dokładność aparatury elektronowej. Została ona opracowana z dokładnością pomiaru do 3%, co pozwoli na wykrycie (jeśli ona istnieje) anomalii oddziaływania $p-p$ przy dużych energiach. Zamierza się również badać oddziaływanie szybkich nukleonów z jądrami, w szczególności otrzymać statystykę wielorodnego tworzenia się mezonów π .

Wreszcie zakład opracowuje nową metodę badania szybkich cząstek. Mianowicie chodzi o stworzenie silnych impulsowych pól magnetycznych (rzędu 500 000 Oersted) w dość dużej objętości, aby można było umieścić w takim polu klisze jądrowe. Pozwoliłoby to na zwiększenie możliwości metody klisz jądrowych.

II. Zakład Zagadnień Jądrowych kontynuuje swą działalność i planuje prace na aparaturze już istniejącej, a więc na synchrocyclotronie w zakresie wysokich energii oraz na generatorze Van de Graafa i akceleratorze kaskadowym w zakresie niskich energii. Ponadto przewidziany jest również cykl prac na synchrofazotronie.

Na synchrocyclotronie główne prace są następujące:

1. Badania polaryzacji przy rozproszeniu $p-p$, $p-n$ do energii 660 MeV mające na celu wyznaczenie amplitud rozproszenia. Są to prace ściśle związane z kwestią określenia potencjału oddziaływania nukleon-nukleon.

2. Badania elastycznego rozproszenia mezonów π na protonach w zakresie energii do 400 MeV. Celem pracy jest otrzymanie zależności faz od energii i rozwiązanie bardzo ważnego zagadnienia o zasięgu oddziaływania mezon-nukleon (uwzględnienie roli fal D).

3. Kreacja mezonów π (naładowanych i neutralnych) przy zderzeniach nukleonów z nukleonami i jądrami. Będą badane rozkłady kątowe, widmo energetyczne mezonów i nukleonów oraz różne efekty polaryzacyjne.

Przewidywane są również badania mezonów μ , a więc rozproszenie ich na jądrami dla określenia rozmiarów jąder, tworzenie mezoatomów, co pozwoli na określenie rozmiarów jąder, pomiar spinu, momentu magnetycznego itd. Stworzenie wiązki mezonów μ o dużym natężeniu będzie ważne również z innych względów. Jak wynika ostatnio z prac Alvara z USA oraz grupy Kurczatowa w ZSRR mezony μ są ka-

talizatorami przy reakcji łączenia się jąder wodoru i deuteru. Do tej grupy doświadczeń odnoszą się również prace poszukiwawcze mające na celu kreację par mezonów π i μ , badanie kolektywnego oddziaływania nukleonów itd.

Na synchrofazotronie przewidziany jest następujący cykl prac:

1. Kreacja mezonów, hiperonów oraz antycząstek przez:
 - a) zderzenia protonów o energii do 10 GeV z protonami i jądrami,
 - b) zderzenia mezonów π i neutronów z protonami i jądrami.
2. Oddziaływania mezonów π i K, hiperonów oraz antycząstek z nukleonami i jądrami.
3. Procesy kreacji hiperfragmentów protonami.
4. Badanie promieniowania gamma powstającego przy bombardowaniu jąder protonami o energii 10 GeV.

Na generatorze Van de Graafa i akceleratorze kaskadowym przewidziane są prace:

- 1) reakcja $T + T$ w zakresie energii 50—300 keV,
- 2) reakcja $T + He^3$ w zakresie energii 200—800 keV.

Prowadzone są również prace konstrukcyjne nad nową aparaturą, między innymi nad akceleratorem jonów wielokrotnie naładowanych. Prace badawcze nad reakcjami jądrowymi za pomocą jonów prowadzone są na cyklotronie Moskiewskiego Instytutu Fizycznego pod kierownictwem członka koresp. AN ZSRR F l e r o w a Plan przewiduje otrzymanie pierwiastków transuranowych o liczbie porządkowej $Z \geq 102$ oraz reakcje przez bombardowanie jądrami azotu i tlenu różnych pierwiastków.

Zakład Fizyki Neutronowej będzie uruchomiony dopiero pod koniec 1957 r. Obecnie projekt budowy reaktora jest na ukończeniu i w roku bieżącym reaktor będzie zbudowany.

W Zjednoczonym Instytucie prowadzone będą również badania cząstek wysokich energii za pomocą klisz jądrowych. W tym celu istnieją pracownie w Zakładzie Wysokich Energii oraz w Zakładzie Zagadnień Jądrowych. Będą one badać emulsje jądrowe naświetlone na akceleratorach oraz przez promienie kosmiczne.

Ten dział rozwija się przy szerokiej współpracy krajów zarówno uczestników Instytutu, jak również i innych nie wchodzących bezpośrednio w skład ZIBJ.

W lutym br. odbyła się w ZIBJ konferencja poświęcona aktualnej problematyce w tej dziedzinie, skoordynowaniu jej oraz zaplanowaniu rozwoju techniki kliszowej przy uwzględnieniu możliwości wykorzystania synchrofazotronu. Na konferencję wyjechała polska delegacja z IBJ.

Oprócz prac czysto naukowych w ZIBJ przewidziana jest budowa Zakładu Eksperymentalnego, konstrukcji i budowy aparatury naukowej.

Przeprowadzanie eksperymentów na współczesnych akceleratorach i reaktorach wymaga różnorodnej specjalnej aparatury, na którą składają się elementy mechaniczne, próżniowe, elektrotechniczne, radiotechniczne i inne. Poza tym takie przyrządy mające na celu badanie cząstek o wielkich energiach mają znaczne rozmiary, są ciężkie i duże, i winny posiadać wysoki stopień dokładności.

Urządzenia rejestrujące i układy sterownicze, które wchodzić jako części składowe do takiej aparatury, są bardzo skomplikowane i wymagają dużej precyzji w pracy, stabilności i zdolności rozdzielczej i winny spełniać inne warunki podyktowane przez eksperyment fizyczny.

Dalszy rozwój prac naukowych ZIBJ będzie wymagać konstrukcji nowej, bardziej efektywnej aparatury pomiarowej. Nieraz są to unikalne przyrządy i konstrukcja ich określona jest przez warunki danego eksperymentu.

W związku z tym, że przemysł nie jest zainteresowany i nie może produkować pojedynczych aparatów lub drobnych serii sprzętu, ma powstać w najbliższym okresie zakład aparatury doświadczalnej, którego zadaniem będzie:

1. Produkcja przyrządów i aparatury według projektów i zapotrzebowania pracowni naukowych ZIBJ oraz instytutów jądrowych krajów uczestników Instytutu, a także innych instytutów naukowych ZSRR.

2. Unifikacja i produkcja seryjna aparatury szeroko stosowanej w badaniach zarówno dla ZIBJ, jak i dla innych krajów uczestników Instytutu.

3. Zbieranie i rozpowszechnianie informacji o produkcji aparatury jądrowej zarówno w ZSRR, jak i w krajach uczestniczących w Instytucie.

Problematyka Zakładu Fizyki Teoretycznej obejmuje najistotniejsze zagadnienia współczesnej teorii jądra i cząstek elementarnych. Można wskazać na następujące problemy:

1. Związki dyspersyjne. Grupa teoretyków pod kierunkiem dyr. Zakładu członka AN ZSRR B o g o l u b o w a zajmuje się zagadnieniem związków dyspersyjnych i zastosowaniem ich do teorii rozpraszania.

Metoda ta została rozwinięta na zasadzie analogii z optyką ośrodków dyspersyjnych. Wprowadzając zespolony współczynnik $n(\omega)$, można ustalić związek

$$\operatorname{Re}[n(\omega) - 1] = \frac{2\omega^2}{\pi} \text{P} \int_0^{\infty} \frac{\operatorname{Im} n(\omega')}{\omega'(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega', \quad (1)$$

Analogiczny związek można ustalić w teorii rozpraszania między rzeczywistą i urojoną częścią amplitudy rozpraszania $f(\Theta)$ dla kąta $\Theta = 0$ (dla rozpraszania w kierunku ruchu padających cząstek). Z drugiej strony dla całkowitego przekroju czynnego istnieje związek:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} f(0)$$

Jeśli znamy dla wszystkich wartości energii $\operatorname{Im} f(0)$, to część rzeczywistą amplitudy $f(0)$ można znaleźć przez scałkowanie (1) względem energii. Pozwala to na usunięcie (choćby w zasadzie) istniejącej trudności, która polega na tym, że amplituda rozpraszania nie jest określona jednoznacznie przez eksperymentalne wartości przekroju czynnego. Ponieważ $d\sigma_{\text{exp}} = |f(\Theta)|^2 d\Omega$, to zarówno $f(\Theta)$ jak i $-f^*(\Theta)$ spełnia tę równość. Jeśli przypomnimy definicje $f(\Theta)$:

$$f(\Theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\eta_l} - 1) P_l(\cos\Theta),$$

to z tego wynika, że jeśli przesunięcia fazowe $\eta_0, \eta_1, \eta_2, \dots$ są zgodne z doświadczalną wartością $d\sigma_{\text{exp}}$, to i $-\eta_0, -\eta_1, -\eta_2, \dots$ również są zgodne z tymi samymi wartościami.

Głównym zadaniem grupy Bogolubowa jest zbadanie roli związków dyspersyjnych w ogólnym schemacie kwantowej teorii pola. Zamierza się opracować ścisły sposób wyprowadzenia tych związków oraz dokonać próby uogólnienia ich. Oprócz tego zamierza się z ich pomocą określić amplitudy rozpraszania dla różnych procesów (rozpraszanie mezon-nukleon, rozpraszanie mezonów K na nukleonach, fotokreacje mezonów itd.).

II. Teoria nowych cząstek. Grupa pod kierunkiem prof. Markowa ma zająć się problemami związanymi z teorią nowych cząstek elementarnych. Przewidziane są prace nad stworzeniem teorii oddziaływania antyprotonów z materią; dalej prof. Votruba kieruje pracami nad teorią leptonów, a mianowicie próbuje się je włączyć do systematyki cząstek elementarnych. W tej grupie opracowuje się również zagadnienie teorii hiperonów.

Prof. J. Rzewuski, który w roku bieżącym pracuje w ZIBJ, planuje prace w dziedzinie teorii mezonów K , a mianowicie z grupą polskich młodych teoretyków zajmie się zbadaniem punktów osobliwych równań całkowitych opisujących elastyczne zderzenia mezonów K z nukleonami. Duża grupa teoretyków pod kierownictwem Ning Hu, Blochincewa, Markowa planuje przeprowadzić krytyczną analizę istniejących teorii ciężkich mezonów i hiperonów oraz istniejących teorii pól. Jest to podstawowy i duży problem, który wymaga ścisłej współ-

pracy z fizykami doświadczalnymi, a szczególnie z Zakładem Wysokich Energii. Wyniki eksperymentalne otrzymane przez zderzenia szybkich cząstek z synchrofazotronu z materią będą sprawdzianem przy przeprowadzaniu tej analizy.

III. Teoria oddziaływania cząstek elementarnych. Cykl prac planowanych przez inną grupę kierowaną przez Błochincewa, Smorodinskigo, Ning Hu przewiduje kilka tematów. Między innymi zamierza się określić oddziaływanie nukleonów między sobą, wychodząc z danych eksperymentalnych. W tym celu należy zbadać możliwość ustalenia elementów macierzy rozproszenia z danych na przekrój czynny, korelacje i polaryzacje spinów itd.

Do określenia potencjału sił jądrowych zamierza się wykorzystać fazy rozproszenia zadane w skończonym przedziale energii.

Przewidziane jest zastosowanie metody *Monte-Carlo* dla obliczenia oddziaływania cząstek elementarnych z jądrami (na maszynie *Urał* dla szeregu cięższych jąder) przy różnych założeniach co do rodzaju oddziaływania.

IV. Budowa cząstek elementarnych. W tym kierunku przewiduje się następujące prace:

Zbadanie wpływu budowy wewnętrznej nukleonów na oddziaływanie z pionami, elektronami, fotonami.

Wpływ struktury elektromagnetycznej, a w szczególności polaryzowalności elektrycznej jądra na rozpraszanie neutronów.

Teorię pól nielokalnych opracowuje grupa pod kierownictwem Rzewuskiego i Markowa.

Zbadanie procesów kwantowych dla cząstek ze spinem $1/2$ i $3/2$ na podstawie równań typu Pauli-Fierza oraz Bhabhy. Praca ma na celu wyjaśnienie anomalnego momentu magnetycznego nukleonu.

V. Kwantowa teoria pola. Problem ten będzie przedmiotem badań grupy polskich i czechosłowackich teoretyków pod kierownictwem Rzewuskiego i Votruby.

Przewiduje się w szczególności rozpatrzenie zagadnienia stanów związanych dwóch cząstek o spinie $1/2$.

VI. Teoria względności. Prof. Ning Hu będzie badał zagadnienie pól grawitacyjnych i pola własnego cząstek elementarnych, co ma na celu wyjaśnienie roli pola grawitacyjnego w teorii cząstek elementarnych.

VII. Prace działu matematycznego. Istniejący przy Zakładzie Fizyki Teoretycznej dział matematyczny jest wyposażony we współczesną technikę rachunkową, a mianowicie maszyny elektronowe *Urał* oraz *M-20* i ma również możliwość korzystania z szybko działającej elektronowej maszyny Akademii Nauk, tzw. BESM. Między innymi

przewiduje się prace nad metodyką opracowywania danych doświadczalnych, w szczególności w doświadczeniach nad rozpraszaniem cząstek, statystyką eksperymentu itd.

Ten przedstawiony w skrócie zarys problematyki ZIBJ wskazuje na możliwości pracy naukowej w dziedzinie najbardziej podstawowych dla fizyki zagadnień. Są to możliwości, których dotychczas w kraju nie mieliśmy i nie możemy mieć nadziei, że takie możliwości zaistnieją. Budowę bowiem potężnej aparatury badawczej mogą przeprowadzić tylko państwa o najpotężniejszym potencjale przemysłowym i ludzkim. Nawet bogate państwa, o dużym przemyśle i bazie materialnej, skupiają razem wysiłek materialny i ludzki w dziedzinie badań jądrowych. Tak powstał na przykład tzw. CERN skupiający państwa zachodnie. Możliwości, które otwiera ZIBJ w badaniach podstawowych, muszą być przez Polskę wykorzystane w stopniu maksymalnym. Mamy możliwość kierować tam na prace naukowe fizyków doświadczalnych i teoretyków nie tylko z IBJ, ale również z innych ośrodków fizyki w kraju. Delegowani tam przez nas stają się pracownikami etatowymi Instytutu Zjednoczonego, pobierają normalnie przewidziane uposażenie, mogą wyjechać z rodzinami na okres dłuższy, otrzymują mieszkania. Umowa przewiduje, że można starać się tam o uzyskanie stopnia naukowego, który będzie automatycznie uznawany w każdym kraju uczestniczącym w Instytucie. Oprócz fizyków Instytut Zjednoczony może przyjąć również do pracy, na praktykę inżynierów specjalizujących się w budowie aparatury jądrowej.

Perspektywy uruchomienia w kraju produkcji aparatury naukowej dla badań jądrowych, opracowywanie nowych przyrządów, ściśle wiąże się z wykształceniem odpowiednich kadr inżynierskich i ZIBJ może nam w dużym stopniu pomóc.

Dalszy rozwój naszej tematyki fizycznej może być powiązany z tematyką ZIBJ.

Podczas pobytu prof. Błochinca w Polsce ustalony został plan ścisłej współpracy i wspólnej tematyki badań w następujących kierunkach: w dziedzinie fizyki neutronowej, radiochemii, przyspieszania ciężkich jonów oraz dalsze rozszerzenie współpracy w dziedzinie fizyki teoretycznej.

Możemy nie tylko wyjeżdżać na pracę naukową do ZIBJ, ale przez Zjednoczony Instytut również do innych placówek ZSRR współpracujących ze Zjednoczonym Instytutem i na odwrót, możemy zapraszać do naszego kraju zarówno pracowników ZIBJ, jak i innych uczonych przez ZIBJ celem ścisłej współpracy i prowadzenia wspólnych badań. Taka ścisła więź z ZIBJ i przez niego z innymi instytutami Związku Radzieckiego przyczyni się do szybszego rozwoju naszej fizyki.

S. W. Wonsowski
 Instytut Fizyki Metali
 w Świerdłowsku

O pewnych zagadnieniach kwantowej wieloelektronowej teorii półprzewodników

W niniejszym artykule rozpatruje się ogólną metodę traktowania wzbudzeń elementarnych w układzie oddziaływających elektronów kryształu przy pomocy rozwinięcia hamiltonianu według małego parametru w przedstawieniu drugiego kwantowania. Bada się zagadnienie opisanie słabo wzbudzonych stanów kryształów półprzewodnikowych z siecią atomową i jonową przy pomocy modelu kolektywnego oddziaływania.

1. Przy opracowywaniu zagadnień kwantowej teorii ciała stałego wynikają duże trudności, jeżeli używamy przybliżenia jednoelektronowego. Zaniechanie wzajemnego oddziaływania elektronów pozbawia nas w ogóle możliwości rozpatrywania wielu zjawisk fizycznych w kryształach i w cieczech, a mianowicie tych, których istnienie jest uwarunkowane tym wzajemnym oddziaływaniem (np. ferromagnetyzm, nadprzewodnictwo, ekscytyny w półprzewodnikach i dielektrykach itp.).

Współczesne metody kwantowej teorii pola odkrywają nowe możliwości dla rozwoju kwantowej teorii ciała stałego. W szczególności bardzo korzystne okazało się zastosowanie przedstawienia drugiego kwantowania. Okazuje się, że w tym przedstawieniu można przy pomocy stosowania kolejnych przekształceń unitarnych dokonać maksymalnie możliwej linearyzacji operatora energii wzajemnego oddziaływania między cząstkami i wyodrębnić elementarne wzbudzenia układu.

Jedną z interesujących własności układów mikrocząstek opisywanych antysymetrycznymi funkcjami falowymi, do których zalicza się również układ elektronów, jest możliwość istnienia spinowo i ładunkowo zamkniętych stanów. W przypadku elektronowych powłok w atomach mogą służyć jako przykład powłoki atomów gazów szlachetnych, w jądrach — zamknięte powłoki protonowo-neutronowe, w ciałach stałych (w substancji skondensowanej) — podstawowy stan dielektryka i półprzewodnika. To, że stan podstawowy jest stanem zamkniętym, znacznie ułatwia

rozpatrywanie stanów wzbudzonych. W tych przypadkach, gdy elementarne wzbudzenia dotyczą jednej tylko niejednorodności spinowej (fale spinowe), wzbudzone stany nie są oddzielone od stanu podstawowego przerwą energetyczną, w przypadku zaś, gdy wzbudzenia związane są z niejednorodnościami ładunku (dziury, elektrony przewodnictwa) lub ze wzbudzeniem stanu (ekscytyny), istnieje przerwa energetyczna.

Z powodu złożoności zagadnienia wielu oddziaływających na siebie elektronów dotychczas nie możemy jeszcze zbudować dostatecznie dokładnego wieloelektronowego modelu kryształu, który by mało się różnił od jego realnej struktury. Dlatego musimy poprzestawać na przybliżonych schematach, których zastosowanie zmniejsza naturalnie wartość konkretnych rezultatów otrzymanych przy pomocy tych modeli.

2. Jak już wspomnieliśmy, bardzo wygodną formą matematycznego ujęcia zagadnienia wieloelektronowego jest przedstawienie drugiego kwantowania, w którym hamiltonian układu elektronów i jonów z uwzględnieniem wzajemnych oddziaływań ma postać:

$$\hat{H} = \sum_{\alpha, \alpha'} L(\alpha, \alpha') \hat{a}_{\alpha}^+ \hat{a}_{\alpha'} + \sum_{\alpha_1, \alpha_2, \alpha'_1, \alpha'_2} F(\alpha_1, \alpha_2; \alpha'_1, \alpha'_2) \hat{a}_{\alpha_1}^+ \hat{a}_{\alpha_2}^+ \hat{a}_{\alpha'_1} \hat{a}_{\alpha'_2} + \sum_{\xi} \varepsilon_{\xi} \hat{b}_{\xi}^+ \hat{b}_{\xi} + \sum_{\alpha, \alpha', \xi} G(\alpha, \xi) (\hat{b}_{\xi}^+ \hat{a}_{\alpha}^+ \hat{a}_{\alpha'} - \hat{b}_{\xi} \hat{a}_{\alpha'}^+ \hat{a}_{\alpha}), \quad (1)$$

gdzie wskaźnik α oznacza pełny zbiór liczb kwantowych dla stanów pojedynczych cząstek. Funkcje falowe tych stanów wchodzi w skład antysymetrycznych iloczynów, na które rozwija się pełna wieloelektronowa funkcja całego układu; ξ oznacza quasipęd wzbudzeń elementarnych podukładu jonowego (fononów), L i F oznaczają odpowiednio elementy macierzowe addytywnej (jednoelektronowej) i binarnej (wzajemnego oddziaływania) części hamiltonianu elektronowego; ε_{ξ} — energię fononu, $G(\alpha, \xi)$ — energię oddziaływania elektronów z polem fononów, \hat{a}_{α}^+ , \hat{a}_{α} — operatory fermionowe drugiego kwantowania dla elektronów, \hat{b}_{ξ}^+ , \hat{b}_{ξ} — operatory bozonowe dla fononów. Ten właśnie hamiltonian zawiera w sobie wszystkie wieloelektronowe modele kryształów o sieciach atomowych i jonowych. Przede wszystkim musimy wydzielić „główną” część operatora (1) \hat{H}_0 , której wartość własna daje nam energię stanu podstawowego kryształu E_0 . Wartości własne pozostałej części operatora (1) \hat{H}_1 trzeba już znajdować w sposób przybliżony. Przy tym właśnie należy wykorzystać fakt, że interesują nas tylko słabo wzbudzone stany układu. Jako mały bezwymiarowy parametr należy wprowadzić stosunek liczby wzbudzeń elementarnych (quasi-cząstek) do całkowitej liczby cząstek lub np. — do liczby węzłów sieci krystalicznej. Innym małym parametrem może być również tzw. całka nakładania się (niezupełnie

ortogonalnych, zlokalizowanych) funkcji poszczególnych cząstek, odnoszących się do różnych węzłów sieci. Przy pomocy tych małych parametrów można z operatora H_1 wydzielić jego część „główną”, którą można sprowadzić do postaci diagonalnej poprzez odpowiednie przekształcenia unitarne i określić od razu jej wartości własne, jako wartości własne oscylatorów odpowiedniego skwantowanego pola. Pozostała część niediagonalna operatora H_1 jest małym dodatkiem opisującym procesy „zderzenia” między elementarnymi wzbudzeniami (quasi-cząstkami), tj. opisującym prawdopodobieństwo przejść w procesach kinetycznych układu.

Przedstawione wyżej przybliżenia pozbawiają nas możliwości rozpatrywania w tym schemacie stanów silnie wzbudzonych (obszar wysokich temperatur). Również tylko w sposób bardzo przybliżony można w tym schemacie uwzględnić wewnętrzną polaryzację stanów elektronowych i jonowych. Specjalnego badania wymaga również zagadnienie wykorzystania nieortogonalnych funkcji falowych poszczególnych cząstek.

3. Zatrzymamy się na krótkim opisie konkretnych modeli wieloelektronowych, które dotychczas zostały w różny sposób opracowane.

A. *Model wymienny (MW)*. W tym modelu obok wymienionych wyżej przybliżeń zakłada się dodatkowo, że w każdym węźle może zawsze znajdować się tylko jeden elektron (warunek homeopolarności $\sum_{\sigma} \hat{a}_{f\sigma}^+ \hat{a}_{f\sigma} = 1$) i dlatego w tym modelu mogą być uwzględnione tylko procesy wymiany między elektronami różnych węzłów; wyklucza się natomiast zupełnie procesy przenoszenia ładunku elektrycznego. Dlatego też *MW* stosuje się tylko do opisu własności kryształu dielektryka i tylko tych jego wzbudzeń, które związane są z wymienną częścią elektrostatycznego oddziaływania elektronów. Są to wzbudzenia jednorodnego lub ogólnie jakiegokolwiek uporządkowanego rozkładu spinów elektronowych, które przyjęto nazywać *falami spinowymi* lub *ferromagnonami*. W przypadku kryształów ferromagnetycznych mamy w stanie podstawowym pełne nasycenie spinowe, a w kryształach antyferromagnetycznych — w podstawowym stanie singuletowym, który w przybliżeniu możemy opisać przy pomocy antyrównoległego, uporządkowanego rozkładu spinów, elementarnymi wzbudzeniami są naruszenia tego „porządku” — antyferromagnony.

Ścisłe warunki homeopolarności nie pozwalały na zastosowanie *MW* do badania półprzewodników i metalicznych ferro- i antyferromagnetyków. W istocie *MW* daje się zastosować tylko do dielektryków z bardzo dużą energią aktywacji dla wzbudzeń prądowych i ekscytonowych. (Należy zaznaczyć, że *MW* jest w pewnym sensie uogólnieniem opisu cząsteczki wodoru według schematu Heitlera-Londona [1].

Uogólnienie tego rodzaju dokonane zostało po raz pierwszy przez Heisenberga [2] — dlatego MW jest szczególnym przypadkiem modelu HLH).

Ograniczoność MW ciągle wymagała dalszych uogólnień, a w pierwszym rzędzie uwzględnienia procesów przenoszenia ładunku elektronowego i wzbudzeń ekscytonowych. Tu przede wszystkim należy wymienić model polarny.

B. *Model polarny (MP)*. Slater [3] pierwszy wskazał na konieczność uwzględnienia stanów spolaryzowanych (zjonizowanych). Jednak uwzględnienia tego w znacznie ogólniejszej postaci dokonał C. P. Szubin [4]. W MP, tak jak w MW, wskaźnik α oznacza numer węzła sieci f i spinową liczbę kwantową σ , tylko teraz nie ma warunku homeopolarności. Zamiast niego mamy inny warunek: $\sum_{\sigma} \hat{a}_{f\sigma}^+ \hat{a}_{f\sigma} = 0, 1, 2$. Pojawienie się ujemnie zjonizowanych węzłów (dwójek) i węzłów zjonizowanych dodatnio (dziur) pozwala uwzględnić występowanie przewodnictwa elektrycznego. Jeżeli stan podstawowy jest homeopolarny, to w stanach słabo wzbudzonych pojawiają się quasi-cząstki „dwójki” i „dziury”, tworzące gaz cząstek bozonowych. Jeżeli natomiast stan podstawowy jest już w pewnym stopniu zjonizowany (spontaniczna polaryzacja), to mamy do czynienia bądź z półmetalem (słaba polaryzacja), bądź z metalem, w którym nośniki prądu tworzą gaz fermionowy. Spotykane są w literaturze poglądy, że MP w ogóle nie można stosować w tych przypadkach, gdy stan podstawowy jest spolaryzowany (patrz np. praca Motta [5]). Można jednak wykazać [4], że z uwagi na kwantową naturę oddziaływania elektronowego w zasadzie możliwy jest stan podstawowy o dowolnym stopniu polaryzacji węzłów sieci. W tych przypadkach należy tylko specjalnie rozpatrzyć zagadnienie, jakie elementarne wzbudzenia są możliwe [6].

Tak więc w przypadku półprzewodnika lub dielektryka w MP rozpatruje się elementarne wzbudzenia typu swobodnych „dwójek” lub „dziur”, rozmieszczonych w kryształach niezależnie od siebie, a także bezprądowe wzbudzenia w postaci „sklejonej” dwójki z dziurą, które jako całość przemieszczają się w kryształach. Te ostatnie wzbudzenia są jedną z odmian frenkelowskich ekscytonów [7] i dlatego istotnym uogólnieniem MP jest uwzględnienie również innych rodzajów ekscytonów, które właśnie opisuje model polarno-ekscytonowy [8].

C. *Model polarno-ekscytonowy (MPE)*. W MP w funkcji falowej układu nie uwzględniano się funkcji stanów wzbudzonych dla pojedynczych cząstek. W modelu ekscytonowym (ME) Frenkla [7] nie uwzględniano się prądowych wzbudzeń polarnych. Dlatego było rzeczą zupełnie naturalną połączyć oba te modele w jeden bardziej ogólny

model polarno-ekscytonowy (*MPE*), co zostało przeprowadzone po raz pierwszy przez autora tego artykułu i J. N. Agafonową [8]. W *MPE* wskaźnik α w równaniu (1) oznacza zbiór trzech liczb: numeru węzła sieci f , numeru stanu poszczególnej cząstki ν (podstawowego lub pierwszego wzbudzonego) i spinowej liczby kwantowej σ . W *MPE* obok wspomnianych wyżej quasi-cząstek *MP*, dwójek i dziur oraz kompleksów dwójka-dziura występują typowe ekscytony Frenkela (bezprądowe) z różną orientacją spinu (singuletowe i tripletowe), jak również ekscytony prądowe (wzbudzone dwójki). Wszystkie te quasi-cząstki są cząstkami bozonowymi.

W ramach *MPE* udało się wyjaśnić jeden z możliwych mechanizmów prowadzących do ziarnistej struktury magnetycznych momentów ferromagnetyków [9], wyjaśnić własności ekscytonowego ferromagnetyzmu [8] z dwoma punktami Curie ($\Theta_1 = 0^\circ\text{K}$ i $\Theta_2 > 0^\circ\text{K}$), wyprowadzić temperaturową zależność dla samoistnego przewodnictwa elektrycznego półprzewodników atomowych [10] (niejonowych), przewodnictwo elektryczne w silnych polach (prawo Poola) [11] oraz prawidłowości pewnych optycznych własności półprzewodników [12].

Wadą *MPE* jest to, że rozpatruje się w nim półprzewodnikowy kryształ typu atomowego, którego stan podstawowy ma niezamkniętą powłokę spinową. Dlatego *MPE* odnosi się, ściśle mówiąc, nie do typowego półprzewodnika w rodzaju germanu lub krzemu, lecz do kryształów pierwiastków grupy przejściowej, które z reguły są metalami. Dlatego też dalsze uogólnienie *MPE* poszło naturalnie dwiema drogami. Po pierwsze — w celu badania własności metali grup przejściowych $s-d$ zbudowano specjalny model wymienny (*MWSD*), w którym uwzględniało się aktywną rolę zarówno wewnętrznych $3d$ i $4f$ elektronów, których zachowanie się w zasadzie określa własności ferromagnetyczne lub antyferromagnetyczne, jak i zewnętrznych elektronów przewodnictwa. Po drugie — *MPE* uogólniono przyjmując, że w stanie podstawowym kryształu w każdym węźle sieci znajdowały się zawsze dwa elektrony z przeciwnymi spinami; ten model można nazwać modelem polarno-ekscytonowym z zamkniętymi powłokami (*MPEZP*).

D. Model wymienny zewnętrznych i wewnętrznych elektronów (MWSD) [13]. W tym „zhybrydyzowanym” modelu zewnętrzne elektrony opisane są przy pomocy blochowskich skolektywizowanych funkcji jednocząstkowych, a elektrony wewnętrzne — przez atomowe funkcje zlokalizowane. W tym przypadku widmo energetyczne wzbudzeń elementarnych ma dwie gałęzie: bozonową ferromagnonową i fermionową dla elektronów przewodnictwa. Ten model pozwolił wyjaśnić szeroki zakres zjawisk fizycznych w ferromagnetykach (anomalie ferromagnetyczne) zarówno w obszarze temperatur bliskich punktowi Curie, jak

i w temperaturach niskich. Trzeba tu podkreślić, że zasadnicze wnioski z tego modelu znajdują dobre potwierdzenie w doświadczeniach nad rozpraszaniem neutronów na falach spinowych w kryształach ferromagnetycznych (patrz np. prace R. D. Lowdego [14] i R. J. Elliotta [15]). Jednak w swojej początkowej postaci *MWSD* odnosił się do metali przejściowych, a nie do półprzewodników lub dielektryków. Dlatego też, aby ten model można było stosować i w tych przypadkach, tj. dla związków półprzewodnikowych z udziałem pierwiastków grup przejściowych, należy dokonać dalszych udoskonaleń (patrz niżej).

E. Model polarno-ekscytonowy z zamkniętą powłoką (MPEZP) [16]. *MPEZP* jest najbardziej odpowiednim wieloelektronowym modelem dla półprzewodników o sieci atomowej. W *MPEZP*, tak jak w *MPE*, jako stan podstawowy wybiera się stan homeopolarny, zakłada się tylko, że w każdym węźle znajduje się nie jeden, lecz dwa elektrony z przeciwnymi spinami (jak np. w powłoce helowej). W *MPEZP* wzbudzeniami elementarnymi są bezprądowe ekscytony (wzbudzenia z prawym lub lewym spinem bez występowania przenoszenia elektronów), oraz wzbudzenia prądowe („trójki” i „jedynki”). Pierwszym odpowiadają cząstki bozonowe, drugim — cząstki fermionowe. Oprócz tego mogą być uwzględnione i wyższe wzbudzenia prądowe: „czwórki” i „dziury”, które są cząstkami bozonowymi. Tak więc w *MPEZP* od początku uwzględniono jednocześnie wszystkie typowe wzbudzenia elementarne półprzewodnika atomowego bez domieszek i wyprowadzono prawidłowe związki między nimi.

W *MPEZP* w hamiltonianie (1) wskaźnik α przedstawia numer węzła sieci f , orbitalne i magnetyczne liczby kwantowe ν (l, m) i spinową liczbę kwantową σ . Jeżeli ograniczymy się do dwóch stanów „orbitalnych” tylko: $\nu = 0$ i $\nu = 1$, to operator (1) można przedstawić w postaci sumy

$$\hat{H} = H_0 + \hat{H}^s + \hat{H}^p + \hat{H}^{sp}, \quad (2)$$

gdzie H_0 jest energią stanu podstawowego, w \hat{H}^s zebrane są wszystkie człony z $\nu = 0$, w \hat{H}^p — z $\nu = 1$, wreszcie w \hat{H}^{sp} — człony mieszane. Dalej wprowadza się następujące uproszczenia: 1) zakładamy, że układ znajduje się w stanie mało różniącym się od stanu podstawowego, tj. liczba elektronów w stanach z $\nu = 1$ jest bardzo mała; 2) całkę nakładania (nieortogonalności) funkcji atomowych sąsiednich węzłów uważa się za małą. Dla oceny względnych rzędów wielkości różnych członów we wzorze (2) wprowadza się mały parametr ε , mający sens czynnika wagowego stanów wzbudzonych przy rozkładzie funkcji falowej układu w przedstawieniu liczb obsadzeń, oraz drugi mały parametr s propor-

cyjonalny do całki nieortogonalności. Oceny różnych składników we wzorze (2) dokonuje się w drodze określania ich wartości średnich z dokładnością do wyrazów małych drugiego rzędu (ϵ^2 , ϵs i s^2), jak również zatrzymując wyrazy małe trzeciego rzędu, proporcjonalne do iloczynu $\epsilon^2 s$, ponieważ liczba ich jest duża w porównaniu z liczbą innych pozostałych wyrazów. W rezultacie hamiltonian (2) przybiera postać

$$\hat{H} \approx H_0 + \hat{H}^B + \hat{H}^F + \hat{H}^{BF}(\epsilon^3), \quad (3)$$

W \hat{H}^B zebrane są wyrazy zachowujące liczbę elektronów w węzłach (operator w przestrzeni funkcji homeopolarnych), a w \hat{H}^F wchodzi wyrazy nie zachowujące liczby elektronów w węzłach sieci (operator w przestrzeni funkcji spolaryzowanych). Człony mieszane \hat{H}^{BF} w przyjętym przybliżeniu okazują się wielkościami małymi wyższego rzędu, tj. wzbudzenia quasi-homeopolarne i polarne okazują się praktycznie izolowane i przejścia między nimi są zabronione. Pozwala to w tym przypadku wprowadzić nowe operatory drugiego kwantowania oddzielnie dla członów w \hat{H}^B i oddzielnie dla członów w \hat{H}^F . Wówczas w operatorze \hat{H}^{BF} pojawiają się człony zawierające iloczyny mieszane co najmniej trzech operatorów, które opisują procesy „zderzenia” między różnymi wzbudzeniami układu.

Tak więc widmo energetyczne układu posiada dwie gałęzie: jedna określona jest wartościami własnymi operatora \hat{H}^B , a druga — operatora \hat{H}^F . Pierwsza z nich jest gałęzią bozonową, a druga fermionową.

Gałąź bozonowa rozpada się z kolei na dwie podgałęzie — singuletową i tripletową gałąź ekscytonów typu frenkelowskiego. (W innej trochę formie takie rozdzielenie było wcześniej dokonane w konfiguracyjnym przedstawieniu przez Słatera i wykorzystane przez R. E. Merrifielda [17] dla wyjaśnienia multipletowej struktury widma ekscytonowego). Podgałęzie singuletowe i tripletowe określa się ze względu na antyrównoległą lub równoległą orientację spinów wzbudzonego i normalnego elektronu w danym węzle sieci. Łatwo można wykazać, że operator \hat{H}^B możemy w przyjętych przybliżeniach przedstawić w postaci sumy

$$\hat{H}^B = \hat{H}^{B_0} + \hat{H}^{B_1} + \hat{H}^{B_0 B_1}(\epsilon^3), \quad (4)$$

gdzie wskaźniki B_0 i B_1 wskazują stan singuletowy lub tripletowy. Ponieważ magnetyczne oddziaływanie nie jest uwzględnione, więc stany te nie kombinują ze sobą i wyrazy mieszane są małymi wyższego rzędu. Konstrukcja operatorów \hat{H}^{B_0} i \hat{H}^{B_1} pozwala wprowadzić nowe operatory drugiego kwantowania, a mianowicie w pierwszym przypadku

$$\begin{aligned}
 \hat{a}_{f_0\sigma}^+ \hat{a}_{f_1\sigma} &= (1 - \hat{b}_{f_0\sigma}^+ \hat{b}_{f_0\sigma})^{1/2} \hat{b}_{f_0\sigma} \\
 \hat{a}_{f_1\sigma}^+ \hat{a}_{f_0\sigma} &= \hat{b}_{f_0\sigma}^+ (1 - \hat{b}_{f_0\sigma}^+ \hat{b}_{f_0\sigma})^{1/2}, \\
 \hat{a}_{f_1\sigma}^+ \hat{a}_{f_1\sigma} &= \hat{b}_{f_0\sigma}^+ \hat{b}_{f_0\sigma} = \hat{n}_{f_0\sigma}
 \end{aligned} \tag{5}$$

i w drugim

$$\begin{aligned}
 \hat{a}_{f_0\sigma_1}^+ \hat{a}_{f_1\sigma_2} &= (1 - \hat{\beta}_{f_0\sigma_1}^+ \hat{\beta}_{f_0\sigma_2}) \hat{\beta}_{f_0\sigma_2}, \\
 \hat{a}_{f_1\sigma_1}^+ \hat{a}_{f_0\sigma_2} &= \hat{\beta}_{f_0\sigma_1}^+ (1 - \hat{\beta}_{f_0\sigma_1}^+ \hat{\beta}_{f_0\sigma_1}), \\
 \hat{a}_{f_1\sigma_1}^+ \hat{a}_{f_1\sigma_1} &= \hat{\beta}_{f_0\sigma_1}^+ \hat{\beta}_{f_0\sigma_1} = N_{f_0\sigma_1}, \quad (\sigma_1 \neq \sigma_2),
 \end{aligned} \tag{6}$$

przy czym dla wyrażeń (5) dochodzi warunek quasi-homeopolarności

$$\hat{a}_{f_0\sigma}^+ \hat{a}_{f_0\sigma} + \hat{a}_{f_1\sigma}^+ \hat{a}_{f_1\sigma} = 1 \tag{7a}$$

a dla wyrażeń (6) warunek

$$\hat{a}_{f_0\sigma_1}^+ \hat{a}_{f_0\sigma_1} + \hat{a}_{f_1\sigma_2}^+ \hat{a}_{f_1\sigma_2} = 1, \quad (\sigma_1 \neq \sigma_2). \tag{7b}$$

Operatory $\beta_{f\sigma}$ i $b_{f\sigma}$ spełniają relacje przemienności dla bozonów.

Po diagonalizacji operatorów \hat{H}^{B_0} i \hat{H}^{B_1} otrzymujemy odpowiednie związki dyspersyjne dla bozonowych quasi-cząstek — frenkelowskich ekscytonów. Okazuje się przy tym, że w naszym przybliżeniu ekscytonom „tripletowym” odpowiada nie pasmo, lecz izolowany poziom energii (szerokość pasma tych ekscytonów jest mała, w przyjętych przybliżeniach rzędu $\varepsilon^2 s^2$). Wynik ten zgadza się całkowicie ze wspomnianymi rachunkami R. E. Merrifielda [17] i wynika z niego, że prędkość rozprzestrzeniania się singuletowych fal ekscytonowych jest znacznie większa niż tripletowych.

Trochę trudniejsza jest diagonalizacja fermionowego operatora \hat{H}^F . Tutaj celowe jest stosowanie metody Heisenberga i wprowadzenie operatorów dla dziur. Oprócz tego trzeba dokonać przekształcenia Fouriera, jak również jeszcze jednego przekształcenia liniowego. W rezultacie otrzymujemy wartości własne energii dla dwóch rodzajów elementarnych wzbudzeń typu fermionowego — elektronów przewodnictwa i dziur. W przybliżeniu uwzględniającym najbliższych sąsiadów zależność dyspersyjna ma zwykłą postać kwadratową. Wyliczenie widma można wykonać bez trudu nie tylko dla sieci kubicznych, lecz także dla sieci typu diamentu, którą posiadają kryształy germanu.

Otrzymane rezultaty możemy rozpatrywać również jako swego rodzaju uzasadnienie jednoelektronowego ujęcia zagadnień półprzewodników. Jednocześnie widzimy na przykładzie wieloelektronowego MPEZP, że tylko w ramach takiego modelu, z uwzględnieniem wzajemnego od-

działania elektronów, można otrzymywać konsekwentne i najbardziej pełne wyjaśnienie całego zbioru fizycznych własności półprzewodników.

F. Dalsze uogólnienie MPEZP powinno obejmować przypadek kryształów jonowych, a także kryształów o sieciach jonowych i atomowych zawierających domieszki. Możemy już teraz powiedzieć, że takie uogólnienie nie może prowadzić do żadnych poważnych trudności. Autor niniejszego artykułu z J. M. Sejdowem [18] rozwiązali zagadnienie skośnego oddziaływania wymiennego dla związków jonowych typu MnO. Dla zbudowania konkretnego schematu rachunkowego w ramach MPEZP dla kryształów jonowych wystarczy w hamiltonianie (1) uwzględnić człony odnoszące się do ruchu sieci jonowej, w szczególności uwzględnić jej drgania optyczne.

4. Ostatnio rozpowszechniło się szeroko nowe wieloelektronowe rozpatrywanie ośrodków skondensowanych według metody kolektywnego opisu wzajemnych oddziaływań [19], które po raz pierwszy było zastosowane przy badaniu własności plazmy elektronowej. Dużą zaletą tej metody jest jej mniej konkretna modelowość i dlatego metoda ta jest bardziej ogólna. Ogólność jej staje się widoczna z następujących rozważań. Operator gęstości elektronowej układu N cząstek ma postać

$$\hat{\rho}(\vec{r}) = \sum_{j=1}^N \delta(\vec{r} - \vec{r}_j), \quad (8)$$

jego składowe fourierowskie dane są wzorem

$$\hat{\rho}_{\vec{k}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N e^{-i(\vec{k}\vec{r}_j)}, \quad \hat{\rho}_{\vec{k}}^{\dagger} = \hat{\rho}_{-\vec{k}}, \quad (\vec{k} \neq 0). \quad (9)$$

Przechodząc we wzorze (9) od przedstawienia konfiguracyjnego do przedstawienia drugiego kwantowania otrzymamy

$$\hat{\rho}_{\vec{k}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\alpha\alpha'} \varrho_{\vec{k}}(\alpha, \alpha') \hat{a}_{\alpha}^{\dagger} \hat{a}_{\alpha'}, \quad (10)$$

gdzie $\varrho_{\vec{k}}(\alpha, \alpha')$ są elementami macierzowymi składowych fourierowskich operatora gęstości w wybranym układzie jednoelektronowych funkcji falowych (według których dokonujemy rozwinięcia wieloelektronowej funkcji całego układu). Jeżeli wskaźniki α we wzorze (10) przedstawimy w przytoczonej wyżej postaci układu trzech liczb f, ν, σ , to otrzymamy dla elementów macierzowych wyrażenie:

$$\hat{\rho}_{\vec{k}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{f\nu\sigma f'\nu'\sigma'} \varrho_{\vec{k}}(f, \nu, \sigma; f', \nu', \sigma') \hat{a}_{f\nu\sigma}^{\dagger} \hat{a}_{f'\nu'\sigma'}.$$

Widać z tego, że kwantowo w układzie wzajemnie oddziałujących elektronów mamy do czynienia nie tylko z drganiami quasi-klasycznej gę-

stości elektronów (gdy $f = f'$, $\nu = \nu' = 0$, $\sigma = \sigma'$), lecz także gęstości „wymiennej” (gdy $f \neq f'$, $\nu = \nu'$, $\sigma \neq \sigma'$), gęstości związanej z przechodzeniem do stanów wzbudzonych w danym węźle (gdy $f = f'$; $\nu \neq \nu'$; σ, σ') i wreszcie gęstości związanej i ze wzbudzeniem, i z przejściem do drugiego węzła (gdy $f \neq f'$; ν, ν' ; σ, σ'). To, że w tym przypadku mamy do czynienia ze składowymi fourierowskimi gęstości elektronowej, podkreśla kolektywny charakter ruchu układu wzajemnie oddziałujących elektronów.

Zastosowanie tego schematu do kryształów jonowych zakłada, że uwzględniamy człony oddziaływania elektronów z jonami w zerowym przybliżeniu i dlatego związki dyspersyjne będą zależały od polaryzacji układu jonowego. Tak więc w tym schemacie dochodzimy zupełnie niezależnie do polaronów [20], zarówno dla „dodatkowych”, jak i dla „właśnych” elektronów półprzewodnika jonowego i dielektryka. Z takiego podejścia wynika od razu, że wszystkie prądowe wzbudzenia w kryształach jonowych mają zawsze w większym lub mniejszym stopniu charakter polaronowy. Nie można mówić, że obok stanów polaronowych istnieją jeszcze jakiegokolwiek stany tworzące pasmo przewodnictwa w zwykłym, jednoelektronowym sensie tego słowa. Tak więc jeszcze raz przekonujemy się o wyższości konsekwentnego wieloelektronowego podejścia nad przybliżeniem jednoelektronowym.

5. Główne braki rozpatrzonych wyżej teorii są następujące:

a) W rachunkach posługujemy się niezupełnym („obcięty”) układem funkcji jednoelektronowych. Należy uściślić procedurę takiego obcinania w sensie metody *Ritza-Galerkina*.

b) Wykorzystanie nieortogonalnych funkcji i założenia o małości całki nieortogonalności wymaga, ściśle mówiąc, uwzględnienia oddziaływania konfiguracyjnego, które często zaniedbujemy.

c) Prawie zupełnie zaniedbujemy uwzględnianie punktowej symetrii kryształu, ograniczając się tylko do uwzględnienia symetrii translacyjnej. Istnieją jednak wszystkie podstawy, aby mniemać, że zasadniczą rzeczą jest tu wpływ bliższego otoczenia w kryształach, a nie jego dalsze uporządkowanie (wynika to np. z istnienia ciekłych metali i półprzewodników). Dlatego uwzględnienie punktowej symetrii dla funkcji falowych w kryształach jest bardzo interesującym problemem.

d) Wada rozpatrzonych modeli polega również na tym, że wchodzi do nich duża liczba parametrów (całki wymiany, wzbudzenia, przenoszenia itp.). Bardzo byłoby pożądane, żeby rachunki w miarę możliwości prowadzić w takiej postaci, by liczba tych dowolnych wielkości zmniejszyła się do minimum, albo żeby teoria dopuszczała uzasadnione oszacowania liczbowe.

e) Do tej pory nie rozwiązane zostało zagadnienie poprawnego ujęcia stanu podstawowego metali i półprzewodników. To także jest ogólną trudnością wieloelektronowej teorii ciała stałego, pozbawiającą ją wewnętrznej zwartości.

Bardzo obiecująca jest metoda kolektywnego opisu wzajemnego oddziaływania, jeżeli ją powiążemy w jeden schemat z ogólnym traktowaniem wzbudzeń elementarnych podanym przez W. L. Boncz-Brujewicza [21] oraz z interesującym wieloelektronowym ujęciem zagadnień półprzewodników atomowych, jakie podał K. D. Towstjuk [22].

Tłumaczył J. Rautuszkiewicz

Literatura

1. London F., Heitler W., ZS. f. Phys. **44**, 455 (1927).
2. Heisenberg W., ZS. f. Phys. **49**, 619 (1928).
3. Slater J., C., Phys. Rev. **35**, 509 (1930).
4. Шубин С. П., Вонсовский С. В., Proc. Roy. Soc. **A145**, 159 (1934); Phys. ZS. USSR **7**, 292 (1935); **10**, 343 (1936).
5. Mott N. F., Proc. Phys. Soc. **A62**, 416 (1949).
6. patrz np.: Вонсовский С. В., Падучев Б. В., ЖЭТФ **25**, 571 (1953).
7. Френкель Я. И., Phys. Rev. **37**, 17, 1276 (1931); Phys. ZS. USSR **9**, 158 (1936).
8. Вонсовский С. В., Арафонова Е. И., Сб. посвящ. 70-летию акад. А. Ф. Иоффе, Изд. АН СССР, стр. 92 (1950).
9. Вонсовский С. В., Власов К. В., ЖЭТФ **25**, 327 (1953).
10. Вонсовский С. В., Галишев В. С., ЖЭТФ **25**, 584 (1953).
11. Вонсовский С. В., УФН **48**, 289 (1952).
12. Черепанов В. И., Автореферат диссертаций, Свердловск 1956.
13. Вонсовский С. В., Journ. Phys. USSR **10**, 468 (1946); Вонсовский С. В., Туров Е. А., ЖЭТФ **24**, 419 (1953).
14. Lowde R. D., Proc. Roy. Soc. **A235**, 305 (1956).
15. Elliot R. J., Proc. Roy. Soc. **A235**, 289 (1956).
16. Вонсовский С. В., ЖТФ **25**, 2022 (1955); Кулниренко А. Н., Автореферат диссертации, Свердловск 1956.
17. Merrifield R. E., J. Chem. Phys. **23**, 402 (1955).
18. Вонсовский С. В., Сейдов Ю. М., ДАН СССР **107**, 37 (1956).
19. Bohm D., Pines D., Phys. Rev. **82**, 625 (1951); **85**, 338 (1952); **92**, 609 (1953); Климонтович Ю. Я., Силин В. П., ДАН СССР **82**, 361 (1952); Зарянов П. С., ЖЭТФ **25**, 441 (1953); Зубарев Д. Н., ЖЭТФ **25**, 548 (1953); Боголюбов Н. Н., Зубарев Д. Н., ЖЭТФ **28**, 129 (1955).
20. Пекар С. И., *Исследования по электронной теории кристаллов*, ГУТТЛ, 1951; ЖЭТФ **25**, 417 (1953).
21. Вонч-Бруевич В. П., ЖЭТФ **25**, 417 (1953).
22. Товстюк К. Д., Автореферат диссертации, Черновци 1956.

G. Heber

Uniwersytet w Jenie

O nowszych wynikach mezonowej teorii nukleonów

Jak wiadomo, nukleony wykazują cały szereg szczególnych własności takich, jak siły jądrowe, anomalne momenty magnetyczne, oddziaływanie neutron-elektron, rozpraszanie mezonów π na nukleonach, rozpraszanie nukleonów na nukleonach itd. Jakościowo można wszystkie te własności wytłumaczyć, przyjmując założenie, że nukleony są źródłami pól π -mezonowych (Y u k a w a, 1935 [1]).

Próby wydedukowania ilościowego opisu tych efektów z mezonowej teorii nukleonów były jednak do niedawna bezskuteczne. Uważano, że główna trudność polega na tym (por. np. B e t h e, de H o f f m a n n, 1955 [2]), że sprzężenie między polem π -mezonowym i polem nukleonowym nie jest słabe (jak w elektrodynamice), lecz silne (bezwymiarowa wielkość $g^2/\hbar c = 10 - 20$, gdy tymczasem w elektrodynamice $e^2/\hbar c = 1/137$). Sprawia to, że rachunek zaburzeń staje się w naszym przypadku bezużyteczny. Inne metody (klasyczna teoria silnego sprzężenia, metoda T o m o n a g i, metoda T a m m a - D a n c o f f a i podobne) nie są w pełni zadowalające ze względu na brak niezmienniczości względem transformacji Lorentza i niemożliwość renormalizacji. Spodziewano się, że trudności zniknęłyby, gdyby się udało rozsądnie potraktować teorię z silnym sprzężeniem, tzn. przede wszystkim, gdyby się ją udało zrenormalizować.

Dziś wiemy, że sprawy nie mają się niestety tak prosto. Rzecz polega na tym, że we wszystkich branych dotąd pod uwagę teoriach nie wolno renormalizować mas i ładunków o nieskończone wielkości. Taka renormalizacja niszczy bowiem możliwość fizycznej interpretacji teorii (występują ujemne prawdopodobieństwa, niehermitowskie hamiltoniany, nieunitarne macierze S itd.).

Najwyraźniej widać to na nierealnym, ale za to dającym się ściśle rozwiązać przykładzie trzech pól L e e (L e e, 1954 [3], K ä l l e n i P a u l i, 1955 [4]). Również w odniesieniu do elektro- i mezodynamiki kwantowej dowiodły tego prace L a n d a u a, P o m e r a n c z u-

ka i in. (1954—1955 [5]), Arnousa i Heitlera (1955 [6]) oraz Umezawy, Kamefuchi i in. (1956 [7]). Konsekwencję tych teorii można zapewnić przez „obcięcie” (tzn. stłumienie) w członach oddziaływania wyższych (wirtualnych) pędów czy też energii. Wielkość pędu obcięcia zależy przy tym, według [5] i [7], w sposób istotny od stałej sprzężenia. W przypadku słabego sprzężenia (elektrodynamika) pęd obcięcia jest bardzo duży, tak że w zakresie energii, którymi dysponujemy, nie odczuwamy istnienia tej granicy; to wyjaśnia sukcesy elektrodynamiki kwantowej. Jednakże w przypadku silnego sprzężenia (teoria mezonowa) punkt obcięcia leży w okolicy energii spoczynkowej nukleonu i dlatego będzie się go wyczuwać bardzo wyraźnie przy wszystkich energiach.

Tak więc mogłoby się wydawać, że trzeba teraz zbudować taką teorię oddziaływania mezonów z nukleonami, w której wysokie wirtualne energie byłyby w sposób relatywistycznie niezmienniczy wyeliminowane. Taka niezmiennicza teoria z obcięciem istnieje, jak dotąd, tylko w ramach teorii zaburzeń (Arnous i Heitler, 1955 [6]) jednakże nie dla silnego sprzężenia.

Panuje jednak powszechne mniemanie, że takie obcinanie trudno uznać za procedurę zasadniczo zadowalającą, a raczej należy je uważać za grube przybliżenie pełniejszej teorii — w sensie korespondencji do niej. Taka pełniejsza, ogólniejsza teoria będzie z pewnością zawierała nową stałą uniwersalną (najmniejszą długość — lub jej odpowiednik) i będzie prawdopodobnie teorią nielokalną, opisującą wszystkie cząstki elementarne jednocześnie. Bardzo możliwe, że nasze — dające korespondencję — obcinanie zapewnia wprawdzie pożyteczne przybliżenie dla energii \ll od energii obcięcia, ale całkowicie zawodzi przy wyższych energiach.

Gdyby tak było, można by się spodziewać zadowalającej teorii (z obcięciem) oddziaływania nukleon-mezon jedynie w nierelatywistycznym zakresie energii nukleonów (do 200 czy 300 MeV). Przewidywania takie potwierdzone zostały, moim zdaniem, przez sukcesy teorii zapoczątkowanej przez Chew (1953-56 [8]). Z tego względu zatrzymamy się nieco nad tymi pracami.

Nierelatywistycznym przybliżeniem teorii $PS(PS)$ jest teoria $PS(PW)$. Chew stosuje ją w postaci symetrycznej względem ładunku. Odskok nukleonu uwzględnia się tylko częściowo; wirtualnych par nukleonów, nie bierze się zupełnie pod uwagę. Obcinanie wyższych pędów wprowadza Chew w ten sposób, że rozpatruje nukleony rozmyte, a więc cząstki ze strukturą, przy czym funkcja struktury nie jest singularna. Teoria jego zawiera wtedy dwa istotne parametry: wielkość sprzężenia i energię obcięcia.

Rachunki przeprowadzono różnymi metodami: najpierw metodą Tamm a - D a n c o f f a, potem zmodyfikowanym rachunkiem zaburzeń*. Następnie zastosowano metodę Tomonagi i wreszcie metodę L o w a dla równań całkowych. Najdokładniejsza jest metoda L o w a; pozwala ona na bezpośrednie wyprowadzenie ścisłych równań zrenormalizowanych**. Równania te są w ogólności nieliniowe. Na przykład rozpraszanie $\pi-n$ zachodzi tam, również w formalizmie, na cząstkach fizycznych (tj. „ubranych”), a nie na gołych. Niewątpliwą wadą formalizmu L o w a jest, że wyklucza on stany związane. Rachunki przeprowadzone metodą L o w a wykazują, że rozpraszanie $\pi-n$ w zakresie do mniej więcej 200 MeV jest opisane najlepiej, jeśli przyjąć obcięcie powyżej energii $c^2 \cdot (6 \text{ mas mezonu } \pi) \approx 1 \text{ GeV}$ (\approx energii spoczynkowej nukleonów).

Te same parametry pozwalają zupełnie dobrze zrozumieć procesy (γ , π). Natomiast zgodność z eksperymentem nie jest przy tych parametrach zbyt dobra w przypadku anomalnych momentów magnetycznych, oddziaływania $n-e$ oraz sił jądrowych (w tym ostatnim przypadku siła tensorowa wykazuje na małych odległościach charakter odpychający; obliczono własności deuteronu, ale bez uwzględnienia relatywistycznego efektu Werlego, Szamosi i Marxa (1953-56 [11])). Jednakże tych trzech ostatnich efektów dotychczas metodą L o w a nie przeliczono.

W niektórych pracach próbuje się drogą relatywistycznych rachunków uchwycić rozpraszanie $\pi-n$ przy wyższych energiach. Na przykład Kalos i Dalitz (1955 [12]) zastosowali nową metodę Tamm a - D a n c o f f a, ale i tu pozostają w zgodzie z eksperymentem do ok. 300 MeV. Goto (1954 [13]) stosuje relatywistyczną mezodynamikę z obcięciem w zwykłym rachunku zaburzeń ze słabym sprzężeniem (po obcięciu nie wypada to tak źle, jak bez obcięcia). Pozwala mu to złączyć rozbieżności, ale zasadniczej zgodności nie osiąga.

O tym, że zmiana konwencjonalnej kwantowej teorii pola przez obcięcie nie może prowadzić do ostatecznie zadowolającego wyniku, można się — moim zdaniem — przekonać w następujący sposób:

Budini (1956 [14]) wykazał, że teorię Chew można otrzymać przez specjalizację teorii Kristensena-Möllera (1952 [15]). Każda teoria z obcętym oddziaływaniem w przestrzeni pędów jest zu-

* Renormalizowano tu wcześniej, dzięki czemu nastąpiło zmniejszenie się stałej sprzężenia. Jest ona zresztą w przypadku sprzężenia PW i tak znacznie mniejsza niż w przypadku odpowiedniego sprzężenia PS!

** Podobną metodę podali H. Lehmann, K. Symanzik, W. Zimmermann, (1955 [9]); patrz również C. Wick (1955 [10]).

pełnie ogólnie równoważna teorii, w której lokalne pola są nielokalnie sprzężone. Taka teoria nie może być jednak, jak się zdaje, sformułowana bez zarzutu z punktu widzenia przyczynowości, na co wskazują Stückelberg i Wanders (1954, 1956 [16])* . Teoria taka nie jest w pełni zadowalająca również dlatego, że przypisuje ona cząstkom strukturę tylko w oddziaływaniu, a poza tym — nie. Ponadto trzeba wprowadzać *ad hoc* masy, ładunki i czynniki strukturalne (*Struktur faktören*). Wreszcie, nie udało się w ramach takiej — niezmienniczej względem cechowania — teorii usunąć rozbieżności pochodzących od polaryzacji próżni.

Dlatego wydaje mi się, że szukana lepsza mezonowa teoria nukleonów musi być teorią ściśle nielokalną — w sensie Yukawy (1949—1953 [17]), lub teorią bilokalną — w sensie Rayskiego (1953—1956 [18]). Teoria taka obejmowałaby najprawdopodobniej wszystkie cząstki elementarne wraz z ich oddziaływaniami. Dlatego raczej mieliby ci fizycy, którzy uważają, że współczesna mezodynamika zawodzi, gdyż nie uwzględnia hiperonów, mezonów *K* itd. Z równym uzasadnieniem można by jednak twierdzić, że konieczna jest korektura naszych poglądów na strukturę czasu i przestrzeni, polegająca na uwzględnieniu niemożności zlokalizowania pól fizycznych. Niestety, o ile wiem, nie udało się dotąd takiej nielokalnej teorii w sposób jednoznaczny skwantować. Dalsze rozwijanie tych nielokalnych teorii uważam za bezwzględnie konieczne dla osiągnięcia dalszych sukcesów w mezonowej teorii nukleonów. Istotnym, dotąd zadowalająco nie rozwiązany problemem jest sposób wprowadzenia oddziaływania.

Na zakończenie należy jeszcze zaznaczyć, że wydaje się, iż teorie nielokalne nie stanowią bynajmniej jedynej możliwości stworzenia jednolitej teorii wszystkich cząstek elementarnych. Na przykład Heisenberg (1953—1955 [19]) wykazał, że pole lokalne, sprzężone nielinowo samo ze sobą, może opisywać wiele cząstek elementarnych. Oczywiście takie nierenormalizowalne pole trzeba kwantować inaczej, niż to się robi zwykle, i na tym polegają szczególne trudności tej teorii. Nie jest wykluczone, że dalsze rozwijanie tej i podobnych teorii również prowadzi do zadowalającej teorii mezonowej.

W każdym razie nie ulega wątpliwości, że możliwości konwencjonalnej teorii pola są w istotny sposób wyczerpane — przynajmniej w zakresie oddziaływania mezon-nukleon. Trzeba w jakiś sposób dojść do teorii ogólniejszej i jest rzeczą całkowicie do pomyślenia, że do jednego celu prowadzą różne drogi. To, że w niniejszym artykule położyłem nie-

* Dowód jest o tyle niepełny, że przeprowadzony został w ramach rachunku zaburzeń (przy założeniu słabego sprzężenia).

co większy nacisk na teorie nielokalne, wynika stąd, że pozostają one — jak się zdaje — w bardziej ścisłym związku z teorią Chew.

Tłumaczył R. Gajewski

Literatura

1. H. Yukawa i in., Proc. Phys.-Mat. Soc. Japan **17**, 48 (1935); **19**, 1084 (1937); **20**, 1, 720 (1938).
2. H. A. Bethe i F. de Hoffman, *Mesons and Fields II*, Row and Peterson, Evanston (1955).
3. T. D. Lee, Phys. Rev. **95**, 1329 (1954).
4. G. Källén i W. Pauli, Dan. Mat.-Fys. Medd. **30**, nr 7 (1955).
5. L. D. Landau i in., Dokł. Akad. Nauk SSSR **95**, 497, 733, 1177 (1954); **96**, 261, (1954); L. D. Landau i I. Pomeranczuk, Dokł. Akad. Nauk SSSR **102**, 489 (1955); I. Pomeranczuk, Il Nuovo Cimento (X) **3**, 1186 (1956).
6. N. Arnous i W. Heitler, Il Nuovo Cimento (X) **2**, 1282 (1955).
7. H. Umezawa i in., Il Nuovo Cimento (X) **3**, 772 (1956); H. Umezawa i S. Kamefuchi, Il Nuovo Cimento (X) **3**, 1060 (1956).
8. G. F. Chew, Phys. Rev. **95**, 1669 (1954) (Podana wcześniejsza literatura).
Patrz następnie:
F. Capps i W. G. Holladay, Phys. Rev. **99**, 931 (1955); F. F. Salzman, Phys. Rev. **99**, 973 (1955); S. Gartenhaus, Phys. Rev. **100**, 900 (1955); R. M. Friedmann, T. D. Lee i R. S. Christian, Phys. Rev. **100**, 1494 (1955); E. Haller i R. M. Friedmann, Phys. Rev. **100**, 1501 (1955); G. F. Chew i F. Low, Phys. Rev. **101**, 1570 (1956); **101**, 1579 (1956); H. Miyazawa, Phys. Rev. **101**, 1564 (1956); M. Cini i S. Fubini, Il Nuovo Cimento (X) **3**, 746 (1956); S. Fubini, Il Nuovo Cimento (X) **3**, 1425 (1956).
9. H. Lehman, J. Symanzik, W. Zimmermann, Il Nuovo Cimento (X) **1**, 205 (1955).
10. C. Wick, Rev. Mod. Phys. **27**, 339 (1955).
11. J. Werle, Bull. Acad. Pol. III **1**, 281 (1953); G. Szamosi, i G. Marx, Acta Phys. Hung. **4**, 219 (1954); G. Szamosi, Acta Phys. Hung. **5**, 463 (1956).
12. W. Kalos i R. H. Dalitz, Phys. Rev. **100**, 1515 (1955).
13. S. Goto, Progr. Theor. Phys., **12**, 699 (1954).
14. P. Budini, Il Nuovo Cimento (X) **3**, 835 (1956).
15. P. Kristensen i C. Möller, Dan. Mat.-Fys. Medd. **72**, nr 7 (1952).
16. E. C. G. Stückelberg i G. Wanders, Helv. Phys. Acta **27**, 667 (1954); E. C. G. Stückelberg i G. Wanders, (w druku) (1956).
17. H. Yukawa, Phys. Rev. **76**, 300, 1731 (1949); **77**, 219 (1950); **80**, 1047 (1950); **91**, 415 (1953).
18. J. Rayski, Acta Phys. Pol. **14**, 107, 337 (1955) podana wcześniejsza literatura; J. Rayski, Il Nuovo Cimento (X) **2**, 255 (1955); **3**, 126 (1956).
19. W. Heisenberg, Nachr. d. Akad. d. Wiss. Göttingen nr 8 (1953); Zs. f. Natf. **9a**, 4 (1954); W. Heisenberg i in. Zs. f. Natf. **10a**, 425 (1955).

Bronisław Buras

Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Instytut Badań Jądrowych PAN

Ujemne temperatury bezwzględne

Wstęp

Temperatura bezwzględna T jest związana z entropią S i energią wewnętrzną układu U dobrze znaną zależnością

$$T = \left(\frac{\partial S}{\partial U} \right)_X^{-1}, \quad (1)$$

przy czym X oznacza, że pochodną cząstkową należy obliczyć przy stałej drugiej zmiennej niezależnej, występującej w równaniu wiążącym TdS i dU . Taką drugą zmienną niezależną może być np. objętość V . We wszystkich do niedawna znanych układach termodynamicznych entropia jest monotoniczną rosnącą funkcją energii wewnętrznej, toteż w termodynamice postuluje się, że temperatura bezwzględna nie może być ujemna*. Łatwo jednak podać przykład myślowy układu termodynamicznego, w którym entropia nie jest monotoniczną rosnącą funkcją energii wewnętrznej, a zatem w którym występują ujemne temperatury bezwzględne.

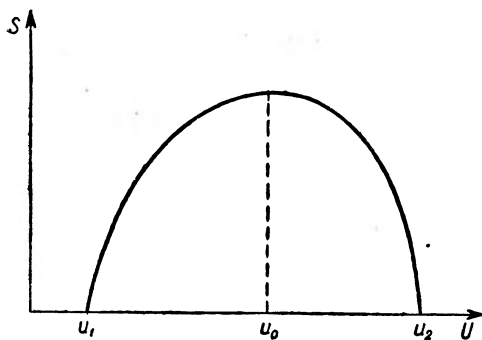
Przykładem takim może być układ cząstek występujących tylko w dwóch określonych stanach energetycznych. Łatwo zauważyć, że gdy wszystkie cząstki są w niższym stanie energii, to mamy stan wysoce uporządkowany odpowiadający minimum entropii $S = 0$. Podobnie przedstawia się sprawa, gdy wszystkie cząstki są w stanie wyższym. Gdy natomiast część z nich jest w niższym, a część w wyższym, to mamy stan mniej uporządkowany, a zatem entropia musi być większa niż w obu poprzednio omówionych przypadkach. Wynika z tego, że przy wzroście energii wewnętrznej układu entropia przechodzi przez maximum, co poglądowo zostało przedstawione na rys. 1. Analizując temperaturę tego układu widzimy, że przy wzroście energii wewnętrznej od U_1 do U_0

* Przy przyjęciu innych postulatów można dowieść, że temperatura bezwzględna nie może być ujemna. Do sprawy tej powrócimy później.

temperatura wzrasta od $+0^{\circ}\text{K}$ do $+\infty^{\circ}\text{K}$, następnie przeskakuje do $-\infty^{\circ}\text{K}$, aby następnie zmierzać do -0°K . Temperatura przechodzi kolejno przez wartości:

$$\begin{aligned} &+0^{\circ}\text{K}, \dots, +500^{\circ}\text{K}, \dots, +1000^{\circ}\text{K}, \dots, +\infty^{\circ}\text{K}, \\ &-\infty^{\circ}\text{K}, \dots, -1000^{\circ}\text{K}, \dots, -500^{\circ}\text{K}, \dots, -0^{\circ}\text{K}. \end{aligned} \quad (2)$$

Przykłady takie można by łatwo mnożyć. Łatwo widać, jakim warunkom musi odpowiadać układ, aby w nim mogły występować ujemne temperatury bezwzględne:



Rys. 1

1. elementy układu termodynamicznego muszą być w wewnętrznej równowadze termodynamicznej, aby układ mógł być w ogóle opisany przy użyciu pojęcia temperatury;

2. musi istnieć górna granica energii układu;

3. układ musi być termicznie izolowany od wszelkich innych układów nie spełniających dwóch pierwszych warunków.

Układ spełniający te warunki będziemy dalej nazywali układem Ramseya [1].

Powstaje oczywiście pytanie, czy takie układy występują w przyrodzie. Odpowiedź na to pytanie, jak zobaczymy, jest pozytywna. Nim jednak poznamy te układy, będzie pożyteczne przyjrzeć się bliżej termodynamice i mechanice statystycznej w ujemnych temperaturach bezwzględnych. Zagadnieniu temu poświęcił ostatnio Norman F. Ramsey [1] interesującą pracę, na której w głównej mierze został oparty niniejszy artykuł.

Termodynamika w ujemnych bezwzględnych temperaturach

Pragnąc omówić prawa termodynamiki w ujemnych temperaturach bezwzględnych należy najpierw ustalić, co będziemy rozumieli przez niektóre pojęcia znane dobrze z termodynamiki w dodatnich temperaturach bezwzględnych. Jest to konieczne, gdyż używane dwie różne definicje tego samego pojęcia, równoważne w zakresie dodatnich temperatur bezwzględnych, nie zawsze są równoważne w zakresie ujemnych temperatur bezwzględnych, jak to ma np. miejsce z pojęciem ciała „gorącego” i „zimnego”. Nim przejdziemy jednak do tego zagadnienia, ustalmy, że pojęcia „praca” i „ciepło” będą używane w tym samym znacze-

niu, co dla dodatnich bezwzględnych temperatur. Oznacza to jednocześnie, że sformułowanie pierwszego prawa termodynamiki pozostaje dla ujemnych temperatur bezwzględnych bez zmian.

Powracając do ciał „gorących” i „zimnych”⁶ wydaje się słuszne uważać takie ciało za „gorące”, które przy zetknięciu oddaje ciepło ciału „zimnemu”. Podany poprzednio przykład układu, który może znaleźć się w ujemnej temperaturze bezwzględnej, zdaje się sugerować, że przy tak ustalonej definicji terminów „gorący” i „zimny” ujemne temperatury bezwzględne są „gorętsze” od dodatnich temperatur bezwzględnych. Doświadczenia Purcella i Pounda, o których będzie jeszcze mowa, całkowicie potwierdzają ten wniosek. Toteż skala temperatur przedstawia się tak, jak to podano pod (2).

Zauważmy tu od razu, że przyjmując inną definicję temperatury niż tradycyjną możemy łatwo otrzymać bardziej „przyjemną” skalę temperatur. Wystarczy położyć:

$$\Theta = -\frac{1}{T},$$

a skala temperatur Θ będzie przedstawiać się w sposób następujący:

$$-\infty^{\circ}, \dots, -0.002^{\circ}, \dots, -0.001^{\circ}, \dots, -0^{\circ}, \\ +0^{\circ}, \dots, +0.001^{\circ}, \dots, +0.002^{\circ}, \dots, +\infty^{\circ}.$$

Nie będziemy jednak tego robić, lecz pozostaniemy przy skali (2) związanej z tradycyjną definicją temperatury.

Po tych uwagach wstępnych zajmijmy się sformułowaniami drugiego prawa termodynamiki w ujemnych temperaturach bezwzględnych. W tym celu rozpatrzmy cykl Carnota dla dwóch źródeł ciepła, z których każde jest w ujemnej temperaturze bezwzględnej. Niech, jak zwykle, temperatura grzejnicy będzie T_1 , a chłodnicy T_2 . Zgodnie z tym, co powiedzieliśmy, $T_1 < 0$ i $T_2 < 0$, co oznacza, że $T_2/T_1 > 0$. Lecz zgodnie ze skalą temperatur (2), skoro źródło ciepła o temperaturze T_1 jest „gorętsze” od źródła ciepła o temperaturze T_2 , to

$$|T_2| > |T_1|,$$

stąd zaś

$$\frac{T_2}{T_1} > 1.$$

To zaś powoduje, że sprawność doskonałego silnika termodynamicznego w ujemnych temperaturach bezwzględnych

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} < 0$$

jest ujemna. Oznacza to, że w ujemnych temperaturach bezwzględnych (przeciwnie niż w dodatnich) należy wykonać pracę, aby ciepło odebrać od ciała „gorącego” i przekazać je „zimnemu”. Oczywiście, że zgodnie z pierwszym prawem termodynamiki ciała „zimnemu” dajemy więcej ciepła, niż odebraliśmy „gorącemu”; o tyle więcej, ile wykonaliśmy przy tym pracy. Oznacza to jednocześnie, że gdy silnik jest pędzony w odwrotną stronę (tzn., mówiąc językiem zwykłej termodynamiki, spełnia rolę maszyny chłodniczej), to otrzymujemy pracę przy jednoczesnym przeniesieniu ciepła z chłodnicy do grzejnicy. Jeśli teraz pozwolimy ciepłu przeniesionemu do grzejnicy odpłynąć z powrotem do chłodnicy (a możemy to zrobić zgodnie z przyjętą definicją terminów „gorący” i „zimny”), to otrzymamy maszynę pracującą cyklicznie, która nie wywołując w otoczeniu żadnych zmian dostarcza pracy kosztem ciepła pobranego z jednego („zimnego”) źródła ciepła. Jak widzimy, w zakresie ujemnych temperatur bezwzględnych możliwa jest realizacja perpetuum mobile drugiego rodzaju, jakkolwiek prawo wzrostu entropii nadal obowiązuje. Mianowicie z rysunku 1 wynika, że w zakresie ujemnych temperatur wykonanie pracy zewnętrznej przez układ, a więc zmniejszenie energii wewnętrznej układu jest związane ze wzrostem entropii.

Z rozważań tych wynika, że niektóre sformułowania drugiego prawa termodynamiki są obowiązujące nadal w dziedzinie ujemnych temperatur bezwzględnych, a inne należy odpowiednio zmodyfikować. Nie wymaga modyfikacji sformułowanie, że entropia układu odosobnionego nie może nigdy maleć ani sformułowanie *Carathéodory'ego*, ani też sformułowanie *Clausiusa*, że niemożliwe jest skonstruowanie maszyny, która nie wywołując żadnych innych zmian w otoczeniu przenosiłaby ciepło z ciała zimnego do gorącego. Natomiast sformułowanie *Kelvina-Plancka* o niemożliwości perpetuum mobile drugiego rodzaju musi być zmodyfikowane w sposób następujący: niemożliwe jest skonstruowanie cyklicznie pracującej maszyny, która by nie powodowała żadnych innych zjawisk prócz:

a) pobrania ciepła ze źródła ciepła o dodatniej temperaturze bezwzględnej z jednoczesną zamianą tego ciepła na pracę lub

b) oddanie ciepła źródłu ciepła o ujemnej temperaturze bezwzględnej przy jednoczesnym wykonaniu nad tą maszyną pracy równoważnej temu ciepłu.

Widać z tego, że podobnie jak w zakresie dodatnich temperatur bezwzględnych mamy trudności z chłodzeniem układów zimnych, tak w zakresie ujemnych temperatur bezwzględnych mamy trudności z ogrzewaniem układów gorących. W obu bowiem przypadkach musimy zmniejszać entropię układu. Stąd już łatwo widzieć, że trzecie prawo termo-

dynamiki trzeba uogólnić na niemożliwość uzyskania temperatury zero zarówno w zakresie bezwzględnych temperatur dodatnich, jak i ujemnych. Mówiąc po prostu, choć może niezbyt ściśle, nie można uzyskać ani temperatury „najzimniejszej”, ani „najgorętszej”.

Mechanika statystyczna w ujemnych temperaturach bezwzględnych

We wstępie do tego artykułu przy podaniu myślowego przykładu układu, który może znajdować się w stanie ujemnej temperatury bezwzględnej, prowadziliśmy już *implicite* pewne rozważania statystyczne, wiążąc entropię z uporządkowaniem. Zauważmy tu więc tylko krótko, że podobne rozumowanie i rachunki można przeprowadzić dla dowolnego układu *Ramseya*. Na jedno tylko warto zwrócić specjalną uwagę. Oto wykładnik w funkcji rozkładu *Boltzmana* $\exp(-W_m/kT)$ dla ujemnych temperatur bezwzględnych staje się dodatni, co oznacza, że dla tych temperatur bardziej uprzywilejowane są stany o dużych energiach W_m , niż małych, a więc odwrotnie niż w dodatnich temperaturach bezwzględnych. Innymi słowy stany o wysokiej energii są w ujemnych temperaturach bezwzględnych bardziej obsadzone niż stany o niskiej energii. Wynika stąd natychmiast, że w układach bez górnego pułapu energii nie mogą być realizowane ujemne temperatury bezwzględne.

Z tą sprawą jest związane pewne zagadnienie metodologiczne, na które zwraca uwagę *Martin J. Klein* [2]. Oto termodynamikę buduje się kładąc jako jeden z postulatów (najczęściej nie wymieniając go *explicite*), że temperatura bezwzględna nie może być ujemna, lub też przyjmując inne postulaty i *dowodząc*, że temperatura bezwzględna nie może być ujemna. W pierwszym przypadku sprawa jest prosta: jeśli obserwujemy w przyrodzie układy o ujemnych temperaturach bezwzględnych (zobaczymy w następnym ustępie, że to ma miejsce), to usuwamy nie odpowiadający rzeczywistości postulat i odpowiednio modyfikujemy oparte na nim prawa. Tak właśnie postąpiliśmy. W drugim przypadku trzeba przeanalizować *dowód*, że temperatura bezwzględna nie może być ujemna i wykazać, że dowód ten nie stosuje się, gdy mamy do czynienia z układem *Ramseya*. Analizą tą zajął się właśnie *Klein* i wykazał, że istotnym elementem wspomnianego dowodu jest możliwość przemiany energii wewnętrznej układu na energię kinetyczną wewnętrznego ruchu makroskopowego. W układach zaś *Ramseya*, które charakteryzują się między innymi górnym pułapem energii, nie może występować energia kinetyczna, toteż wspomniany dowód do takich układów nie stosuje się. Ujemne temperatury bezwzględne są zatem możliwe dla układów *Ramseya*.

Realizacja układu o ujemnej temperaturze bezwzględnej

Układ o ujemnej temperaturze bezwzględnej został po raz pierwszy zrealizowany przez Purcella i Pounda [3]. Przeprowadzone przez nich prace doświadczalne nad właściwościami układu spinów jądrowych w bardzo czystych kryształach fluorku litu dały właśnie asumpt do rozważań na temat ujemnych temperatur bezwzględnych, rozważań przedstawionych pokrótce w poprzednich ustępach tego artykułu.

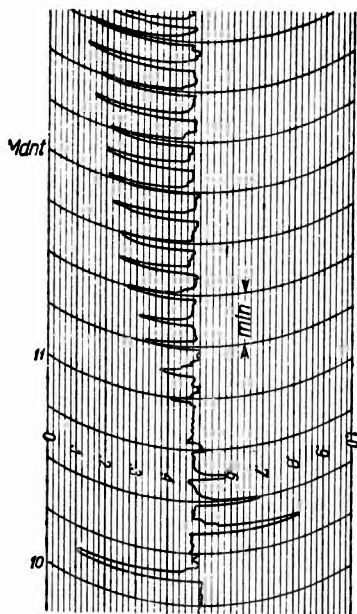
W bardzo czystych kryształach fluorku litu czas T_1 relaksacji spin-*siatka* jest w temperaturze pokojowej rzędu 5 minut, zaś czas T_2 relaksacji spin-spin mniejszy od 10^{-5} sek. Tak znaczna różnica czasów T_1 i T_2 sprawia, że układ spinów po osiągnięciu wewnętrznej równowagi termodynamicznej pozostaje jeszcze przez dłuższy czas w praktycznej izolacji od siatki. W tym właśnie czasie dzięki uzyskaniu równowagi termodynamicznej możemy mówić o temperaturze układu spinów*. Ponadto układ spinów w zewnętrznym polu magnetycznym ma górny pułap energii. Są więc spełnione wszystkie trzy warunki układu Ramsaya: wewnętrzna równowaga termodynamiczna, górny pułap energii i izolacja. Wynika stąd, że układ taki może znaleźć się w ujemnej temperaturze bezwzględnej. Poprzednio przeprowadzone rozważania wskazują przy tym drogę, na której można to osiągnąć. Przypomnijmy, że w ujemnej temperaturze bezwzględnej bardziej uprzywilejowane są stany wysokiej energii. Jak taki stan osiągnąć? Należy rzecz jasna ustawić spiny (dokładniej: momenty magnetyczne) antyrównoległe do pola magnetycznego. Tak właśnie uczynili Purcell i Pound [3].

Bardzo czysty kryształ LiF początkowo w stanie równowagi w silnym polu magnetycznym (6376 gaussów) został szybko przeniesiony przez pole magnetyczne ziemskie do wnętrza małego solenoidu, którego oś była równoległa do pola o natężeniu około 100 gaussów, wytworzonego przez mały magnes trwały. Następnie przez rozładowanie kondensatora 2 μ F naładowanego poprzednio do potencjału 8 kV uzyskiwano w zwojach solenoidu bardzo silny prąd, który w bardzo krótkim czasie około 0,2 μ sek powodował zmianę indukcji pola magnetycznego z + 100 gaussów na - 100 gaussów. To „odwrócone” pole powracało do wartości poprzedniej już znacznie powolniej, bo ze stałą czasową 1 msek, tj. większą od czasu relaksacji T_2 spin-spin. Następnie kryształ przechodząc przez pole magnetyczne ziemskie powracał do poprzednio wspomnianego silnego pola magnetycznego 6 376 gaussów, w którym dokonywano pomiarów paramagnetycznego rezonansu jądrowego jąder ${}^7\text{Li}$. Cała opera-

* Możliwość stosowania do takiego układu pojęcia temperatury dokładnie przeanalizował N. Bloembergen [4].

cja mogła być wykonana w czasie 2—3 sekund, to jest w czasie znacznie krótszym od czasu relaksacji T_1 spin-siatka.

Opisana b. szybka, bo zachodząca w czasie 0,2 μ sek, porównywalnym z okresem precesji larmorowskiej, zmiana pola magnetycznego spowodowała odwrócenie spinów, a powrót do poprzedniego silnego pola magnetycznego wytworzył w okresie czasu (liczonym od zapoczątkowania zjawiska) większym od T_2 a mniejszym od T_1 sytuację, w której układ spinów znalazł się w ujemnej temperaturze bezwzględnej. W tej sytuacji bowiem układ spinów, będąc już w wewnętrznej równowadze termodynamicznej, był termicznie izolowany od otoczenia (siatki), a jednocześnie miał bardziej obsadzone wyższe niż niższe stany energii, co, jak widzieliśmy, jest jedną z charakterystycznych cech układów w ujemnej temperaturze bezwzględnej. Typowy zapis paramagnetycznego rezonansu jądrowego obserwowanego w tej sytuacji przedstawiony jest na rys. 2, zaczerpniętym z cytowanej pracy Purcella i Pounda [3]. W lewej części widzimy zwykłe wychylenie w stanie równowagi ($T \approx 300^\circ\text{K}$), następnie widzimy odchylenie w przeciwną stronę ($T \approx -350^\circ\text{K}$) i zanik ($T \rightarrow -\infty$) poprzez wychylenie zerowe ($T = \infty$) do stanu normalnego. Widzimy, że układ w zakresie ujemnych temperatur bezwzględnych przy wzroście entropii oddaje energię: zamiast linii absorpcji obserwujemy linie emisji. Tak więc opisany układ spinów, izolowany od oddziaływania z siatką jest przykładem występowania w przyrodzie układu R a m s e y a.



Rys. 2

Zakończenie

Jak z przedstawionych rozważań i doświadczeń wynika, w przyrodzie mogą występować układy w ujemnych temperaturach bezwzględnych. Rzecz jasna, że ze względu na bardzo specyficzne warunki, które takie układy muszą spełniać, ich występowanie jest znacznie rzadsze niż układów w dodatnich temperaturach bezwzględnych. Toteż praktyczne wykorzystanie takich układów nie osiągnie prawdopodobnie większego

znaczenia, jakkolwiek mogłoby być bardzo interesujące. Układy takie bowiem, jak to wynikało z przeprowadzonych rozważań, łatwo zamieniają ciepło na pracę.

Literatura

1. N. F. Ramsey, Phys. Rev. **103**, 20 (1956).
2. M. J. Klein, Phys. Rev. **104**, 589 (1956).
3. E. M. Purcell i R. V. Pound, Phys. Rev. **81**, 279 (1951).
4. N. Bloembergen, Physica **15**, 386 (1949).

Jerzy Sawicki
Instytut Fizyki PAN

Polaryzacja nukleonów w reakcjach jądrowych

Wstęp

Wiązki nukleonów będących produktami rozmaitych reakcji jądrowych są na ogół spolaryzowane. Znaczy to, że rozkład kierunków spinów cząstek nie jest izotropowy (kierunki spinów nie są idealnie chaotyczne). Stopień polaryzacji nukleonów w pewnym określonym kierunku jest na ogół czułą funkcją kąta rozproszenia i energii cząstki padającej.

Wielkość ta na ogół bardzo istotnie zależy od sił działających w danym procesie zderzeniowym, szczególnie zaś od sił zależnych od spinu, np. sprzężeń spin-spin, spin-orbita, tensorowych i ogólnie od sił niecentralnych. Badanie polaryzacji daje cenne, często zaś niezbędne i nieosiągalne na innej drodze informacje odnośnie tych sił. Tak np. amplituda macierzowa (operator, który m. in. wyznacza różniczkowy przekrój czynny; dokładna definicja zostanie podana poniżej*) dla elastycznego rozpraszania nukleon-nukleon może być jednoznacznie wyznaczona dopiero przez pięć niezależnych doświadczeń z wyznaczeniem czterech wielkości charakteryzujących polaryzację (patrz [1]).

Polaryzacja w reakcjach jądrowych wymiennych daje cenne informacje spektroskopowe odnośnie konfiguracji konkretnych stanów związanych jąder uczestniczących w reakcji. Polaryzacja jest dodatkowym wskaźnikiem kontrolnym założonego mechanizmu reakcji. Wiązki spolaryzowanych nukleonów znajdują zastosowanie w wielu jeszcze innych różnych badaniach, np. w badaniach jąder zorientowanych itp.

Polaryzacją nukleonów zaczęto się zajmować właściwie dopiero ok. 1948 r. Olbrzymie nasilenie prac w tej dziedzinie nastąpiło dopiero w ciągu trzech ostatnich lat. W ciągu tego okresu ukazało się z tej dziedziny chyba około dwustu prac. W ich liczbie przeważają prace teoretyczne. Teoria wyprzedza tu znacznie doświadczenie, bowiem ekspe-

* Znajomość tej wielkości jest równoznaczna ze znajomością pełnego układu przesunięć fazowych, tj. pośrednio efektywnych sił jądrowych.

rymentalne badania polaryzacji nastroczają na ogół bardzo wielkie trudności. Dotychczasowa literatura teoretyczna obejmuje zagadnienia ogólnego formalizmu macierzy gęstości i macierzowej amplitudy rozpraszania, teorię polaryzacji przy elastycznym rozpraszaniu nukleonów i deuteronów na jądrach, przy zderzeniach nukleon-nukleon—elastycznych i z tworzeniem się mezonów π , przy zderzeniach deuteron-deuteron, przy reakcjach typu strippingu takich, jak (d, p) , (d, n) , (p, n) itp., przy reakcjach fotojądrowych — z wiązkami cząstek padających spolaryzowanymi i niespolaryzowanymi. Znaczna ilość prac dotyczy jąder zorientowanych. Z opracowanych teoretycznie zagadnień wielu nie zbadano jeszcze doświadczalnie, np. polaryzacji nukleonów z reakcji fotojądrowych. Prace w tej dziedzinie posuwają się jednak szybko i w literaturze przybývają wciąż nowe przyczynki. Najpoważniejszym ośrodkiem badań doświadczalnych nad zjawiskami polaryzacji jest obecnie ośrodek w Berkeley (Kalifornia), gdzie pracuje grupa prof. Segré. Ogólne części niniejszego artykułu opracowane są głównie na podstawie artykułu Wolfenstein'a [2] i wykładu Segré.

• Pojęcie polaryzacji

Stan spinowy nierelatywistycznej cząstki o spinie $1/2$ można przedstawić przy pomocy spinora Pauliego $(\begin{smallmatrix} a_1 \\ a_2 \end{smallmatrix})$. Dla każdego dowolnego takiego stanu istnieje kierunek \vec{u} zwany kierunkiem spinu, tj. taki, że gdybyśmy wybrali oś z równoległą do \vec{u} , spinor Pauliego miałby $a_2 = 0$. Wiązka cząstek o spinie $1/2$ jest mieszaniną wielu cząstek, z których każda jest scharakteryzowana przez jakiś spinor Pauliego. Jeśli wszystkie cząstki są w tym samym stanie, mówimy, że wiązka jest zupełnie spolaryzowana i jej polaryzacja może być określona przez pewien spinor Pauliego. Na ogół nie mamy jednak do czynienia w naturze z takim stanem. Dlatego musimy zapytać, jaka procedura jest właściwa dla określenia polaryzacji wiązki w ogólnym przypadku (jeśli dany jest pęd cząstek i natężenie wiązki). Rozważmy np. doświadczenie Sterna-Gerlacha z niejednorodnym polem w kierunku osi z . Różnica pomiędzy frakcjami cząstek obu wychodzących wiązek może być zapisana jako:

$$\frac{\sum_n \left\{ |a_1^{(n)}|^2 - |a_2^{(n)}|^2 \right\}}{\sum_n \left\{ |a_1^{(n)}|^2 + |a_2^{(n)}|^2 \right\}} = \langle \sigma_z \rangle_{av}, \quad (1)$$

gdzie suma po (n) jest sumą po stanach spinowych wszystkich cząstek w wiązce pierwotnej, $\langle \sigma_z \rangle$ jest wartością oczekiwaną operatora P a u niego dla każdego z tych stanów, zaś symbol $\{ \}_{av}$ oznacza średniowanie po tych stanach. To doświadczenie nie wyznacza wyników doświadczeń Sterna-Gerlacha z polami w kierunkach x i y (oprócz wypadku $\{ \langle \sigma_z \rangle \}_{av} = 1$). Wyniki tych dodatkowych doświadczeń dane są przez:

$$2 \operatorname{Re} \sum_n a_1^{(n)*} a_2^{(n)} / \sum_n (|a_1^{(n)}|^2 + |a_2^{(n)}|^2) = \{ \langle \sigma_x \rangle \}_{av}, \quad (2)$$

$$2 \operatorname{Im} \sum_n a_1^{(n)*} a_2^{(n)} / \sum_n (|a_1^{(n)}|^2 + |a_2^{(n)}|^2) = \{ \langle \sigma_y \rangle \}_{av}. \quad (3)$$

Te trzy wyniki wyznaczają pseudowektor $\{ \langle \vec{\sigma} \rangle \}_{av}$, z którego można wyznaczyć wynik dowolnego doświadczenia Sterna-Gerlacha.

Polaryzacja wiązki określona jest przez podanie kierunku $\{ \langle \vec{\sigma} \rangle \}_{av}$ i tzw. stopnia polaryzacji P tj. długości tego wektora, która jest dana przez:

$$P^2 = \{ \langle \vec{\sigma} \rangle \}_{av} \cdot \{ \langle \vec{\sigma} \rangle \}_{av} = \{ \langle \sigma_x \rangle \}_{av}^2 + \{ \langle \sigma_y \rangle \}_{av}^2 + \{ \langle \sigma_z \rangle \}_{av}^2. \quad (4)$$

Ponieważ dowolny operator spinu jest kombinacją liniową operatora jednostkowego, σ_x , σ_y , σ_z , jego wartość średnia może być określona z równań (1) – (3). Znaczący to, że $\{ \langle \vec{\sigma} \rangle \}_{av}$ zupełnie charakteryzuje polaryzację. Każdą dowolnie spolaryzowaną wiązkę można uważać za mieszaninę zawierającą frakcję P wiązki zupełnie spolaryzowanej w kierunku $\{ \langle \vec{\sigma} \rangle \}_{av}$ i frakcję $1 - P$ wiązki niespolaryzowanej.

Warto tu zauważyć, że średnia wartość spinu nie wystarcza dla określenia polaryzacji cząstki o spinie 1. Z następnego rozdziału niniejszego artykułu wynika, że dopiero 8 niezależnych wielkości charakteryzuje zupełnie polaryzację w tym wypadku.

Mott [4] po raz pierwszy zaproponował metodę otrzymywania spolaryzowanych wiązek elektronów przez rozpraszanie niespolaryzowanej wiązki na odpowiedniej tarczy. Jeżeli odpowiednie oddziaływanie sprzęga spin z orbitalnym momentem pędu, możliwe jest, że w wiązce cząstki o spinie „do góry” mogą być głównie rozpraszane na lewo (pravo), gdy te o spinie „do dołu” mogą być głównie rozpraszane na prawo (lewo). (Można zauważyć, że klasyczne rozpraszanie na lewo i na prawo odpowiada orbitalnemu momentowi pędu „do dołu” i „do góry”, odpo-

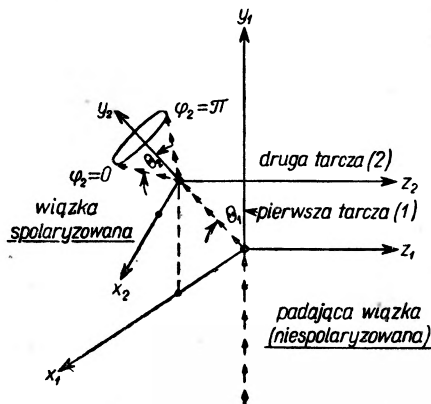
* Określenia „do góry” i „do dołu” znaczą: równoległe i antyrównoległe do osi kwantyzacji wybranej prostopadle do płaszczyzny rozpraszania.

wiednio). Zestawienie dwu takich kolejnych rozproszeń tworzące doświadczenie „z podwójnym rozproszeniem” może służyć do spolaryzowania wiązki w pierwszej kolejności i następnie zanalizowania polaryzacji. Pierwsze udane doświadczenie tego typu z elektronami wykonał *Shull* [5].

Niespolaryzowana wiązka $2N$ cząstek ulega rozproszeniu na pierwszej tarczy, tak że do tarczy 2 dochodzi ułamek s_1 liczby wszystkich cząstek. Jednakże cząstek rozproszonych na lewo ze spinem „do góry” jest ułamek $s_1(1 + P_1)$, zaś w tym samym kierunku ze spinem „do dołu” $s_1(1 - P_1)$. Innymi słowy wiązka dochodząca do tarczy 2 ma polaryzację P_1 „do góry”. Drugi rozpraszacz jest podobnie scharakteryzowany przez s_2 i P_2 , gdzie P_2 dla tarczy 2 określa przewagę w rozpraszaniu spinu „do góry” na lewo (przy niespolaryzowanej wiązce pierwotnej). W konsekwencji wiązka, która jest rozproszona dwukrotnie na lewo (LL), zawiera więcej cząstek niż rozproszona najpierw na lewo i potem na prawo (LR): asymetria „w lewo — w prawo” przy drugim rozproszeniu dana jest przez:

$$e = \frac{(LL) - (LR)}{(LL) + (LR)} = \frac{1 + P_1P_2 - (1 - P_1P_2)}{1 + P_1P_2 + 1 - P_1P_2} = P_1P_2. \quad (5)$$

Tak więc parametr P określa i polaryzującą, i analizującą zdolność tarczy. W szczególności, jeśli dwa rozproszenia są identyczne i można zaniedbać stratę energii przy pierwszym rozproszeniu, mamy wtedy $P_1 = P_2 = P$ i z wzoru (5): $P = \pm e^{1/2}$. To daje zwykle używaną przy dużych energiach metodę wyznaczania parametru P dla danej tarczy. Jednakże metoda ta nie wyznacza znaku P .



Rys. 1. Schemat geometryczny doświadczenia z podwójnym rozpraszaniem

Przy wyprowadzeniu wzoru (5) zakładaliśmy milcząco, że cząstki początkowo o spinie „do góry” mają również spin „do góry” w stanie końcowym. Jest to prawdziwe dla tarcz o spinie zero, ale nie ogólnie (na przykład z potrójnym rozproszeniem nukleon-

nukleon). Również wiązanie znaku polaryzacji ze znakiem sprzężenia spin-orbita na gruncie półklasycznych argumentów na ogół zawodzi.

Ogólny formalizm*

(Przeczytanie tego rozdziału nie jest niezbędne dla zrozumienia dalszej części artykułu)

W wypadku, kiedy nie tylko cząstka padająca, ale również jądro tarczy posiada spin, średniowania po początkowych stanach i sumowania po stanach końcowych stają się w ogólności procedurą bardzo złożoną i wtedy najwygodniej jest stosować formalizm macierzy gęstości.

Rozważmy układ dwóch cząstek o spinach s i s_t . Dowolny stan spino-
wy (n) jest kombinacją liniową $(2s + 1)(2s_t + 1)$ stanów podstawowych złożonego układu i może być przedstawiony przez wektor $a_i^{(n)}$ gdzie i przebiega od 1 do $(2s + 1)(2s_t + 1)$. Na przykład, jeśli $s = s_t = 1/2$, czterema stanami bazy są trzy stany trypletowe i jeden singletowy. Dowolny operator może być zapisany jako kombinacja liniowa hermitowskich macierzy bazy S^μ , gdzie μ przebiega od 1 do $(2s + 1)^2(2s_t + 1)^2$. Zakładamy, że operatory te spełniają relacje ortogonalności:

$$\text{Sp}(S^\mu S^\nu) = (2s + 1)(2s_t + 1) \delta_{\mu\nu}$$

gdzie symbol $\text{Sp } A$ oznacza ślad macierzy A .

Np. dla cząstki o spinie $1/2$ i tarczy o spinie $1/2$ szesnastoma macierzami bazy mogą być macierze

$$11_t, \quad \sigma_\alpha 1_t, \quad 1\sigma_{t\alpha}, \quad \sigma_\alpha \sigma_{t\beta},$$

gdzie pierwsza macierz działa na spinor cząstki padającej, druga (z indeksem t) działa na spinor jądra tarczy, zaś α i β przybierają wartości X, Y i Z . Wartość oczekiwana $\langle S^\mu \rangle_n$ jednej z tych macierzy dla stanu (n) dana jest przez:

$$\left(\sum_i |a_i^{(n)}|^2 \right) \langle S^\mu \rangle_n = (a_1^{(n)*} a_2^{(n)*} \dots) \begin{pmatrix} S_{11}^\mu & S_{12}^\mu & \dots \\ S_{21}^\mu & \dots & \dots \\ \vdots & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1^{(n)} \\ a_2^{(n)} \\ \vdots \end{pmatrix} = \sum_{ij} a_j^{(n)} a_i^{(n)*} S_{ij}^\mu, \quad (7)$$

gdzie $\sum_i |a_i^{(n)}|^2$ przedstawia względne prawdopodobieństwo natężenia stanu (n). Każdy wektor $a_i^{(n)}$ określa stan zupełnie spolaryzowany, tzn. taki, w którym każda z cząstek jest w ściśle określonym stanie spino-
wym. W rzeczywistości żadna z tych cząstek nie jest zupełnie spolaryzowana i trzeba średniować po wszystkich stanach (n) złożonego układu, które są zmieszane niekoherentnie i występują ze względnyimi wagami

* Rozdział ten został opracowany na podstawie artykułu Wolfensteina [2].

$\sum_i |a_i^{(n)}|^2$. Ze wzoru (7) otrzymujemy taką średnią wartość oczekiwaną S^μ :

$$\{ \langle S^\mu \rangle \}_{\text{av}} = \frac{\sum_n \sum_{ij} a_j^{(n)} a_i^{(n)*} S_{ij}^\mu}{\sum_n \sum_i |a_i^{(n)}|^2} \quad (8)$$

Średnie wartości $\{ \langle S^\mu \rangle \}_{\text{av}}$ dla zupełnego układu macierzy bazy określają w zupełności polaryzację złożonego systemu. Jeśli zdefiniujemy macierz gęstości przez:

$$\rho_{ij} = \sum_n a_j^{(n)} a_i^{(n)*}, \quad (9)$$

mamy:

$$\{ \langle S^\mu \rangle \}_{\text{av}} = \text{Sp}(\rho S^\mu) / \text{Sp} \rho. \quad (10)$$

Ze wzorów (6) i (10) możemy wyrazić ρ przez R^μ .

$$\rho = (\text{Sp} \rho) \sum_\mu \{ \langle S^\mu \rangle \}_{\text{av}} S^\mu / (2s + 1)(2s_t + 1) \quad (11)$$

Za jedną z macierzy S^μ przyjmujemy zawsze macierz jednostkową o wartości średniej 1, tak że polaryzacja jest określona przez $[(2s + 1)^2(2s_t + 1)^2 - 1]$ liczb. Czynniki $\text{Sp} \rho$ określa normalizację macierzy gęstości i konwencjonalnie przyjmujemy, że jest on równy natężeniu wiązki.

Funkcja falowa opisująca elastyczne rozpraszanie odpowiadające dowolnemu spinowemu stanowi $a_i^{(n)}$ może być wyrażona w postaci:

$$\psi_j^{(n)} = e^{i\vec{k}\vec{r}} a_j^{(n)} + \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r} \sum_l M_{jl}(\Theta, \Phi) a_l^{(n)}, \quad (12)$$

gdzie macierz $M(\Theta, \Phi)$, która wiąże „końcowy” spinor ze spinorem „padającym”, wchodzi na miejsce zwykłej amplitudy rozproszeniowej $f(\Theta)$. Jeśli początkowe wiązki zawierają niekoherentne mieszanki stanów (n) , końcowe wychodzące związki dla pewnego kierunku rozproszenia (Θ, Φ) także będą zawierać mieszanki stanów, które można opisać przy pomocy macierzy gęstości ρ_f wynikającej z równań (12) i (9):

$$\rho_f)_{jk} = \left(\sum_l M_{jl} a_l^{(n)} \right) \left(\sum_r M_{kr} a_r^{(n)*} \right) = \left(\sum_r \sum_l M_{jl} \rho_l \right)_{jr} M_{kr}^*, \quad (13)$$

lub w oznaczeniu macierzowym:

$$\rho_f = M \rho_i M^\dagger, \quad (14)$$

gdzie ρ_i jest początkową macierzą gęstości. Podstawiając wzór (14) do (10) i korzystając ze wzoru (11) dla ρ_i znajdujemy:

$$I \left\{ \langle S^\mu \rangle \right\}_{av} = \frac{1}{(2s+1)(2s_t+1)} \sum_\nu \left\{ \langle S^\nu \rangle \right\}_{av} \text{Sp} (MS^\nu M^\dagger S^\mu), \quad (15)$$

gdzie:

$$I = \text{Sp} \rho_f / \text{Sp} \rho_i \quad (16)$$

jest różniczkowym przekrojem czynnym. Można uogólnić M dla opisu reakcji jądrowych: M jest macierzą w ogólności prostokątną, która transformuje z przestrzeni spinowej początkowego kanału do przestrzeni spinowej końcowego kanału reakcji.

Rozpatrzmy zagadnienie podwójnego rozpraszania. Przy drugim rozproszeniu (analyzer) szukamy przekroju czynnego różniczkowego I dla wiązki spolaryzowanych nukleonów o polaryzacji $\left\{ \langle \vec{\sigma} \rangle \right\}_{iav} = P_1 \vec{u}$ padającej na niespolaryzowaną tarczę o spinie s_t :

$$I = \frac{1}{2(2s_t+1)} \left\{ \text{Sp} (MM^\dagger) + P_1 \vec{u} \text{Sp} (M \vec{\sigma} M^\dagger) \right\}_{df} = I_0 + P_1 I_p. \quad (17)$$

Pierwszy wyraz I_0 , który odpowiada jednostkowej macierzy S^μ , jest różniczkowym przekrojem czynnym dla wiązki niespolaryzowanej. Drugi wyraz $P_1 I_p$, który pochodzi od S^ν równych trzem składowym wektora $\vec{\sigma}_1$, jest przyczynkiem do przekroju czynnego wniesionym przez początkową polaryzację P_1 . Wszystkie inne $\left\{ \langle S^\nu \rangle \right\}_{iav}$ są zerami, bo tarcza jest niespolaryzowana. Przy pierwszym rozproszeniu (polaryzator) wiązka niespolaryzowana pada na niespolaryzowaną tarczę. W tym wypadku wszystkie $\left\{ \langle S^\nu \rangle \right\}_{iav}$ są zerami oprócz macierzy jednostkowej, tak więc polaryzacja wiązki rozproszonej jest:

$$I_0 \left\{ \langle \vec{\sigma} \rangle \right\}_{av} = \frac{1}{2(2s_t+1)} \text{Sp} (M \vec{\sigma} M^\dagger). \quad (18)$$

Można ogólnie pokazać, że przyczyniek I_p początkowej polaryzacji (w kierunku \vec{u}) do różniczkowego przekroju czynnego ma zawsze azymutalną zależność proporcjonalną do $\cos \Phi$ ($= \vec{n} \cdot \vec{u}$); \vec{n} jest jednostkowym wektorem prostopadłym do płaszczyzny rozpraszania. Wynika stąd, że nie można wykryć tylko przez pojedyncze rozpraszanie polaryzacji w kierunku ruchu. Dalej, polaryzacja $\left\{ \langle \vec{\sigma} \rangle \right\}_{av}$ pochodząca od polaryzatora jest skierowana wzdłuż normalnej do płaszczyzny rozpraszania n . Można pokazać (zrobimy to dla szczególnego przypadku poniżej), że:

$$\text{Sp } M \vec{\sigma} M^\dagger = 2(2s_t + 1) I_0 P \vec{n}, \quad (19)$$

Wynika stąd, że w doświadczeniu z podwójnym rozpraszaniem przekrój czynny różniczkowy dla drugiego rozproszenia jest:

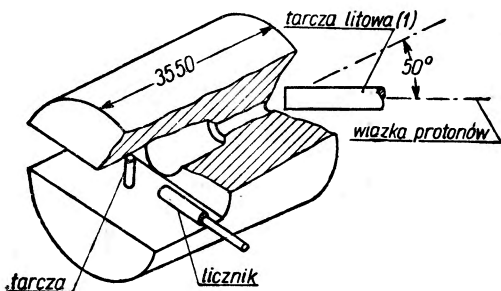
$$I_2 = I_{02}(1 + P_1 P_2 \cos \Phi_2), \quad (20)$$

gdzie wskaźniki 1 i 2 oznaczają odpowiednie wielkości pierwszego i drugiego rozproszenia.

Przebieg historyczny ważniejszych doświadczeń

Schwinger [5 a, b] pierwszy zasugerował polaryzację wiązek szybkich neutronów przez rozpraszanie; na fakt polaryzacji wskazywało duże sprzężenie spin-orbita neutronu z jądrem, tarczy, obserwowane w dużych rozszczepieniach „struktury subtelnej” poziomów jądrowych. W szczególności rozpraszanie neutronów o energii ok. 1 MeV na ${}^4\text{He}$ charakteryzuje się szerokim rezonansem $J = 3/2$ odpowiadającym stanowi podstawowemu ${}^5\text{He}$; stan $J = 1/2$ pojawia się dopiero przy energii o ok. 2 MeV wyżej. Rachunki pokazały [6], [7], że duża polaryzacja wynika z interferencji tego rozszczepionego rezonansu z potencjałowym rozpraszaniem S.

Doświadczenie tego typu wykonano dotąd jedynie z protonami [8], [9] w 1951 r. — było to pierwsze udane doświadczenie z polaryzacją protonów. Z powodu efektu coulombowskiego odpowiedni rezonans $J = 3/2$ dla ${}^5\text{Li}$ wymagał energii protonów pomiędzy 2 i 3 MeV.



Rys. 2. Schemat ustawienia aparatury doświadczalnej z pracy [14]. Wiązka protonów padających na tarczę litową daje wiązkę neutronów wyprowadzoną pod kątem 50° , która pada na drugą tarczę. Licznik mierzy cząstki rozproszone w drugim akcie (raz „na prawo”, raz „na lewo”)

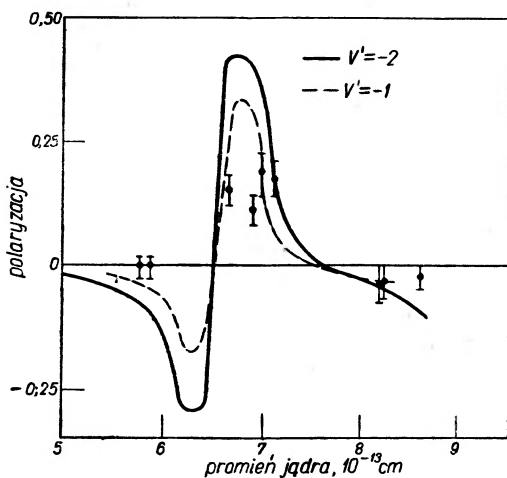
Fakt, że sprzężenie spin-orbita odgrywa tak ważną rolę w oddziaływaniach jądrowych, sugeruje, że produkty reakcji jądrowych są na ogół spolaryzowane. Zbadano polaryzację protonów z reakcji $d-d$ przy energii 300 MeV przez zmierzenie asymetrii „w lewo — w prawo” przy rozpraszaniu na helu [10]. Podobne pomiary wykonano z neutronami używając węgla lub tlenu jako analizatorów [11], [12].

Zmierzono polaryzację neutronów z reakcji ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ przez rozpraszanie na tlenie jako analizatorze ($P = \text{ok. } 50\%$, [13]). Spolaryzo-

wane neutrony z tej reakcji o energii 0,4 MeV rozpraszano potem na różnych tarczach od węgla do bizmutu i zmierzono asymetrie „w lewo — w prawo” [14].

Ogólne wzory dla polaryzacji w reakcjach jądrowych podane zostały przez Blin-Stoyle'a [15], Simona i Weltona [16] i Satchlera [17]. Jedną z korzyści, jakie daje badanie polaryzacji, są wnioski dotyczące zależności spinowej interakcji nukleon-nukleon. Dopóki interakcja ta jest centralna, nawet ze sprzężeniem spin-spin, efekty polaryzacji nie występują. Jednakże efekty te występują, jeśli mamy sprzężenie spin-orbita lub inne siły niecentralne (np. tensorowe). Ponieważ polaryzacja występuje dopiero przy falach wyższych niż S , efekty mogą być wyraźne dopiero znacznie powyżej 20 MeV.

Pierwszą udaną próbą doświadczenia z polaryzacją protonów dużej energii przy elastycznym rozpraszaniu $p-p$ była praca Oxleya i in. [18] w 1952 r. Od tego czasu zaczęto otrzymywać wiązki protonów o polaryzacji 45—90% i o natężeniach 10^4 — 10^6 cząstek/cm²sek o energii 130—570 MeV [19] — [24].



Rys. 3. Polaryzacja neutronów o energii 0,4 MeV elastycznie rozproszonych na jądrach, jako funkcja promienia jądra $R = 1,45 \cdot 10^{-12} A^{1/3}$ cm. Krzywe teoretyczne wyliczone dla potencjału:

$$V(r) = \begin{cases} -19(1 + i0,05) - V'(\vec{l}' \cdot \vec{s}) & \text{dla } r \leq R \text{ (w MeV)} \\ 0 & \text{dla } r > R \end{cases}$$

Wykonano szereg doświadczeń z polaryzacją neutronów wielkiej energii z reakcji (p, n) na lekkich jądrach (patrz np. Wouters [25]).

Znaczną ilość prac doświadczalnych wykonano nad polaryzacją przy elastycznym rozpraszaniu nukleonów wielkiej energii na jądrach (patrz np. [26] — [32]). Teoretyczna literatura na ten temat liczy obecnie już

kilkadziesiąt pozycji. Do tego zagadnienia wrócimy jeszcze w rozdziale następnym.

Ostatnio zaczęto mierzyć polaryzację protonów z reakcji strippingu (d, p). Należą tu dwie prace; Hillmana [33] oraz Juvelanda i Jentchkego [34] — obie używają jądra ^{12}C jako tarczy. Badanie polaryzacji w tego typu reakcjach jest bardzo ważne dla spektroskopii jądrowej, dla badania mechanizmu oddziaływania wprost w reakcjach jądrowych oraz przede wszystkim dla badania oddziaływania końcowego nukleonu z jądrem końcowym. W pracach teoretycznych różni autorzy [35] — [40] używając różnych założeń uzyskiwali całkiem różne, często sprzeczne wyniki. Dopiero wspomniane doświadczenia rozstrzygnęły pomiędzy nimi i wskazały na właściwe oddziaływanie w stanie końcowym wychodzącego protonu.*

Podobne doświadczenia z reakcjami (p, n) przy średnich energiach zaproponowano ostatnio [41]. Zbadano również teoretycznie polaryzację nukleonów z reakcji fotojądrowych średnich energii [42], w szczególności z dysocjacji deuteronu (patrz rozdział następny) [43]. Doświadczenia zwłaszcza z tą ostatnią reakcją wydają się bardzo realne i jednocześnie ważne [45]. Podobnie może być przydatne zmierzenie polaryzacji nukleonów z rozszczepienia deuteronu w polu elektromagnetycznym ciężkiego jądra [46].

Do przyszłości należy doświadczalne badanie relatywistycznych efektów w polaryzacji [47].

Przykłady polaryzacji w reakcjach jądrowych

Rozpatrzmy najpierw rozpraszanie nukleonów na jądrach bezspiniowych takich jak hel lub węgiel. W rzeczywistości doświadczenia pokazały, że polaryzacja nukleonów rozpraszanych przez jądra zmienia się jako funkcja liczby atomowej, ale raczej nie zależy od spinu jądra [31]. Również stwierdzono, że tzw. depolaryzacja D^{**} jest prawie zawsze bliższa jedności, tj. wartości dla bezspiniowych jąder tarczy.

Zależną od spinu amplitudę rozproszeniową (odpowiednik zwykłej amplitudy $f(\theta)$) otrzymać można przez działanie macierzowego operatora $M(\theta, \Phi)$ (macierz hermitowska 2×2) na spinor fali padającej. Najogólniejszą postać tej macierzowej amplitudy rozpraszania podali Wolfenstein [6] i Lepore [7]:

$$M = g \cdot \mathbf{1} + \vec{h} \cdot \vec{\sigma} = g + \vec{h} \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{n}, \quad (21)$$

* Potencjał modelu optycznego ze sprzężeniem spin-orbita.

** Por. [2].

gdzie $\vec{n} = \vec{k} \times \vec{k}' / |\vec{k} \times \vec{k}'|$ jest wektorem jednostkowym prostopadłym do płaszczyzny rozpraszania; \vec{k} i \vec{k}' są odpowiednio wektorami falowymi padającego i wychodzącego nukleonu. Operator M musi być skalarem, co wyklucza wyrazy typu $\vec{\sigma} \cdot \vec{k}$; g i h są szukanymi w problemie zespolonymi funkcjami kąta rozproszenia Θ i energii cząstki padającej. Natężenie wiązki rozproszonej dane jest przez:

$$I = |g|^2 + |h|^2 + 2\text{Re}(g^*h) \vec{n} \cdot \vec{u} = I_0 + I_p', \quad (22)$$

gdzie

$$I_0 = |g|^2 + |h|^2 \quad (23)$$

oznacza natężenie wiązki niespolaryzowanej, zaś $I_p' = I_0 P \vec{n} \cdot \vec{u}$, gdzie:

$$P = 2\text{Re}(g^*h) / (|g|^2 + |h|^2) \quad (24)$$

oznacza składową polaryzacji wiązki wychodzącej w kierunku \vec{n} , zaś \vec{u} — polaryzację wiązki padającej. Widać, że przekrój czynny ma azy-mutalną zależność $\cos \Phi$. Możemy za Wolfensteinem i in. napisać (patrz [47] — [48]):

$$g + h = [I_0(1 + P)]^{1/2} e^{i(\alpha - \beta/2)} \quad (25a)$$

$$g - h = [I_0(1 - P)]^{1/2} e^{i(\alpha + \beta/2)} \quad (25b)$$

definiując czynniki fazowe. Explicite:

$$\cos \beta = \frac{|g|^2 - |h|^2}{I_0(1 - P^2)^{1/2}}, \quad \sin \beta = \frac{2 \text{Im}(h^*g)}{I_0(1 - P^2)^{1/2}} \quad (26)$$

Parametr β może być wyznaczony dopiero w wyniku doświadczenia z potrójnym rozpraszaniem. Wiąże się to z faktem widocznym ze wzoru (22), że w drugim rozproszeniu wyznaczyć można tylko składową wektora polaryzacji wiązki wychodzącej w kierunku \vec{n} równą

$$P = \left\{ \langle \vec{\sigma} \rangle_f \right\}_{\text{av}} \cdot \vec{n}.$$

Składowa wektora w kierunku $\vec{s} = \vec{n} \times \vec{k}'$ podana w pracy [49]* jest:

$$R = (1 - P^2)^{1/2} \cos(\beta - \Theta) = \left\{ \langle \vec{\sigma} \rangle_f \right\}_{\text{av}} \vec{s} / s. \quad (27)$$

Podobnie składowa w kierunku k jest:

$$R' = (1 - P^2)^{1/2} \sin(\Theta - \beta) = \left\{ \langle \vec{\sigma} \rangle_f \right\}_{\text{av}} \vec{k} / k. \quad (28)$$

* Także patrz [2] i [3].

Wielkości te wyznaczyć można bezpośrednio z asymetrii e_{3s} odpowiadającej rozproszeniu na trzeciej tarczy i stąd można znaleźć β . Absolutny czynnik fazowy α można wyznaczyć tylko z interferencji jądrowego rozpraszania z rozpraszaniem coulombowskim. Wynika stąd, że z pomiarów absolutnego natężenia, polaryzacji i potrójnego rozpraszania można wyznaczyć dokładnie amplitudę rozpraszania dla tarczy bezspinowej. To zostało już częściowo zrobione doświadczalnie. Poszukuje się obecnie teorii, która dawałaby wszystkie wielkości I , P , i β w zgodzie z doświadczeniem.

Polaryzację opisuje się przez hamiltonian zawierający człon sprzężenia spin-orbita:

$$H' = V(r) + \frac{1}{2} W(r) \vec{\sigma} \cdot \vec{l}/\hbar. \quad (29)$$

Pierwszym założeniem co do $W(r)$ była postać potencjału wprowadzona przez Fermiego [50]:

$$V(r) = V_0(r) (1 + i\varepsilon) \quad (30a)$$

$$W(r) = -(\hbar/mc)^2 (1/r) (\partial Y/\partial r); \quad Y = \gamma V_0. \quad (30b)$$

Mamy dwa parametry ε i γ , które można zmieniać przy danym V_0 . W przybliżeniu Borna można I_0 , P i $\sin \beta$ wyrazić w prostej i zwartej postaci. W wielu pracach wykonano także dokładniejsze rachunki z przesunięciami fazowymi liczonymi np. w przybliżeniu W.K.B. [52]. Bosco i Regge [53] uzyskali niezłą zgodność z doświadczeniem (protony 313 MeV na węglu) przez przyjęcie $\varepsilon = 1$, $\gamma = 16$ i $V_0(r)$ w postaci jamy prostokątnej o promieniu $3,2 \cdot 10^{-13}$ cm i głębokości 27 MeV. Sternheimer [54] wykonał analogiczne rachunki z potencjałem modelu optycznego typu Saxona. Fakt malenia maksymalnej wartości P ze wzrostem energii w zakresie od 240 do 420 MeV i malenia szybkiego poniżej 130 MeV tłumaczy się odpowiednim zachowaniem się członu ε .

Następnym przykładem jest rozpraszanie nukleon-nukleon. Wypadek ten jest znacznie bardziej skomplikowany*, amplituda macierzowa zawiera bowiem nie cztery niezależne wyrazy, jak poprzednio, a szesnaście (patrz np. [55] i [56]). W wypadku rozpraszania proton-proton ich liczba redukuje się do 9. Wyznaczenie amplitudy macierzowej wymaga szeregu żmudnych doświadczeń: mierzenie przekroju czynnego, polaryzacji, doświadczenia z potrójnym rozpraszaniem. Grupa Segré wykonała układ doświadczeń tego typu i z analizy fazowej wyników dostała rozwiązanie czterokrotnie zwyrodniałe. Dla uzyskania jednoznacz-

* To obszerne zagadnienie wymagałoby osobnego artykułu. Szczegółowe opracowanie znajdzie czytelnik w artykule Wolfensteina [2].

ności potrzebne są dodatkowe procedury, jak np. zszywanie z rozwiązaniem przy mniejszych energiach itp. patrz [57]). Nowa metoda jednoznacznego wyznaczania amplitudy macierzowej przez układ zasadniczo pięciu doświadczeń (z uwzględnieniem tensora „korelacji polaryzacji”. $\{ \langle \sigma_i^{(1)} \sigma_k^{(2)} \rangle \}_{av}$, którego mierzenie wymaga albo spolaryzowanych tarcz, albo koicydencji przy potrójnym rozpraszaniu) została podana przez Smorodinskiego i in. [1]. Metoda ta ma tę wyższość, że nie używa analizy fazowej (nie zakłada skończonej ilości faz i z tego względu jest ogólniejsza).

Przy energiach do ok. 200 MeV, kiedy ważne są tylko fazy 1S_0 i 3P_1 , polaryzacja wynika dzięki interferencji fali 3P_0 z falą $^3P_2^*$. Wtedy polaryzacja ma postać:

$$P = \frac{3 \sin \eta_0 \sin \eta_2 \sin (\eta_0 - \eta_2) \cos \Theta \sin \Theta}{\sigma_{pp}(\Theta)}, \quad (31)$$

gdzie η_0 i η_2 są fazami 3P_0 i 3P_2 . W szeregu prac teoretycznych usiłowano przy pomocy różnych potencjałów fenomenologicznych i wzoru (31) uzyskać zgodność z doświadczeniem. W rezultacie wyeliminowano jedynie kilka takich potencjałów, jak na przykład potencjał Jastrowa w pracy [57] lub ostatnio potencjału Levy'ego w pracy [58].

Trzecim przykładem, na którym się zatrzymamy, jest polaryzacja nukleonów z fotorozszczepienia deuteronu wg pracy [43]**. Prace doświadczalne na ten temat są dopiero w projekcie [45]. W zakresie energii padających fotonów $\hbar\omega$, gdzie ważne są tylko przejścia dipolowe elektryczne i dipolowe magnetyczne, interakcja z polem magnetycznym H' jest proporcjonalna do wyrażenia:

$$-\vec{e} \cdot \vec{r} + \frac{\hbar}{2Mc} (\mu_n - \mu_p) \left(\frac{\vec{k}_0}{k_0} \times \vec{e} \right) (\vec{\sigma}_n - \vec{\sigma}_p), \quad (32)$$

gdzie \vec{e} jest wektorem polaryzacji fotonu, \vec{r} — wektorem odległości od protonu do neutronu, $\vec{k}_0 = \frac{\vec{k}_0}{k_0} \frac{\omega}{c}$ — wektorem falowym padającego fotonu, μ_n , μ_p oraz $\vec{\sigma}_n$, $\vec{\sigma}_p$ są momentami magnetycznymi oraz wektorami Pauliego odpowiednio neutronu i protonu. Przejścia elektryczne prowadzą do stanów trypletowych systemu $n-p$, magnetyczne — do singletowych. Amplitudę reakcji zależną od spinu otrzymuje się w postaci:

* Średnimy po wartościach 0 i 1 spinu systemu $p-p$; stan singletowy S , wchodzący zatem niekoherentnie, nie daje oczywiście przyczynku do polaryzacji.

** Zagadnienie to było też rozpatrzone w pracy [44].

$$,,f\chi'' = g(\Theta)\chi_0^0 + \sum_{m_s=-1}^1 f_{m_s}(\Theta)\chi_{m_s} \quad (33)$$

gdzie Θ jest kątem rozproszenia, tj. kątem między wektorami falowymi \vec{k} — wychodzącego fotonukleonu i \vec{k}_0 ; χ_0 — funkcją spinową singletową, a χ_{m_s} trypletową systemu neutron-proton.

Jak widzimy stany singletowe i trypletowe wchodzi tu koherentnie i mogą interferować w wyrażeniu na polaryzację (w odróżnieniu od przypadku rozpraszania nukleon-nukleon).

Dla niespolaryzowanych fotonów wektor polaryzacji fotonutronów (fotoprotonów) można zapisać w postaci:

$$\vec{P} = \frac{\left\{ \langle f\chi \left| \vec{\sigma}_n \right| f\chi \rangle \right\}_{av}}{\left\{ \langle f\chi \left| f\chi \right\rangle \right\}_{av}} = (1/\sigma(\Theta)) \left\{ \langle f\chi \left| \vec{\sigma}_n \right| f\chi \rangle \right\}_{av}, \quad (34)$$

gdzie $\left\{ \right\}_{av}$ oznacza średniowanie po kierunkach polaryzacji fotonu i magnetycznych liczbach kwantowych m_j stanów początkowych. Jeśli wybrać oś kwantyzacji Z wzdłuż wektora $\vec{k} \times \vec{k}_0$, tylko składowa $P_z = P$ jest różna od zera. Okazuje się, że:

$$P = \frac{a \sin 2\Theta - d \sin \Theta}{b + c \sin^2 \Theta}, \quad (35)$$

gdzie $b + c \sin^2 \Theta = \delta(\Theta)$, zaś

$$a = \frac{1}{3} I_0 I_2 \sin(\eta_0 - \eta_2) + \frac{1}{2} I_1 I_2 \sin(\eta_1 - \eta_2) \quad (36)$$

$$d = \frac{2\hbar}{Mc} (\mu_p - \mu_n) I_S I_1 \sin(\eta_1 - \delta_S), \quad (37)$$

gdzie η_j są przesunięciami fazowymi stanów końcowych 3P_J , δ_S — stanu końcowego 1S_0 ; I_j są dipolowymi całkami promieniowymi między stanem podstawowym deuteronu ${}^3S_1 + {}^3D_1$ a stanami 3P_J , I_S jest całką promieniową między stanem podstawowym i stanem końcowym 1S_0 .

Wyraz d pochodzi z interferencji przejść dipolowych magnetycznych z dipolowymi elektrycznymi. Przekrój czynny $\sigma(\Theta)$ takiego wyrazu interferencyjnego nie zawiera. Ponieważ przejścia dipolowe magnetyczne są przy większych energiach bardzo małe i niezbyt dokładnie znane, badanie ich przez interferencję z dużymi przejściami elektrycznymi dipolowymi mogłoby dać nowe narzędzie badania tych pierwszych. Przy użyciu przesunięć fazowych uzyskanych przez Clementela i Vilego [57] z analizy zderzeń proton-proton oszacowano maksymalną

wartość P na ok. 41% przy energii $\hbar\omega = 40$ MeV. Polaryzacja P dana wzorem (35) jest bardzo czułą funkcją przesunięć fazowych, a więc istotnie zależy od sił jądrowych i od energii. Pozwala to mieć nadzieję, że badanie polaryzacji nukleonów z reakcji fotorozszczepienia deuteronu będzie pomocne przy analizie fazowej dla zderzeń nukleon-nukleon (zwłaszcza proton-proton: te same fazy najważniejsze), tj. przy poszukiwaniu elementarnych sił jądrowych.

Literatura

1. Smorodinski, Ryndin, Puzikow, Nucl. Phys. (w druku), 1957.
2. Wolfenstein, Ann. Rev. Nucl. Sci. (w druku), 1956.
3. Segré, Physica **22**, 1079 (1956).
4. Mott, Proc. Roy. Soc. A**124**, 425 (1929); A**135**, 429 (1932).
5. Shull, Chase, Myers, Phys. Rev. **63**, 29 (1943).
- 5ab. Schwinger, Phys. Rev. **69**, 681 (1946); **73**, 407 (1948).
6. Wolfenstein, Phys. Rev. **75**, 1664 (1949).
7. Lepore, Phys. Rev. **79**, 137 (1950).
8. Critchfield, Dodder, Phys. Rev. **76**, 602 (1949).
9. Heusinkveld, Freier, Phys. Rev. **85**, 80 (1952).
10. Bishop, Preston, Westhead, Halban, Nature **170**, 113 (1952).
11. Meier, Scherrer, Trumpy, Helv. Phys. Acta **27**, 577 (1954).
12. Mc Cormac, Steuer, Bond, Hereford, Phys. Rev. **104**, 718 (1956).
13. Willard, Bair, Kington, Phys. Rev. **95**, 1359 (1954).
14. Adair, Darden, Fields, Phys. Rev. **96**, 503 (1954).
15. Blin-Stoyle, Proc. Phys. Soc. A**64**, 700 (1951).
16. Simon, Welten, Phys. Rev. **90**, 1036 (1953); Simon Phys. Rev. **92**, 1050 (1953).
17. Satchler, Proc. Phys. Soc. A**68**, 1041 (1955).
18. Oxley, Cartwright, Rouvina et. al., Phys. Rev. **91**, 419 (1954); Phys. Rev. **93**, 806 (1954).
19. Chamberlain, Segré, Tripp, Wiegand, Ypsilantis, Phys. Rev. **93**, 1430 (1954).
20. De Carvalho, Heiberg, Marshall, Marshall, Phys. Rev. **94**, 1796 (1954).
21. Dickson, Salter, Nature **173**, 946 (1954).
22. Kane, Stallwood, Suttin, Fields, Fox, Phys. Rev. **95**, 1694 (1954).
23. Grigoriew, Žurn. Exp. Teor. Fiz. **28**, 761 (1955).
24. Cassels, Pickavance, Stafford, Proc. Roy. Soc. A**214**, 262 (1952).
25. Wouters, Phys. Rev. **84**, 1069 (1951).
26. Heiberg, Kruse, Marshall, Marshall, Solmitz, Phys. Rev. **97**, 250 (1955).
27. Chesnut, Hafner, Roberts, Bull. Am. Phys. Soc. **1**, 9 (1956).
28. Marshall, Marshall, Phys. Rev. **98**, 1398 (1955).
29. Brinkworth, Rose, Nuove Cim. **3**, 195 (1956).

30. Chamberlain, Segré, Tripp, Wiegand, Ypsilantis, *Phys. Rev.* **102**, 1659 (1956).
31. Dickson, Rose, Salter, *Proc. Phys. Soc.* **A68**, 361 (1955).
32. Strauch, U.S. A.E.C. Doc. U.C.R.L. 3211 (1955).
33. Hillman, *Phys. Rev.* **104**, 176 (1956).
34. Juveland, Jentchke, *Bull. Am. Phys. Soc.* **1**, 193 (1956).
35. Newns, *Proc. Phys. Soc.* **A66**, 477 (1953).
36. Horowitz, Messiah, *J. Phys. Rad.* **14**, 731 (1953).
37. Yoccoz, *Proc. Phys. Soc.* **A67**, 813 (1954).
38. Grant, *Proc. Phys. Soc.* **A68**, 244 (1955).
39. Cheston, *Phys. Rev.* **96**, 1590 (1954).
40. Hittmair, *Zs. f. Phys.* **144**, 449 (1956).
41. Sawicki, *Nuovo Cim.* **2**, 1322 (1956); *Physica* **22**, 1180 (1956); *Phys. Rev.* **104** (1956).
42. Czyż, Sawicki, *Nuovo Cim.* **3**, 867 (1956); *Physica* **22**, 1182 (1956); *Bull. Acad. Pol. Sci.* **4**, 141 (1956).
43. Czyż, Sawicki, *Nuovo Cim.* **5**, 45 (1957); *Bull. Acad. Pol. Sci.* **4**, 515 (1956).
44. Rozenzweig, *Physica* **22**, 1182 (1956).
45. Prywatna wiadomość od O. A. Hansona.
46. Sawicki, *Bull. Acad. Pol. Sci.* **5**, (1957) — (w druku).
47. Stapp, *Phys. Rev.* **103**, 425 (1956).
48. Wolfenstein, *Phys. Rev.* **96**, 1654 (1954).
49. Sternheimer, *Phys. Rev.* (w druku).
50. Ypsilantis, Ph. D. thesis U.C.R.L. 3047 (1955).
51. Fermi, *Nuovo Cim.* **11**, 407 (1954).
52. Fernbach, Heckrotte, Lepore, *Phys. Rev.* **97**, 1059 (1955).
53. Bosco i Regge, *Nuovo Cim.* **12**, 285 (1954).
54. Sternheimer, *Phys. Rev.* **95**, 587 (1954); **97**, 1314 (1955); **100**, 886 (1955).
55. Wolfenstein, Ashkin, *Phys. Rev.* **85**, 947 (1952); Wolfenstein, *Phys. Rev.* **76**, 541 (1949).
56. Dalitz, *Proc. Phys. Soc.* **A65**, 175 (1952).
57. Clementel, Villá, *Physica* **22**, 1172 (1956); *Nuovo Cim.* **5**, 907 (1957); **5**, 1166 (1957).
58. Goldfarb, Feldman, *Phys. Rev.* **88**, 1099 (1952).
59. Wertheim, Hull, Saperstein, *Phys. Rev.* **104**, 764 (1956).

Cyryl Dąbrowski
Instytut Badań Jądrowych

Doświadczalne reaktory jądrowe III

Warunki realizacji reaktorów doświadczalnych

7. Zakres prac doświadczalnych przy zastosowaniu reaktora [6], [7], [68], [94—103]

7.1. Analizując potrzebę i możliwości realizacji reaktorów doświadczalnych należy przede wszystkim omówić zakres tematyki badań, w których narzędziem lub też przedmiotem czy celem są reaktory. Jest to ważne ze względu na to, że od ustalenia potrzeb użytkowników tego wielostronnego urządzenia zależy ostatecznie charakterystyka wybranego typu, jak również jego koszt. Dlatego też w punkcie 8 zajmiemy się bliżej oceną rzędu wielkości kosztów zarówno inwestycyjnych, jak i eksploatacyjnych, zaś w punkcie 9 omówimy kryteria, które stosuje się przy podejmowaniu decyzji związanych z budową nowego reaktora doświadczalnego. Wreszcie w rozdziale 10 zakończymy przegląd wskazaniami tendencji rozwojowych techniki reaktorowej ze szczególnym uwzględnieniem warunków polskich.

7.2. Wskazaliśmy już w punkcie 1.2,* że badania prowadzone przy pomocy reaktora można podzielić na dwie kategorie: po pierwsze — na badania głównie podstawowe, a w pewnej mierze także stosowane, w których reaktor jest jedynie źródłem silnego promieniowania, oraz po drugie — na badania stosowane związane z rozwojem techniki reaktorowej, w których przedmiotem jest charakterystyka techniczna budowanego reaktora lub poszczególne aspekty techniczne nowych proponowanych układów reaktorowych. Do pierwszej kategorii zaliczyć trzeba badania z zakresu fizyki jądrowej i fizyki ciała stałego, chemii oraz biologii, natomiast do drugiej — badania z zakresu fizyki reaktorów, metalurgii, chemii technicznej oraz inżynierii reaktorowej.

Poniżej zaznajomimy się najpierw z tematyką prac doświadczalnych prowadzonych w zakresie pierwszej kategorii.

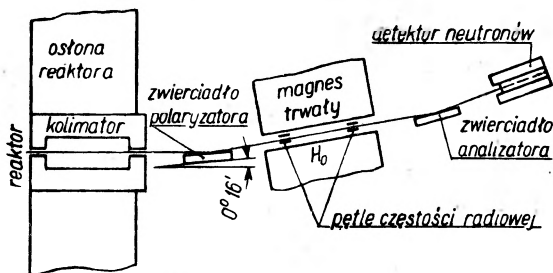
* Por. I i II cz. niniejszego artykułu w Post. Fiz. (przyp. red.).

7.3. Fizyka jądrowa. Badania przy pomocy reaktora dotyczą właściwości neutronu i jego oddziaływań z jądrami atomowymi, a także wtórnych reakcji jądrowych wywołanych przez promienie γ , β i neutrino.

Badania właściwości neutronu należą do najbardziej podstawowych, możliwych do przeprowadzenia przy pomocy reaktora dzięki jego wysokiemu strumieniowi neutronów. Wymienić tu trzeba:

wyznaczanie okresu połowicznego rozpadu neutronu swobodnego,
wyznaczanie momentu magnetycznego neutronu przy zastosowaniu metody całkowitego odbicia (rys. 25),

poszukiwanie ewentualnego momentu kwadrupolowego,
odchylenie wiązki neutronów swobodnych w polu grawitacyjnym
oraz wyznaczanie największego możliwego ładunku elektrycznego neutronu, przy czym okazuje się, że jego wielkość jest mniejsza od 5.10^{-12} j.e.s.

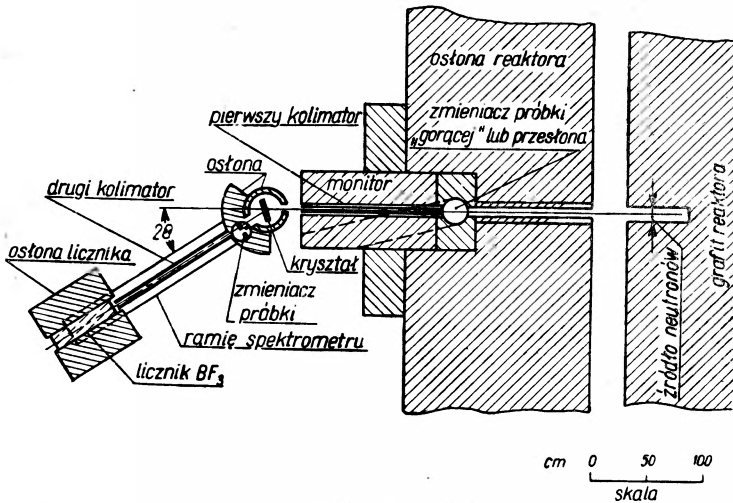


Rys. 25. Stanowisko doświadczalne do pomiaru momentu magnetycznego neutronu przy pomocy wiązki spolaryzowanej zwierciadłami kobaltowymi i przechodzącej przez długie pole statyczne [95]

Drugą ważną grupę zagadnień stanowią badania oddziaływania neutron-jądro atomowe, przede wszystkim wyznaczanie przekroju czynnego tych reakcji w zakresie energii dostępnych w reaktorze. Omawiane tu reaktory są bardzo dobrym źródłem neutronów powolnych o pewnym określonym rozkładzie energetycznym (maxwellowskim), natomiast w zakresie neutronów prędkich (max. do 15 MeV) nie są one wygodne ze względu na bardzo znaczne rozmycie (średnia energia neutronów rozszczepieniowych = 2 MeV), oraz tło neutronów rezonansowych i powolnych. Dla zwiększenia natężenia neutronów prędkich i usunięcia tła neutronów o mniejszych energiach stosuje się konwertyory rozszczepieniowe: z reaktora wyprowadza się wiązkę neutronów powolnych, która pada na płytkę materiału rozszczepialnego (konwertyor). Neutrony powolne w dużym odsetku ulegają pochłonięciu i nie przechodzą przez konwertyor, natomiast w wyniku rozszczepienia tworzą się neutrony rozszczepieniowe (prędkie) przenikające przez konwertyor do obszaru, w którym prowadzi się doświadczenie.

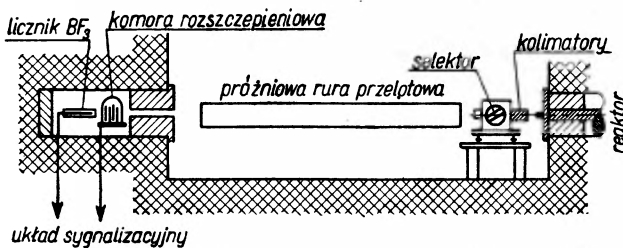
Ponieważ w reaktorze neutrony powstające w aktach rozszczepienia ulegają spowolnieniu do energii termicznych, zatem do badań w zakresie energii termicznych i do energii kilkuset eV wykorzystuje się wiązki neutronów spowolnionych, których widmo wykazuje zmienność typu dE/E . Na zewnątrz reaktora na osi wiązki umieszcza się przyrządy pozwalające na wyróżnienie określonej energii. Są one oparte na dwóch różnych zasadach:

1) odbicie braggowskie na pojedynczych kryształach — spektrometry kryształowe (rys. 26),



Rys. 26. Schemat spektrometru kryształowego w Brookhaven
Szerokość kolimatorów nie jest pokazana w skali [101]

2) analiza czasu przelotu neutronów — selektory mechaniczne (rys. 27).



Rys. 27. Przykład zastosowania selektora mechanicznego przy reaktorze RFT do pomiarów metodą czasu przelotu przekrojów czynnych na rozszczepienie [101]

Spektrometr kryształowy wymaga dobrze skolimowanej wiązki o dużym natężeniu. Wiązkę tę uzyskuje się przez otwarcie kanału dochodzącego do rdzenia reaktora. Kryształ np. berylu lub kwarcu ustawia się pod małym (regulowanym) kątem do padającej wiązki, zaś odbite

neutrony wykrywa się przy pomocy licznika proporcjonalnego lub komory rozszczepieniowej.

Metoda czasu przelotu jest związana z wytwarzaniem „paczek” neutronów o możliwie dużym natężeniu, które następnie przelatują do detektora umieszczonego w odległości od 5 do 100 m (w zależności od natężenia wiązki). Krótki impuls neutronów uzyskuje się przez przepuszczenie wiązki neutronów wychodzącej z reaktora przez selektor mechaniczny w postaci wirującej z dużą prędkością przesłony (obecnie już do 48 000 obrotów na min). „Paczka” neutronowa ulega podczas przelotu rozciągnięciu z uwagi na różne prędkości neutronów wchodzących w jej skład, a dzięki temu staje się możliwy pomiar neutronów o różnej energii.

Obecnie nagromadzono już wielką ilość danych, szczególnie całkowitych przekrojów czynnych uzyskanych metodą przepuszczania wiązki przez próbki zawierające badany materiał. Niemniej jednak pozostaje równie wielka ilość danych do wyznaczenia szczególnie w obszarze epitermicznym*, rezonansowym i prędkim. Szczególnie ważna jest analiza rezonansów z uwagi na ich znaczenie dla teorii jądra atomowego.

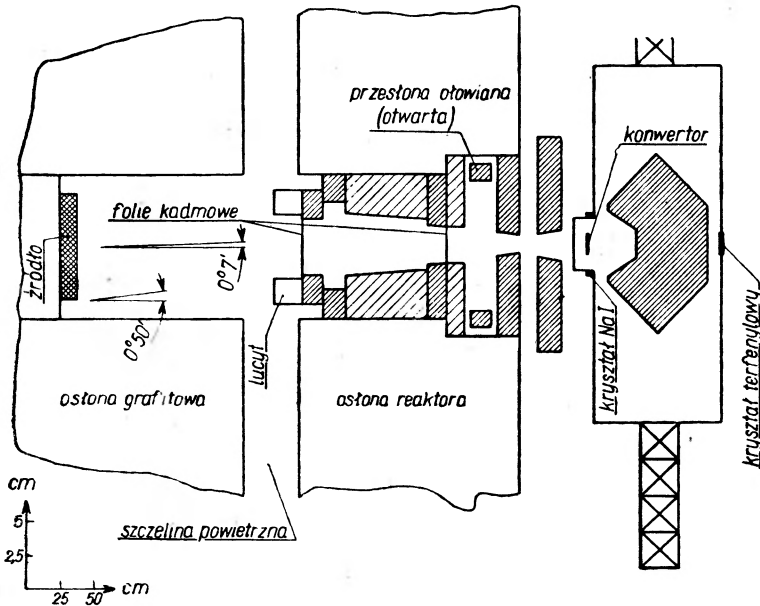
Oddzielny dział stanowią badania z zakresu małych energii neutronów, gdzie szczególnie wyraźnie ujawniają się ich właściwości optyczne (odbicie, załamanie, ugięcie i polaryzacja) (zob. też punkt 7.4).

Przy pomocy reaktora możliwe jest bardziej szczegółowe zbadanie zagadnień fizyki rozszczepienia, dotyczących fragmentów rozszczepieniowych (prędkość, korelacje kątowe), neutronów opóźnionych, energii wzbudzenia, ilości neutronów rozszczepieniowych, natychmiastowego promieniowania gamma itd. Dla przykładu jedną z ciekawych przeprowadzonych ostatnio prac [97] było dokładniejsze wyznaczenie energii fragmentów rozszczepieniowych przy pomocy specjalnego kalorymetru rozszczepieniowego. Duże znaczenie ma też analiza mechanizmu utraty energii przez fragmenty ze względu na to, że proces ten jest w dużej mierze przyczyną niszczenia radiacyjnego materiałów paliwowych.

Badania promieniowania γ , β i neutrino stanowią oddzielną grupę zagadnień rozwiązywanych przy pomocy reaktora. Tak dla przykładu zastosowano [95] spektrometr β o cienkiej soczewce do obserwacji natychmiastowych promieni γ pochodzących z reakcji neutronów powolnych z jądrami (rys. 28). Dalej wymienić należy doświadczenia nad korelacjami kątowymi przy rozpadzie β i pomiar odrzutów związanych z emisją neutrino. Promieniowanie neutrino przez wektor [94] wykorzystano w jednej z metod ich wykrywania, przy czym osiągnięto przy pomiarze przekrojów czynnych dokładność 10^{-44} cm².

* Por. I cz. artykułu (przyt. red.).

Trudniejsze doświadczenia związane są z wyznaczaniem szeregu podstawowych właściwości jąder, np. badanie oddziaływania elektron-neutron, wyznaczanie długości rozpraszania neutron-proton. Tu też należy wymienić wyznaczanie spinu [95] dla poszczególnych rezonansów jądra złożonego. Wykryto np., że w indzie stan złożony odpowiadający rezonansowi 1,458 eV ma spin 5.



Rys. 28. Układ doświadczenia do pomiaru natychmiastowych promieni γ przy pomocy spektrometru β o cienkiej soczewce. Promienie γ kolimuje się poprzez szczeliny ołowiane i przepuszcza się w komorze próżniowej spektrometru przez konwertor do chwytania wiązki. Stosuje się dwa kryształy NaI na zewnątrz bezpośredniej wiązki, lecz w pobliżu konwertora dla wykrywania promieni X z konwertora [95]

Dzięki faktowi, że podczas pracy reaktora tworzy się w nim szereg nowych jąder, jest on dla badań fizyki jądrowej źródłem nowych materiałów, których właściwości jądrowe trzeba ustalić (pierwiastki aktywne, produkty rozszczepieniowe, radioizotopy).

Strumień neutronów w reaktorze jest dość dokładnie utrzymywany na stałym poziomie, dlatego też urządzenie to może służyć jako sprawdzian do cechowania przyrządów detekcyjnych i pomiarowych.

7.4. Fizyka ciała stałego. Zagadnienia badane tutaj dotyczą zjawisk wynikających z oddziaływania neutronów z zespołami atomów w kryształach, cieczach lub drobinach, jak również wpływu na właściwości fizyczne tych zespołów przemian zachodzących w ich strukturze pod wpływem głównie neutronów.

Metodyka badawcza opierająca się głównie na ugięciu neutronów, a zwana neutronografią, stała się dzięki reaktorom nadzwyczaj użyteczna w badaniach właściwości ciała stałego, magnetyzmu i struktury kryształów i drobin. Do pomiarów tych stosuje się spektrometry neutronowe zwane dyfraktometrami (fot. 15). Przy pomocy badań neutronograficznych możliwe jest wyznaczenie nie tylko budowy siatki atomowej, lecz także wielkości i skierowania momentów magnetycznych związanych z różnymi położeniami w siatce.



Fot. 15. Dyfraktometr neutronowy dla pojedynczych kryształów. Mały licznik BF_3 pod wysokim ciśnieniem jest umieszczony w sposób regulowany na łuku obrotowym. Jako kryształ zastosowano BaTiO_3 [95]

Neutron o energii bliskiej termicznej rozpraszany w kryształach może tracić swą energię wzbudzając drgania siatki lub też zyskać ją w wyniku tych drgań; jest on zatem niesprężysto rozpraszany wysyłając i pochłaniając kwanty energii siatki zwane fononami. Ze względu na to, że neutrony termiczne mają długości fali rzędu Å , tę wymianę energii można obserwować bezpośrednio. Rys. 29 pokazuje jeden z możliwych układów doświadczalnych, w którym bada się rozkład energii neutronów rozpraszonych w funkcji kierunku krystalograficznego badanej substancji.

Rozpraszanie neutronów termicznych zależy w sposób złożony od struktury krystalicznej lub ziarnistej danego ciała. W pewnych warunkach pomiar przepuszczalności neutronów termicznych w ciałach stałych pozwala wyznaczyć niedoskonałość siatki krystalicznej, szczególnie wtedy, gdy zostanie ona zniekształcona przez promieniowanie neutronowe.

Dużą grupę zagadnień stanowią efekty fizyczne wywołane przez neutrony prędkie, a wynikające z przesunięć atomów w siatce krystalicznej i zajęcie przez nie położeń międzywęzłowych. Znajomość zjawisk zachodzących w ciałach stałych krystalicznych została poważnie wzbogacona dzięki studiom efektów zachodzących w reaktorach. Do najbardziej charakterystycznych należą:

zmiana elektrycznych właściwości półprzewodników,

zmniejszenie zabarwienia kwarcu po dłuższym bombardowaniu neutronami,

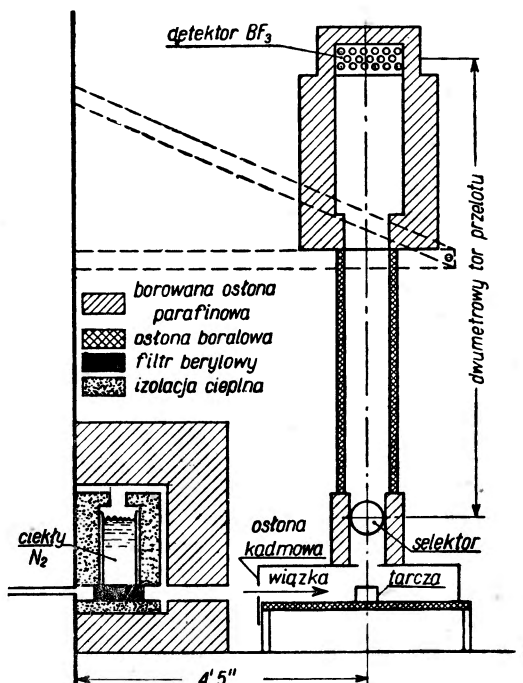
pojawianie się nowych linii związanych z paramagnetyzmem jądrowym w diamencie,

zmiany gęstości, nagromadzonej energii, przewodnictwa cieplnego,

zmiany fizycznych właściwości stopów itp.

Zmiany wywołane neutronami w ciałach stałych prowadzą do objawów bardzo ważnych z punktu widzenia stosowania tych materiałów w reaktorach i często noszą nazwę zniszczenia radiacyjnego. Dla przykładu podajemy charakterystyczne zmiany w graficie napromieniowywanym w reaktorze. Z uwagi na anizotropię

struktury krystalicznej kryształy grafitu rosną w jednym, a zwężają się w drugim kierunku w wyniku tworzenia się atomów międzywęzłowych (tzw. wzrost Wignera) przy zderzeniach z neutronami. Dane brytyjskie [98] wskazują, że przy strumieniu $\Phi = 10^{13}$ n/cm²/sek w temperaturze 150°C wzrost ten wynosi 0,05% rocznie. Przy tym przewodnictwo cieplne zmniejsza się około siedmiu razy. Efekty te zależą silnie od temperatury, mianowicie w temperaturach wyższych następuje zmniejszanie efektów radiacyjnych. W wyniku tworzenia się atomów międzywęzłowych następuje gromadzenie energii w graficie. Przy temperaturze 100°C i strumieniu $\Phi = 10^{13}$ n/cm²/sek w ciągu roku gromadzi się w graficie 110 kal/g, zaś przy 30°C — 190 kal/g. Dużą część tej



Rys. 29. Przyrząd do obserwacji widma energetycznego neutronów powolnych przedfiltrowanych przez beryl po rozproszeniu na siatce krystalicznej [95]

energii można wyzwolić ogrzewając grafit powyżej temperatury napromieniowywania i wtedy obserwuje się bardzo silne, nagłe ogrzanie próbki.

Przy pomocy radioizotopów otrzymywanych w reaktorach i stosowanych jako wskaźniki można dogodnie przeprowadzać badania szeregu procesów zachodzących w ciałach stałych, np. dyfuzji metali itp.

7.5. Chemia. Podczas pracy reaktora powstaje w nim duża ilość nowych pierwiastków chemicznych bądź w wyniku rozszczepienia, bądź też w wyniku wychwytu neutronów i przemian β (np. powstawanie plutonu i innych aktynowców). Niezależnie od przemian zachodzących w materiałach reaktorowych uzyskuje się przez napromieniowywanie specjalnie wprowadzanych substancji wsadowych nowe radioizotopy. Studia chemiczne związane z powyższymi zagadnieniami stanowią ważny dział chemii, który jest podstawą przemysłu jądrowego (produkcja nowych paliw jądrowych, produkcja radioizotopów).

W wymienionych powyżej studiach analiza chemiczna odbywa się poza reaktorem, zatem kontrola temperaturowa samego procesu odbywającego się w reaktorze nie jest konieczna. Przy produkcji radioizotopów strumień neutronów prędkich i promieniowanie γ może prowadzić do zaburzeń, jeśli powoduje rozkład napromieniowywanych materiałów lub wymianę pomiędzy różnymi postaciami chemicznymi danego pierwiastka. Dlatego też zwykle do produkcji radioizotopów wykorzystuje się kolumny termiczne.

Dzięki reaktorom możliwy stał się rozwój chemii radiacyjnej, której przedmiotem badań są zjawiska spowodowane przez silne wiązki neutronów i promieni gamma, jak rozkład związków chemicznych, bądź też zainicjowane przez promieniowanie zmiany prędkości reakcji zachodzących w warunkach konwencjonalnych, bądź w różnych temperaturach i ciśnieniach. Zmiany te są wywołane wzbudzeniem elektronowym drobin na skutek działania promieniowania o energii kilku lub kilkunastu eV. Tutaj należy zwrócić uwagę na to, że, w przypadku gdy badane materiały odznaczają się znacznym wychwytem neutronów termicznych, powstać mogą poważne zaburzenia w przebiegu omawianych tu procesów chemicznych. Dlatego też w tym przypadku wielki strumień neutronów jest tylko środkiem do uzyskania odpowiedniego strumienia energii przenoszonej przy pomocy neutronów prędkich i promieni γ .

Dla przykładu w reaktorze BEPO do badań chemicznych stosuje się pionową rurę wpuszczoną z wierzchniej platformy reaktora i zawierającą urządzenia danego doświadczenia chemicznego, przy czym należy zwrócić uwagę na zastosowanie odpowiednich środków ostrożności ze względu na powstającą radioaktywność. Dolny koniec tej rury umieszczony w środku reaktora zawiera małą sekcję grzejną kontrolowaną

przy pomocy termostatów do 400°C, a wewnątrz tej sekcji — naczynie do reakcji chemicznej połączone rurkami z zewnętrzną częścią aparatury, skąd można kontrolować i obserwować postęp doświadczenia.

W reaktorach wodnych na paliwo wzbogacone konieczne jest często z powodów podanych powyżej otoczenie układu badawczego konwertorem uranowym umieszczonym w strefie aktywnej. Wtedy studia ilościowe stają się utrudnione, gdyż efektów chemicznych nie udaje się powiązać bezpośrednio ze strumieniem neutronów termicznych.

Czasem dla ułatwienia pracy doświadczalnej lepiej jest opracować całą aparaturę do systematycznego przeprowadzania pomiarów w sposób możliwie samoczynny. Taka metodyka w dalszym swym rozwoju prowadzi do tworzenia zamkniętych obwodów tzw. pętli, szczególnie wtedy, gdy oprócz pomiarów chemicznych prowadzi się badania w innych gałęziach nauki (zob. 7.11).

Szczególne znaczenie mają efekty radiacyjne w zagadnieniach polimeryzacji i degradacji związków organicznych. Dla przykładu promieniowanie reaktorowe utwardza polietylen, natomiast w niektórych innych plastikach wpływ promieniowania jest szkodliwy. W niektórych przypadkach łańcuchy drobinowe ulegają pękaniu, w innych natomiast pojawiają się ponadto wiązania krzyżowe, wpływające na polepszenie właściwości mechanicznych. Zagadnienia te są dopiero w początkowym stadium badań i będą wymagać z pewnością jeszcze dużego wysiłku badawczego.

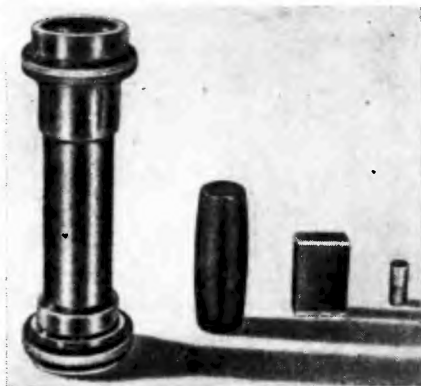
Oddzielną grupę zagadnień badanych przy pomocy reaktora stanowi chemia jądrowa, to znaczy chemia atomów *gorących* (atomów, które w wyniku zderzenia z neutronami lub odrzutu przy wysyłaniu cząstek uzyskały energię kilkuset eV i które następnie są spowalniane w otaczającym je materiale). Reakcje chemiczne z udziałem atomów gorących mają bezpośredni związek z reakcją Szilarda-Chalmersa, a to z dwóch względów:

1) w reakcji Szilarda-Chalmersa nie tylko powstaje gorący atom na skutek odrzutu przy wysyłaniu wychwytowych promieni γ , lecz ulega on jednocześnie wiązaniu w danym związku chemicznym, co ułatwia zrozumienie szeregu procesów chemii atomów gorących.

2) zainteresowanie mechaniką reakcji Szilarda-Chalmersa jest wywołane możliwością polepszenia aktywności właściwej radioizotopów powstających w wyniku reakcji (n, γ).

Możliwość napromieniowywania danych substancji w reaktorze przyczyniła się do rozwoju silnej metody badawczej, a mianowicie mikro- i ultramikroanalizy chemicznej. Przy pomocy aktywacji neutronami można wykryć i zmierzyć bardzo małe domieszki, np. zanieczyszczenia

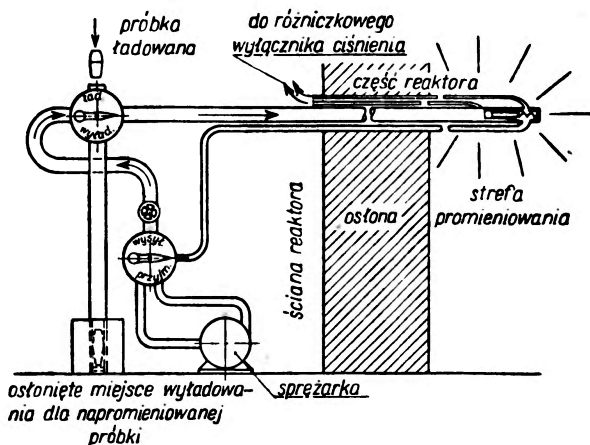
w ilościach dochodzących do mikrogramów, przy pomocy promieniowania charakterystycznego dla badanych substancji. W ten sposób, dla przykładu, odbywa się wyznaczanie mikrogramowych ilości miedzi w aluminium, wanadu w oleju, arsenu we włosach, galu w meteorytach itp.



Fot. 16. Ruchome części składowe układu do szybkiego napromieniowywania próbek: nośnik, zbiornik bakelitowy (królik) w porównaniu z pudełkiem zapalek, typowa próbka [99]

wykonanym np. ze słabo aktywnego bakielitu przelatuje (prędkość dochodzi do 9 m/sec) od miejsca napromieniowania do miejsca pomiaru (zob. fot. 16 i rys. 30).

7.6. Nauki biologiczne. Za pierwszą grupę zagadnień związanych z pracą reaktorów jądrowych należy uznać badania ochrony radiolo-



Rys. 30. Układ pneumatyczny do szybkiego napromieniowywania próbek [99]

gicznej, których zadaniem jest przede wszystkim uchronienie personelu przed efektami promieniowania (określenie dawek dopuszczalnych, służba dozymetryczna, analiza zabezpieczenia przez osłony itp.).

Szczegółowe badania są związane z wpływem różnych rodzajów promieniowania (neutrony powolne i prędkie, promieniowanie γ) na istoty żywe (badanie przeżywalności, płodności, mutacji), przy czym mogą one dotyczyć zarówno jednostki, jak i całej populacji.

Przy pomocy promieniowania reaktorowego możliwe są studia z zakresu genetyki teoretycznej, jak i stosowanej (próby wytwarzania pożytecznych mutacji w roślinach).

Reaktory średniostrumieniowe będą także wkrótce stosowane do leczenia szeregu schorzeń, zwłaszcza nowotworowych. Istnieje możliwość wyjaławiania przy ich pomocy substancji organicznych, jak żywność, lekarstwa itd. Prowadzi się również napromieniowywanie czynników fermentacyjnych.

W badaniach biologicznych odczuwa się jako wadę mieszany charakter promieniowania przy stosowaniu bezpośrednich ekspozycji w reaktorze. Z uwagi na to dokonuje się często pierwszych doświadczeń o charakterze przeglądowym w reaktorze np. ekspozycja zwierząt dla wyznaczenia krzywych śmiertelności i określenia dopuszczalnych poziomów promieniowania; następnie przechodzi się do badań bardziej szczegółowych na akceleratorach (betatronach, akceleratorach liniowych), które odznaczają się bardziej jednolitym charakterem promieniowania.

Zastosowanie reaktora do badań biologicznych zależy od konkretnego analizowanego zagadnienia, niemniej można wskazać szereg cech wspólnych. Ekspozycję prowadzi się zwykle poza samym reaktorem, tj. w osłonie biologicznej, a to w celu uniknięcia wysokich temperatur występujących niekiedy w rdzeniu, uzyskania możliwości wprowadzenia przesłon oraz niedopuszczenia do ingerencji w inne jednocześnie prowadzone doświadczenia. O ile w danym doświadczeniu potrzebne są neutrony prędkie, to dane stanowisko (eksponat) otacza się konwertorem uranowym.

Należy odróżniać dwie kategorie badań biologicznych prowadzonych przy pomocy reaktora:

1) ekspozycja nagła, przy czym istotę badaną poddaje się w krótkim okresie czasu (do jednej godziny) napromieniowaniu o dawce dochodzącej do kilkuset rep;

2) ekspozycja przewlekła o mocy dawki do 10 rep/min lub mniej.

W pierwszym przypadku, o ile naświetla się neutronami prędkimi, to ich strumień w otoczeniu eksponatu musi być rzędu 10^8 n/cm²/sek, co przy stosowaniu konwertyorów uranowych oznacza, że strumień neutronów termicznych będzie rzędu 10^9 n/cm²/sek (moc reaktora kilka MW). Przy stosowaniu naświetlania neutronami powolnymi strumień musi wynosić około $5 \cdot 10^9$ n/cm²/sek (zatem moc reaktora około 10 MW). Do badań tych stosuje się zwykle duży kanał pionowy o przekroju rzędu

1 m², w którym umieszcza się klatki bądź z dużą ilością małych zwierząt (myszy), bądź z pojedynczymi dużymi zwierzętami.

W drugim przypadku (ekspozycja przewlekła) wystarcza strumień tysięcy razy mniejszy, a zatem moc reaktora może wynosić kilka lub kilkadziesiąt kW. O ile badania te prowadzi się w reaktorach dużej mocy, to stanowiska umieszcza się odpowiednio daleko od rdzenia, np. w kolumnie termicznej.

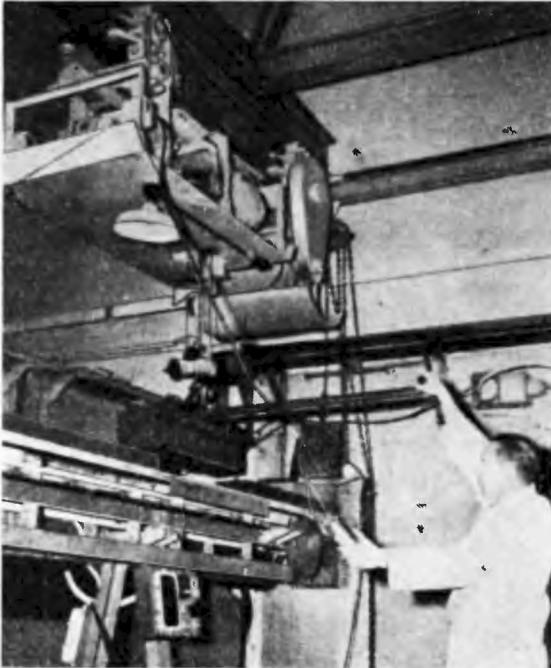
Wspomnieć tylko można w tym artykule o nieocenionej roli radioizotopów, wytwarzanych głównie w reaktorach jądrowych, w badaniach biologicznych, jak studia procesów przemiany materii, fotosyntezy, biosyntezy białek, powstawania złożonych związków chemicznych w ustrojach żywych itp.

7.7. Przedstawiona powyżej tematyka badawcza w dziedzinie nauk przyrodniczych, w której narzędziem pracy jest reaktor jądrowy, nie może — oczywiście — być wyczerpująca. Rozwój zakresu badań prowadzonych przy pomocy reaktorów jest bardzo szybki, dlatego też powyższy przegląd ma tylko zorientować w głównych kierunkach prac doświadczalnych. Druga kategoria badań, której poświęcimy następne strony, ma na celu — jak to wspomnieliśmy w punkcie 7.2 — dalszy rozwój techniki reaktorowej zarówno w celu realizacji bardziej ulepszonych reaktorów doświadczalnych, jak i pracujących w gorszych warunkach eksploatacyjnych — reaktorów energetycznych.

7.8. Fizyka reaktorów. Do realizacji reaktorów konieczne jest zebranie podstawowych danych jądrowych (przede wszystkim przekrojów czynnych) w całym zakresie energii rozszczepienia (do około 15 MeV). W tym celu w ośrodkach badań jądrowych prowadzi się obszerny program pomiarów spektrometrycznych. Jak już podaliśmy w punkcie 7.3, pomiary te wykonuje się głównie na wiązkach neutronów wyprowadzanych z reaktora głównie przy pomocy spektrometrów kryształowych i selektorów mechanicznych. Ponadto szczególnie w zakresie wyższych energii (powyżej 1 keV) wykorzystuje się akceleratory.

Do seryjnych pomiarów przekrojów czynnych na pochłanianie w materiałach reaktorowych stosuje się metodę wprowadzania badanego przedmiotu (np. cegły grafitowej) do reaktora i obserwowania zmiany poziomu reaktywności. Dla przykładu w reaktorze GLEEP (fot. 17) do takich pomiarów wykorzystano poziomy kanał o przekroju 20×20 cm, przechodzący przez środek reaktora. Poprzez kanał przechodzi tor „kolejki”, po którym porusza się „pociąg” naładowany cegłami grafitowymi, z których jedna jest cegłą badaną pod względem czystości jądrowej. Kolejka ta porusza się szybko tam i z powrotem z przerwą około 30 sekund, podczas której obserwuje się narastanie lub opadanie mocy zarówno

wtedy, gdy w środku reaktora znajduje się cegła badana, jak i cegła wycechowana. Znaczenie tego sprawdzania cegieł grafitowych stosowanych następnie w reaktorach energetycznych jest duże, mianowicie polepszenie jakości grafitu (zmniejszenie σ_a np. o 0,10%) prowadzi do o wiele większego zmniejszenia objętości reaktora (w tym przypadku o 30%).



Fot. 17. Ładowanie próbek grafitowych na „pociąg” do pomiarów przekrojów czynnych metodą oscylacyjną w reaktorze GLEEP [68]

Ilość zebranych dotąd danych jądrowych jest bardzo duża, nie wystarcza jednak do zaprojektowania reaktora tylko na podstawie obliczeń. Obecnie prowadzone główne kierunki badań są następujące:

- 1) wyznaczenie przekrojów czynnych pierwiastków rozszczepialnych i rodnych (szczególnie ich wyższych izotopów),
- 2) analiza narastania trucizn jądrowych podczas pracy reaktora, pomiary ich wydajności, przekroju czynnego i czasu połowicznego zaniku,
- 3) wyznaczenie przekrojów czynnych na wychwyty i rozpraszanie w nowych materiałach konstrukcyjnych,
- 4) wyznaczenie ilości neutronów rozszczepieniowych w zależności od energii.

Drugą grupę zagadnień stanowi wyznaczenie tzw. wielkości całkowitych, tj. wielkości uśrednionych na pewien zakres energii lub na pewien kompleks zjawisk, w których uczestniczą neutrony, w czasie ich

życia w reaktorze. Należą tu pomiary długości dyfuzji, wieku, migracji, pochłaniania neutronów w elementach paliwowych w całym obszarze rezonansowym. Do pomiarów tych zwykle ustawia się małe zestawy zawierające proponowane paliwo, materiały konstrukcyjne, moderator i chłodziwo, przy czym z uwagi na stan podkrytyczny wykorzystuje się jako źródło neutronów reaktor doświadczalny.

Z uwagi na niedokładność danych jądrowych zwykle po wykonaniu obliczeń nowego układu reaktorowego buduje się zestaw o proponowanej strukturze i analizuje się go w polu neutronów wychodzących zwykle z reaktora. Ta analiza prowadzić może niekiedy do budowy próbnych reaktorów zerowej mocy, których zadaniem jest weryfikacja projektu.

Każdy reaktor przed oddaniem go do eksploatacji, a także w czasie pracy jest przedmiotem badań dotyczących wyznaczania współczynnika mnożenia k , wpływu na k prętów sterowniczych i innych substancji pochłaniających neutrony, wpływu temperatury i ciśnienia. Zarówno w układach podkrytycznych, jak i krytycznych konieczne jest wyznaczenie gęstości neutronów, a także stosunku neutronów termicznych do prędkich i rezonansowych.

Do budowy reaktorów energetycznych konieczna jest dobra znajomość współczynnika przemiany materiału rodnego w nowy materiał rozszczepialny (w stosunku do ilości pierwotnego materiału rozszczepialnego zniszczonego przez wypalanie), a ponadto wypalania paliwa mierzonego zwykle w MWDniach na tonę paliwa. Wypalenie zależy w danym układzie reaktorowym od długoterminowych zmian reaktywności. Obecna znajomość tych wielkości jest ograniczona: na podstawie dotychczas znanych stałych jądrowych dokładność ustaleń jest rzędu 500 MWD/t, tj. około 20%.

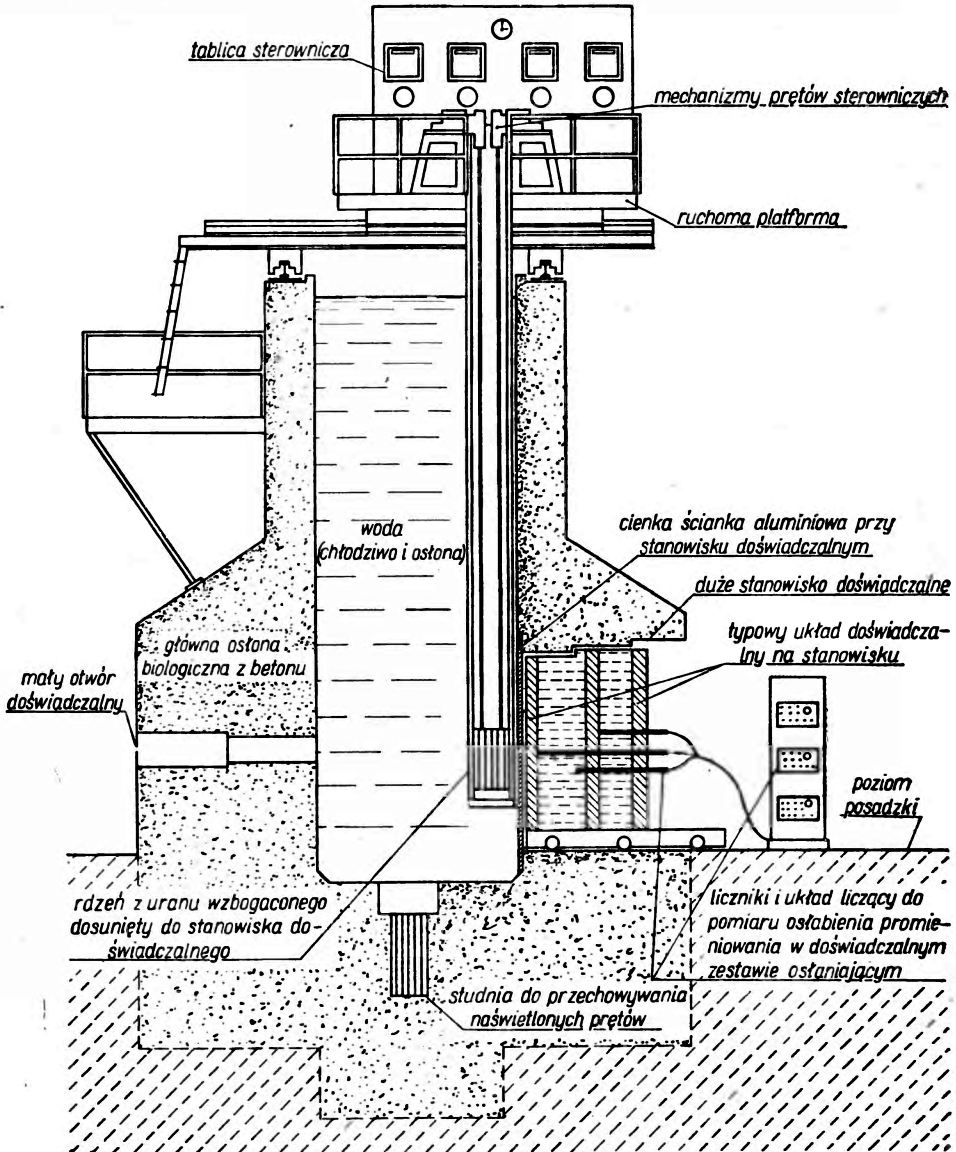
Pomiar przekrojów czynnych produktów rozszczepienia, ważny dla wzbogacenia naszej wiedzy w tej dziedzinie, jest bardzo utrudniony ze względu na wysoki poziom aktywności elementów paliwowych (rzędu tysięcy curie), co wymaga stosowania urządzeń zdalnie sterowanych.

Oddzielną grupę stanowią badania osłon, szczególnie dla tych zastosowań, w których cienka osłona o minimalnej wadze ma pierwszorzędne znaczenie. W chwili obecnej nie jest możliwe przewidywanie wymiarów osłon na podstawie wyłącznie obliczeń, a szczególnie wtedy, gdy przechodzi przez nie szereg otworów doświadczalnych lub kanałów chłodzących. Do tych pomiarów wybudowano w Harwell specjalny reaktor średniostrumieniowy typu basenu pływackiego LIDO (rys. 31). Doświadczenia prowadzi się w różnych punktach osłony złożonej np. z ołowiu i polietylenu (pomiar strumienia neutronów i natężenia promieni γ).

7.9. Metalurgia. Badania z zakresu metalurgii stanowią praktyczne rozszerzenie badań z zakresu fizyki ciała stałego na układy reaktorowe

(głównie paliwo). Zagadnienia te są często o wiele trudniejsze od badań fizyki jądrowej, szczególnie wtedy, gdy chodzi o materiały pracujące w reaktorach energetycznych w trudnych warunkach eksploatacyjnych.

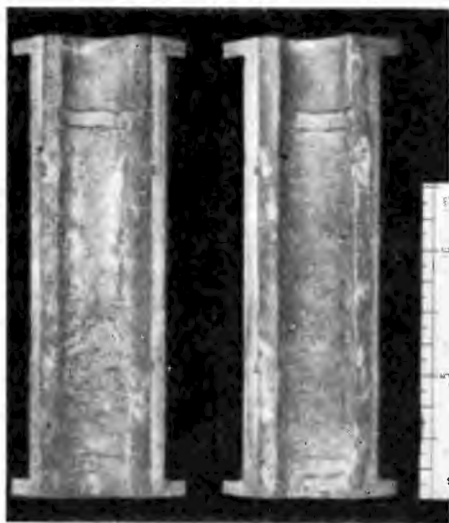
Do najtrudniejszych zagadnień należy opracowanie dla reaktorów energetycznych niezawodnych elementów paliwowych. Tak więc w reak-



Rys. 31. Przekrój reaktora LIDO do badania osłon. Cała górna platforma niosąca rdzeń i układ sterowniczy może przesuwac się tak, by zająć dogodne położenie względem cienkiego okna znajdującego się przy stanowisku doświadczalnym [99]

torach na uran naturalny typu Caleder Hall metaliczne elementy paliwowe będą pracować w temperaturze wyższej od 400°C , zaś w reaktorach sodowograftowych nawet w temperaturze wyższej od 500°C . Przy zastosowaniu tlenkowych lub cermetowych elementów paliwowych spodziewane jest osiągnięcie jeszcze wyższych temperatur. Projekt i produkcja elementów paliwowych poddanych tak trudnym warunkom pracy wymaga obszernych badań nie tylko z zakresu metalurgii. Konieczna jest analiza z punktu widzenia fizyki jądrowej (sprawdzenie przekrojów czynnych), chemii (wzajemna nieaktywność zastosowanych materiałów), wymiany ciepła, nadawania się do produkcji masowej, wymogów eksploatacyjnych (warunki ładowania i wyładowywania) itp.

Poza zapewnieniem stabilności ze względu na wysoką temperaturę konieczne jest sprawdzenie, czy element paliwowy dopuszcza wypalenie, którego można oczekiwać na podstawie warunków reaktywności, gdyż od tego w sposób zasadniczy zależy ekonomika produkcji energii elek-



Fot. 18. Negatyw ołowiowy pokazujący schropowacenie pręta uranowego po naświetleniu [68]

trycznej. Zagadnienie to zależy w głównej mierze od rozmiarów zniszczenia radiacyjnego. Badanie zniszczenia radiacyjnego jest bardzo czasochłonne: według ocen brytyjskich zbadanie tych zjawisk w danym układzie warunków wymaga około 200 lat pracy, tzn. jeżeli za zadanie postawimy sobie okres czterech lat na przygotowanie elementu paliwowego, to do badań tych potrzeba co najmniej 50 pracowników naukowych. Z tego czasu duża część musi być poświęcona przygotowaniu próbnych elementów o różnych składnikach stopowych i różnej obróbce plastycznej. Tak przygotowany element umieszcza się w reakt-

rze wielkostrumieniowym w oddzielnym obiegu odtwarzającym warunki pracy w projektowanym reaktorze (tzw. pętla energetyczne). Warunki temperaturowe w takiej pętli muszą być dokładnie kontrolowane, np. przy pomocy termostatów. Próbné elementy wyjmuję się często do zbadania i analizy, przy czym trzeba zwrócić uwagę na to, że ze względu na silną radioaktywność badania te prowadzi się w komorach gorących przy zastosowaniu sterowania i obserwacji zdalnej (peryskopy, telewizja).

Na fot. 18 widzimy ołowiowy negatyw zdjęty z próbnego elementu uranowego po jego naświetleniu: wyraźnie widać ślady schropowacenia jego powierzchni. Zniszczenie radiacyjne w elementach pracujących poniżej 400°C powoduje, po odpowiednio długim okresie napromieniowywania (strumienio-czas Φt rzędu 10^{21} n/cm²), zniekształcenia wynikające ze skomplikowanej struktury uranu w różnych jego fazach krystalicznych. W wyniku napromieniowywania następuje zwiększenie nieporządku w siatce krystalicznej, a w związku z tym zmiana szeregu właściwości fizycznych. Efekty te po dłuższym okresie napromieniowywania prowadzić mogą do wydłużenia lub skurczu elementów paliwowych o kilka lub kilkanaście cm w zależności od skierowania kryształów (zob. fot. 19). Jako środki zaradcze stosuje się w celu zmniejszenia wielkości

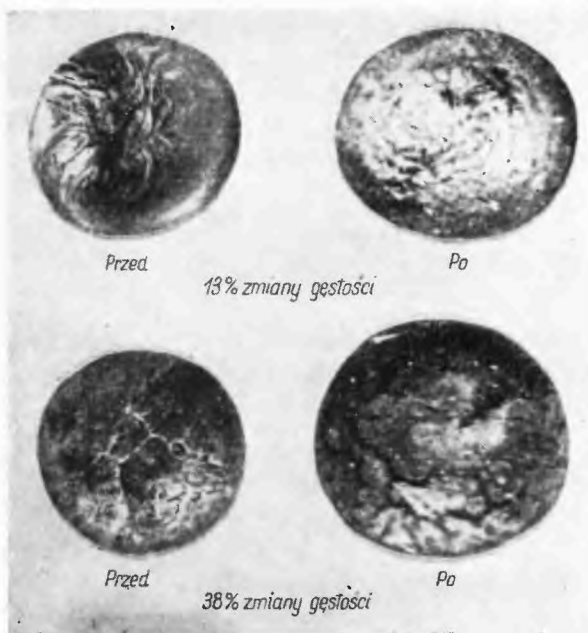


Fot. 19. Wpływ 850 cykli ciepłych na pręt uranowy. Metody obróbki plastycznej (od góry w dół): pręt odlany walcowany na gorąco, wyłaczany na zimno, wyżarzany w fazie β , utwardzany w fazie β [98]

uziarnienia i usunięcia wybranego kierunku ustawienia kryształów odpowiednią obróbkę plastyczną lub dodaje odpowiednie materiały tworzące wraz z paliwem stopy.

Druga grupa zagadnień ujawnia się szczególnie wyraźnie przy pracy w wyższych temperaturach, gdy uran staje się bardziej plastyczny, a mianowicie dotyczy efektów związanych z gromadzeniem produktów rozszczepieniowych, szczególnie gazowych, w elemencie paliwowym. Po 1% wypaleniu przy ciśnieniu normalnym na każdy 1 cm³ uranu przypada 4,66 cm³ gazowych produktów rozszczepieniowych. Skutkiem tych zjawisk jest w temperaturach niższych zwiększenie kruchości ele-

mentu paliwowego, w wyższych natomiast następuje zwiększona dyfuzja gazów do pewnych miejsc w paliwie, tworzenie się tam kieszonek gazowych o wysokim ciśnieniu, co ostatecznie prowadzi do pęcznienia elementu. O ile nie ma żadnych ograniczeń, to zwiększenie objętości może dochodzić do 40% w temperaturze 800°C, jeśli zaś zastosować silną koszulkę to efekt ten udaje się zmniejszyć do 5% (fot. 20).



Fot. 20. Wpływ napromieniowywania na próbki stopów [68]

Spośród zmian właściwości fizycznych dużą rolę odgrywa zmiana wytrzymałości mechanicznej i pęcznienie. Ma to duże znaczenie tam, gdzie elementy paliwowe są silnie naprężone. To samo zagadnienie pojawia się oczywiście także w przypadku innych części metalowych reaktora, np. w jego zbiorniku ciśnieniowym.

7.10. Chemia reaktorów. Do zagadnień chemii reaktorów o charakterze praktycznym należy badanie wzajemnego oddziaływania chemicznego na siebie materiałów stosowanych w reaktorach w warunkach panujących tam temperatur, ciśnień i promieniowania. Studia te dotyczą w szczególności chłodziw znajdujących się w styku z paliwem, moderatorami i koszulkami.

Przytoczymy kilka przykładów doświadczeń prowadzonych w reaktorze doświadczalnym, a mających na celu przygotowanie bardziej zaawansowanych reaktorów energetycznych [68, 98].

W reaktorach z moderatorem grafitowym chłodzonych CO_2 , reakcja chemiczna pomiędzy grafitem a dwutlenkiem węgla prowadzi do tworzenia się tlenku węgla i erozji grafitu. Podstawowe znaczenie ma zbadanie szybkości tej reakcji, wiadomo bowiem, że wzrasta ona z poziomem promieniowania. Badania prowadzone w pętli energetycznej w reaktorze BEPO wskazały, że do temperatury rzędu 400°C efekty te nie są znaczne, natomiast w wyższych temperaturach okazują się czynnikiem ograniczającym i spowodować mogą konieczność zastosowania środków ochronnych na powierzchni grafitu.

W reaktorach wodnych pracujących pod ciśnieniem, podstawowym zagadnieniem jest zachowanie się gorącej wody w stosunku do uranu, wtedy gdy w wyniku defektu koszulki następuje bezpośredni styk tych dwóch materiałów. Doświadczenia prowadzone w pętli energetycznej wskazują, że w przypadku zastosowania uranu nie w postaci stopu może nastąpić gwałtowna reakcja chemiczna, prowadząca do zniszczenia elementu paliwowego. O ile zastosować stop uranu z innym metalem (glinem, magnezem), to następuje zwiększenie wychwytu neutronów, wobec tego lepiej jest zastosować tlenek uranu. Spośród materiałów koszulkowych zastosowano dotychczas do pracy w tych reaktorach stop cyrkonowy *Zircaloy* (Stany Zjednoczone), natomiast w W. Brytanii bada się stopy aluminiowe jako znacznie tańsze. Podobnie dużą rolę odgrywają badania zmierzające do zastąpienia stali nierdzewnej stosowanej dotychczas w zbiorniku ciśnieniowym przez stal miękką.

W przypadku reaktorów sodowo-grafitowych znaczną trudność technologiczną stanowi przenikanie sodu do grafitu, co np. zmusza do stosowania koszulek cyrkonowych na ceglach grafitowych. Z uwagi na łatwość wchłaniania tlenu przez cyrkon, co wywołuje jego kruchość, zawartość tlenu w układzie trzeba ograniczyć poniżej 10 milionowych.

W jednorodnych reaktorach wodnych pracujących pod ciśnieniem warunki wzajemnego oddziaływania materiałów pod względem chemicznym są bardzo ostre. Dla przykładu korozja naczynia reaktora silnie wzrasta ze zwiększaniem promieniowania. Roztwór uranylu jest



Fot. 21. Autoklaw wysokociśnieniowy do badania efektów napromieniwania na roztwory wodne i papki paliwowe [68]

poddany silnemu działaniu dysocjacyjnemu ze strony zarówno produktów rozszczepieniowych, jak i promieniowania. Układ ten cechuje się zatem o wiele większą szybkością rozkładu niż czysta woda poddana promieniowaniu, co zmusza do zaprojektowania odpowiedniego układu rekombinacyjnego. Ponadto może nastąpić redukcja i hydroliza jonów uranylu pod wpływem promieniowania, zatem dla uniknięcia wytrącania konieczne są badania potencjału utleniania i wielkości pH.

Dla ilustracji pokazujemy na fot. 21 autoklaw wysokociśnieniowy przeznaczony do zbadania efektów napromieniowywania na roztwory wodne i papki paliwowe.

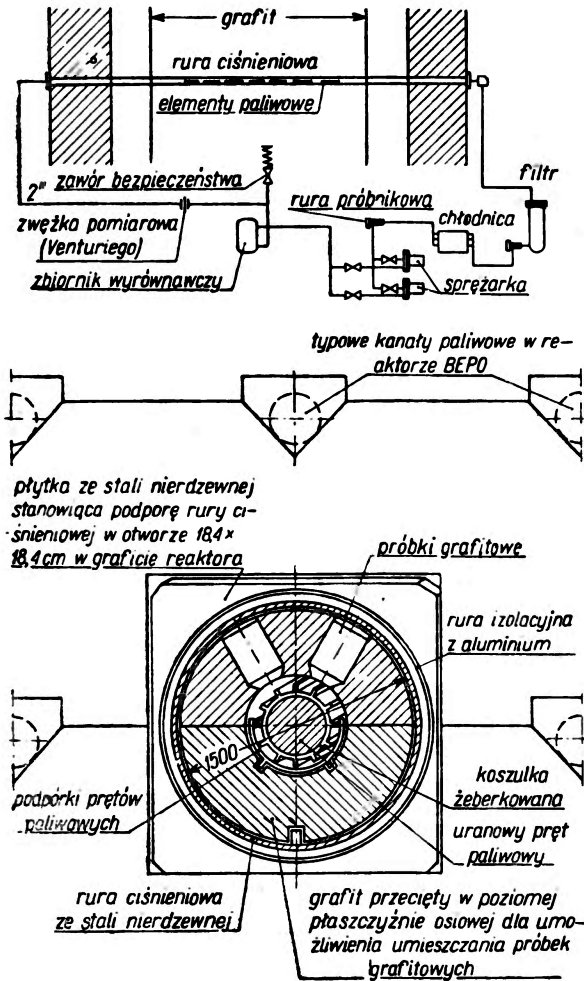
7.11. Inżynieria reaktorowa. W odróżnieniu od innych gałęzi techniki, gdzie przy opracowywaniu jakiegoś urządzenia możliwe jest przechodzenie od małych do coraz większych wymiarów, w przypadku reaktorów nawet najmniejszy układ krytyczny posiada pewne dość znaczne wymiary zadane warunkami krytyczności. Prowadzenie prób na takich modelach jest przy tym zarówno kosztowne, jak i czasochłonne.

Wykonanie doświadczenia inżynierskiego nad nowoprojektowanym reaktorem — po przeprowadzeniu obliczeń oraz szeregu oddzielnych doświadczeń fizycznych, chemicznych i metalurgicznych — jest możliwe wtedy, gdy dysponujemy reaktorem doświadczalnym o odpowiednim strumieniu neutronów. Do strefy aktywnej tego reaktora wprowadzamy sekcję obwodu zamkniętego, zwanego pętlą energetyczną, w której umieszcza się badane paliwo oraz ewentualnie moderator. W całym obwodzie wytwarza się warunki chłodzenia (chłodziwo, temperatura, ciśnienie, prędkość przepływu itp.) odpowiadające projektowanemu układowi.

Na rys. 32 pokazano pętlę energetyczną pracującą w reaktorze BEPO [99], w której przez dwa lata sprawdzano różne aspekty układów chłodzących dla reaktora energetycznego Calder Hall. Przy pomocy nierdzewnej rury stalowej o średnicy 15 cm przechodzącej przez środkową strefę strumienia utworzono kanał otoczony moderatorem grafitowym, w którym umieszczono żeberkowane pręty uranowe chłodzone CO₂ pod ciśnieniem 7 atm przy odpowiedniej temperaturze wlotowej i wylotowej. Chłodziwo krąży w obiegu zamkniętym zawierającym specjalne filtry, wymiennik ciepła i urządzenia do sygnalizowania aktywności gazu.

Koszt dobrze zaprojektowanej pętli energetycznej jest 10 do 50 razy mniejszy od kosztu reaktora, przy czym istnieje możliwość analizowania dużej ilości wariantów danego rozwiązania. Wydaje się obecnie, że w najbliższym dziesięcioleciu zbuduje się dużo reaktorów doświadczalnych specjalnie do doświadczeń energetycznych (obecnie PLUTO i DEMETER).

Przy opracowywaniu pętli energetycznej konstruktor współpracuje ściśle z fizykami, chemikami i metalurgami, przy czym zadanie jego rozciąga się głównie na projektowanie, opracowanie i eksploatację urządzenia.



Rys. 32. (U góry) Schemat pętli energetycznej w BEPO do badania elementów paliwowych przeznaczonych dla reaktora energetycznego Calder Hall. (Na dole) Przekrój poprzeczny przez sekcję reaktorową pętli [99]

Dla przykładu podajemy niektóre zagadnienia badane przy pomocy pętli przy analizie projektu reaktora wodnego pracującego pod ciśnieniem przy zastosowaniu paliwa słabo wzbogaconego w obwodzie z cyrkonu (rdzeń) i stali nierdzewnej:

- 1) korozja obwodu i elementu paliwowego w obecności silnego promieniowania,
- 2) przenoszenie masy materiału powodujące zabrudzenie przejść chłodzących i wysoką aktywność na zewnątrz strefy rdzenia,
- 3) rozkład chłodziwa spowodowany neutronami i promieniowaniem γ ,
- 4) kontrola czystości wody na wymienniczkach jonowych celem zmniejszenia korozji,
- 5) detekcja „pękniętych” elementów paliwowych w obiegu wodnym,
- 6) defekt elementu paliwowego w obwodzie i wpływ jego na układ,
- 7) wymiana ciepła i straty ciśnienia w warunkach pracy reaktora,
- 8) zachowanie się elementów paliwowych w wyniku wypalenia materiału rozszczepialnego i gradientów temperaturowych,
- 9) działanie specjalnych części składowych: pomp, zaworów, wymienników ciepła i oprzyrządowania.

Z uwagi na fakt, że pętla energetyczna zawiera pręty paliwowe oraz że awaria obwodu chłodzącego mogłaby uszkodzić zarówno układ pętli, jak i sam reaktor, jest rzeczą bardzo ważną, by poziom wykonania projektu i jego eksploatacja były porównywalne z poziomem wykonania samego reaktora. Konieczne jest wyposażenie pętli w obwody zabezpieczające i ostrzegawcze, które w razie potrzeby umożliwiłyby natychmiastowe wyłączenie aparatury obwodu.

8. Koszt reaktorów doświadczalnych

8.1. Koszt reaktora doświadczalnego odgrywa bardzo ważną rolę przy podejmowaniu decyzji o jego realizacji, a także przy wyborze typu i wielkości strumienia neutronów. Koszty inwestycyjne wahają się bowiem od kilkunastu do kilkuset, zaś koszty eksploatacyjne od kilku do kilkudziesięciu milionów złotych. (Poniżej do analizy przyjmuję odpowiednik: 1 dolar = 35 zł, 1 funt szterling = 100 zł, 1 frank francuski = 0,1 zł, 1 rubel = 5 zł).

Trzeba jednak zaraz na wstępie stwierdzić, że w tej chwili dokładne określenie kosztów jest bardzo trudne, jeśli nie wręcz niemożliwe. Dane dotyczące kosztów dotychczas publikowano bardzo niechętnie, zwykle w postaci sum globalnych. Dopiero ostatnio, gdy reaktory stają się przedmiotem handlu, analiza ekonomiczna okazuje się zarówno możliwa, jak i potrzebna.

Koszty reaktorów wykazują stałą tendencję zniżkową: jest to związane z jednej strony z obniżaniem się cen materiałów reaktorowych w miarę postępu technologii, z drugiej zaś strony z doskonaleniem się

samej techniki reaktorowej, dzięki czemu usuwa się szereg rozwiązań nieudanych, prymitywnych bądź kosztownych.

8.2. Przed przystąpieniem do analizy kosztu inwestycyjnego reaktorów przytaczamy dane o cenach najważniejszych materiałów reaktorowych: uranu, ciężkiej wody i grafitu.

Uran naturalny metaliczny: 1,4 mil. zł/t, a 1 kg U-235: 0,2 mil. zł (jeśli traktować U-238 jako odpad).

Uran silnie wzbogacony:

do końca 1956 r. 0,85 mil. zł/t

od końca 1956 r. 0,56 mil. zł/t

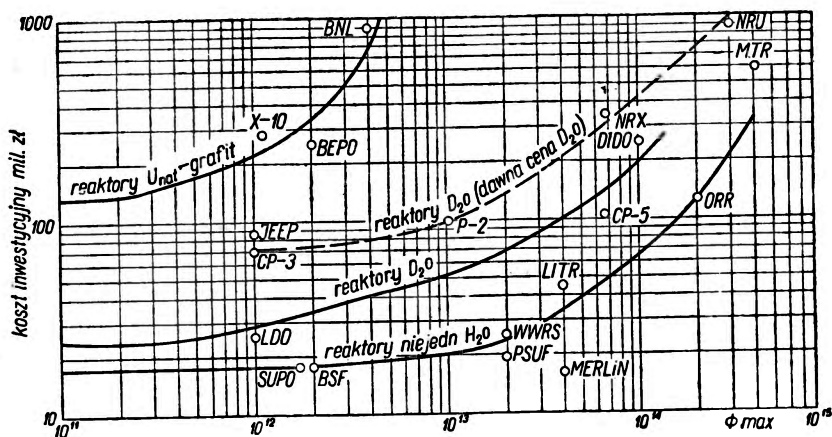
Ciężka woda:

ok 1950 r. 10 mil. zł/t

od 1955 r. 2,1 mil. zł/t

Grafit jądrowo czysty 0,07 mil. zł/t

Na rys. 33 podaliśmy zawarte w tabelach 1—3* koszty inwestycyjne reaktorów (łącznie z pierwszym wsadem paliwowym, budynkiem i przy-



Rys. 33. Zestawienie kosztów inwestycyjnych istniejących reaktorów doświadczalnych w zależności od ϕ_{max} . Przerzywana linia wykreślono wielkość kosztów reaktorów ciężkowodnych w oparciu o dawną cenę ciężkiej wody

należnymi laboratoriami). Skutkiem tak znacznego zmniejszenia kosztów ciężkiej wody przed 2 latami koszty inwestycyjne dla reaktorów ciężkowodnych na uran naturalny są obecnie już nieaktualne. (Dlatego też na rys. 33 pokazano dawną tendencję wzrostu kosztów inwestycyjnych linia przerywaną, obecną zaś (poprawioną) — linia ciągłą.

* Por. koniec II cz. artykułu.

8.3. Krzywe na rys. 33 wskazują, że aczkolwiek trudno w tej chwili wskazać na możliwie dokładną zależność funkcyjną kosztów od strumienia ze względu na mały materiał statystyczny, to jednak jakkolwiek wzór musi zawierać dwie składowe:

1) składową stałą A (dla danego typu reaktora) niezależną od strumienia, związaną z faktem, że reaktor nawet o najmniejszym strumieniu musi mieć pewien wymiar minimalny i posiadać odpowiednie oprzyrządowanie, wyposażenie laboratoryjne i pomieszczenia usługowe,

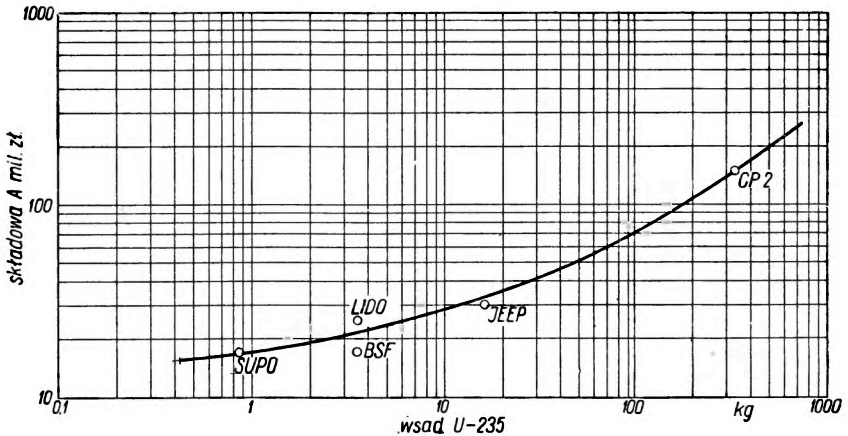
2) składową zależną od strumienia $f(\Phi)$ z uwagi na to, że w miarę jego wzrostu zwiększają się nakłady na urządzenia chłodzące, pomiarowe, zabezpieczające itp.

Dla dalszej analizy przyjmujemy z konieczności najprostszą zależność, a mianowicie

$$k_{inw} = A + B \Phi \quad (33)$$

gdzie Φ w jednostkach 10^{12} n/cm²/sek.

Dla znalezienia wielkości A przedstawiliśmy na rys. 34 koszt zrealizowanych reaktorów mało- lub średniostrumieniowych w zależności od wsadu U-235 w tych przypadkach, gdzie zależność od strumienia jest po-



Rys. 34. Składowa A kosztu inwestycyjnego reaktorów doświadczalnych w zależności od wsadu U-235

mijalna. Przy tak założonym A otrzymuje się na podstawie danych tablic 1—3 przybliżoną wartość czynnika B :

reaktory z moderatorem grafitowym na

uran naturalny

$$B \cong 50 \text{ mil. zł/jedn. } \Phi$$

reaktory z moderatorem ciężkowodnym

$$B \cong 2 \text{ mil. zł/jedn. } \Phi$$

reaktory z moderatorem wodnym

(niejednorodnie)

$$B \cong 1 \text{ mil. zł/jedn. } \Phi$$

Nie mamy danych statystycznych dla reaktorów z moderatorem grafitowym na paliwo wzbogacone, niemniej prawdopodobnie wielkość B będzie leżała między 1—2 mil. zł/jedn. Φ . Natomiast całkowicie nieznana jest ta wielkość dla reaktorów wodnych jednorodnych, gdyż dotychczas nie realizowano reaktorów doświadczalnych o strumieniu większym od 10^{12} n/cm²/sek.

8.4. Dla ilustracji warto zestawić koszty inwestycyjne reaktorów dla kilku wielkości strumieni neutronów (10^{12} , 10^{13} i 10^{14}) — w nawiasach wsad U-235:

Strumień 10^{12} n/cm ² /sek	k_{inw} mil. zł
reaktor grafitowy na paliwo naturalne (300 kg)	ok. 200
reaktor ciężkowodny (20 kg)	ok. 37
reaktor wodny niejednorodny (4 kg)	ok. 23
reaktor wodny jednorodny (0,9 kg)	ok. 17
Strumień 10^{13} n/cm ² /sek	
reaktor grafitowy	ok. 750
reaktor ciężkowodny	ok. 55
reaktor wodny niejednorodny	ok. 32
Strumień 10^{14} n/cm ² /sek	
reaktor ciężkowodny	ok. 240
reaktor wodny	ok. 120

Chociaż bardzo przybliżone, powyższe zestawienia wyraźnie wskazują na ekonomiczne zależności i wiążą się ściśle z podanymi w poprzednich rozdziałach wskaźnikami efektywności. Tak więc, z uwagi na mały strumień właściwy, a stąd duży wsad paliwowy, reaktory na uran naturalny są spośród wszystkich reaktorów najdroższe i już w okolicy strumienia 10^{13} n/cm²/sek nie do zrealizowania (chyba że oprócz przeznaczenia doświadczalnego dochodzi zastosowanie do produkcji plutonu lub w energetyce).

Jak widać, reaktory wodne są najtańsze, wymagają jednak jako wsadu — paliwa wzbogaconego. Gdy paliwo wzbogacone nie jest dostępne, konieczna jest realizacja reaktorów ciężkowodnych na uran naturalny; o ile dostawa paliwa wzbogaconego jest ograniczona, to w przypadku reaktorów wielkostrumieniowych wybór musi paść na reaktory ciężkowodne na paliwo wzbogacone.

Przy bardzo wielkich strumieniach zatraca się liniowa zależność od strumienia ze względu na konieczność stosowania skomplikowanych konstrukcji o nietypowych rozwiązaniach oraz potrzebę daleko posuniętych środków ostrożności (umieszczanie w szczelnych budynkach, trudności lokalizacyjne, strefa izolacyjna itp.).

8.5. Koszty eksploatacyjne zależą poważnie od strumienia neutronów i od stopnia wykorzystania reaktora.

W przypadku małych reaktorów średniostrumieniowych (np. kociołki wodne i baseny pływackie) koszty te dochodzą do ok. 3 milionów zł rocznie (dla reaktora LIDO podano 1,5 mil. zł [68]).

Koszty eksploatacyjne średniostrumieniowych reaktorów na paliwo naturalne sięgają do kilkunastu milionów zł rocznie, szczególnie wtedy, gdy stosuje się duże urządzenia do chłodzenia. Dla przykładu przy eksploatacji reaktora BEPO o mocy 6 MW i strumieniu $\Phi_{\max} = 2.10^{12}$ n/cm²/sek, koszt eksploatacji wynosi 11 mil. zł, z czego 7 mil. zł przypada na energię elektryczną [29, 68].

Jakkolwiek sama eksploatacja reaktorów wielkostrumieniowych typu ORR lub DIDO może kosztować mniej niż w przypadku reaktorów na paliwo naturalne (dla DIDO podano 6 mil. zł [68]), to jednak jeżeli uwzględnić konieczność wymiany paliwa wypalającego się szybko przy tak wielkim strumieniu oraz oprzyrządowanie do celów doświadczalnych, to całkowity koszt eksploatacyjny może dojść do 25 milionów zł rocznie. Reaktory te wymagają bardzo dobrze wyposażonych pomieszczeń laboratoryjnych oraz specjalnych urządzeń do wykorzystywania ich wielkich strumieni, zaś ilość personelu może dochodzić do 100 osób z uwagi na całodobowy czas pracy. Ocenia się, że koszt większego doświadczenia wynosi około 5 milionów zł rocznie.

Dążenie do coraz większych strumieni musi być poparte uważnym przestudiowaniem długoterminowych potrzeb ewentualnych użytkowników. Dla przykładu podano ocenę [68], że eksploatacja ewentualnego reaktora powolnego o strumieniu 10^{15} n/cm²/sek będzie wymagała wydatków rzędu 100 milionów zł rocznie.

8.6. Budowa i eksploatacja wielkostrumieniowych reaktorów doświadczalnych jest, jak widać z podanych powyżej uwag, przedsięwzięciem bardzo kosztownym, dlatego też trzeba już przed powzięciem decyzji o realizacji starannie przewidzieć program jak największego ich wykorzystania do celów doświadczalnych. Obecnie przeprowadza się także analizy ekonomiczne poszczególnych doświadczeń prowadzonych przy pomocy reaktora.

Takie obliczenia przeprowadzono w sposób wstępny dla reaktora doświadczalnego DIDO przy założeniu odpowiedniej stopy amortyzacyjnej, wypalania paliwa i jego przeróbki, wartości użytkowej przestrzeni doświadczalnej w reaktorze, największego dostępnego strumienia neutronów oraz udziału w kosztach paliwa w zależności od pobranego nadmiaru reaktywności. Mianowicie przy pomiarach w strumieniu $\Phi = 10^{14}$ koszt doświadczenia wynosi około 10 000 zł dziennie, zaś przy pomiarach w gorszym położeniu (rzędu 10^{12} n/cm²/sek) około 1000 zł dziennie.

9. Kryteria wyboru reaktora doświadczalnego

9.1. Przeprowadzony w poprzednich rozdziałach przegląd reaktorów, tematyki badawczej oraz kosztów pozwala nam na dokonanie syntetycznych ustaleń, które mogą służyć jako kryteria wyboru reaktora doświadczalnego.

Do najważniejszych z nich należą:

- przeznaczenie doświadczalne reaktora,
- dopuszczalny koszt inwestycyjny i eksploatacyjny,
- możliwość zdobycia materiałów reaktorowych,
- wskaźnik efektywności materiału rozszczepialnego w reaktorze oraz
- warunki bezpieczeństwa.

9.2. Przeznaczenie doświadczalne reaktora omówimy w kolejności zakresów strumienia neutronów powolnych.

Reaktor o strumieniu bardzo małym ($<10^9$ n/cm²/sek) jest w zasadzie reaktorem o mocy zerowej, nie wymagającym specjalnej osłony i którego elementami paliwowymi można manewrować ręcznie. Służy on głównie do zbadania własnej charakterystyki bądź też do studiów nad bardziej zaawansowanymi typami reaktorów.

Reaktor małostrumieniowy (10^9 — 10^{11} n/cm²/sek) nie wymaga chłodzenia, posiada prostą osłonę i jest bardzo tani. Głównym jego zadaniem są studia biologiczne, radiochemiczne oraz badania ciała stałego. Spośród różnych typów reaktorów do tego celu najbardziej nadają się jednorodny reaktor wodny. Ponadto do seryjnych pomiarów przekrojów czynnych metodą oscylacyjną potrzebny jest reaktor małostrumieniowy o bardzo stabilnej charakterystyce pracy. Takim reaktorem może być reaktor grafitowy z paliwem lekko wzbogaconym o wymiarze krawędzi sześcią około 3 m.

Reaktor średniostrumieniowy (10^{11} — 10^{13} n/cm²/sek) służy większości badań podstawowych oraz niektórych technicznych (badania osłon). Najdogodniejszym typem jest w dolnym zakresie wielkości strumienia reaktor wodny jednorodny, w górnym — reaktor wodny niejednorodny, np. typu basenu pływakowego. Zainteresowanie fizyki i chemii spada gwałtownie w miarę zmniejszania się strumienia poniżej 10^{13} n/cm²/sek. Spośród typów budowanych głównie w minionych latach należą tu reaktory na paliwo naturalne, które ze względu na ich większy koszt buduje się obecnie jedynie w specjalnych okolicznościach. Trzeba jednak zwrócić uwagę, że ze względu na ich o wiele większą objętość doświadczalną górują one nad reaktorami wodnymi pod względem rozmiarów badań. Szczególnie użyteczne są te reaktory do produkcji radioizotopów, stu-

diów biologicznych, analizy aktywacyjnej i studiów materiałów plastycznych.

Reaktor wielkostrumieniowy (10^{13} — 10^{15} n/cm²/sek), szczególnie około i ponad 10^{14} n/cm²/sek, jest przeznaczony przede wszystkim do badań technologicznych i energetycznych, przy czym jest on bardzo kosztowny i trudny do eksploatacji. Jeśli chodzi o badania podstawowe, to dotyczą one zjawisk wyższego rzędu, np. badań przekrojów czynnych wyższych izotopów pierwiastków aktywnych, badań neutronograficznych nad oddziaływaniami wielokrotnymi z materią itp. Praca przy reaktorze wielkostrumieniowym wymaga dużych środków ostrożności z uwagi na konieczność stosowania wielu osłon, unikania aktywacji aparatury pomiarowej, chłodzenia urządzeń pomiarowych itp.

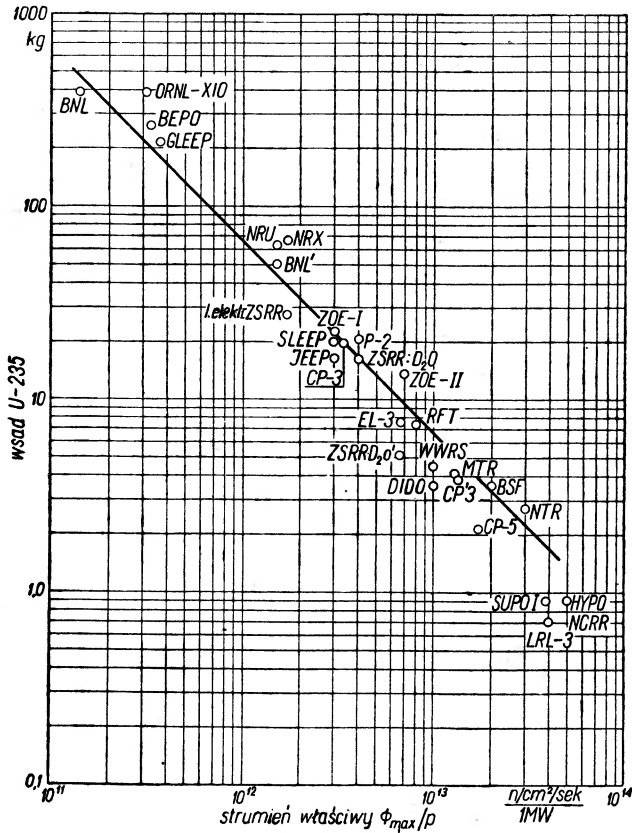
9.3. Dopuszczalny koszt reaktora doświadczalnego jest drugim czynnikiem wpływającym na wybór typu i zakresu strumienia reaktora (zob. rozdział 8). Tu należy wspomnieć, że niejednokrotnie — w przypadku reaktorów o większym strumieniu — celowa jest wspólna realizacja jednego większego reaktora od kilku tańszych małych. Tak np. dzięki wspólnej inicjatywie kilkunastu uniwersytetów wschodnio-amerykańskich powstał reaktor w Brookhaven. Szczególnie odnośnie reaktorów wielkostrumieniowych służących do celów technologicznych istnieją koncepcje wspólnej ich realizacji przez kilka państw zaprzyjaźnionych.

9.4. Brak odpowiednich materiałów reaktorowych może spowodować konieczność budowy reaktorów droższych o gorszym współczynniku efektywności. Tak więc brak paliwa wzbogaconego zmusza do budowy reaktorów grafitowych lub ciężkowodnych na uran naturalny. Jeśli program budowy przewiduje realizację reaktorów wielkostrumieniowych, to można jej dokonać tylko przy pomocy reaktorów ciężkowodnych (np. NRX). O ile zapewniona jest tylko ograniczona dostawa paliwa wzbogaconego, to wybór typu należy uzależnić od wskaźnika efektywności (strumienia właściwego), który jak wiemy odpowiada wielkości wsadu U-235. Wtedy wybór padnie w zasadzie w następującej kolejności: reaktor ciężkowodny na paliwo wzbogacone, reaktor wodny niejednorodny, reaktor grafitowo-wodny na paliwo wzbogacone i ewentualnie reaktor grafitowy z chłodzeniem gazowym na paliwo wzbogacone.

9.5. Na podstawie danych zawartych w tabelach 1—3 pokazano na rys. 35 zależność wsadu U-235 od strumienia właściwego: prosta uwidacznia — z uwagi na różne spłaszczenie strumienia — wystarczającą poprawność wzoru (11) dla dokonania wstępnych ocen głównych parametrów wybieranych reaktorów (zob. punkt 4.1). O ile przyjąć za największą prawdopodobnie stosowaną moc reaktora doświadczalnego 50 MW [68], na podstawie statystyki podanej na wykresie można przewi-

dzień następujące największe wielkości strumienia (w $n/cm^2/sec$) w reaktorach różnych typów:

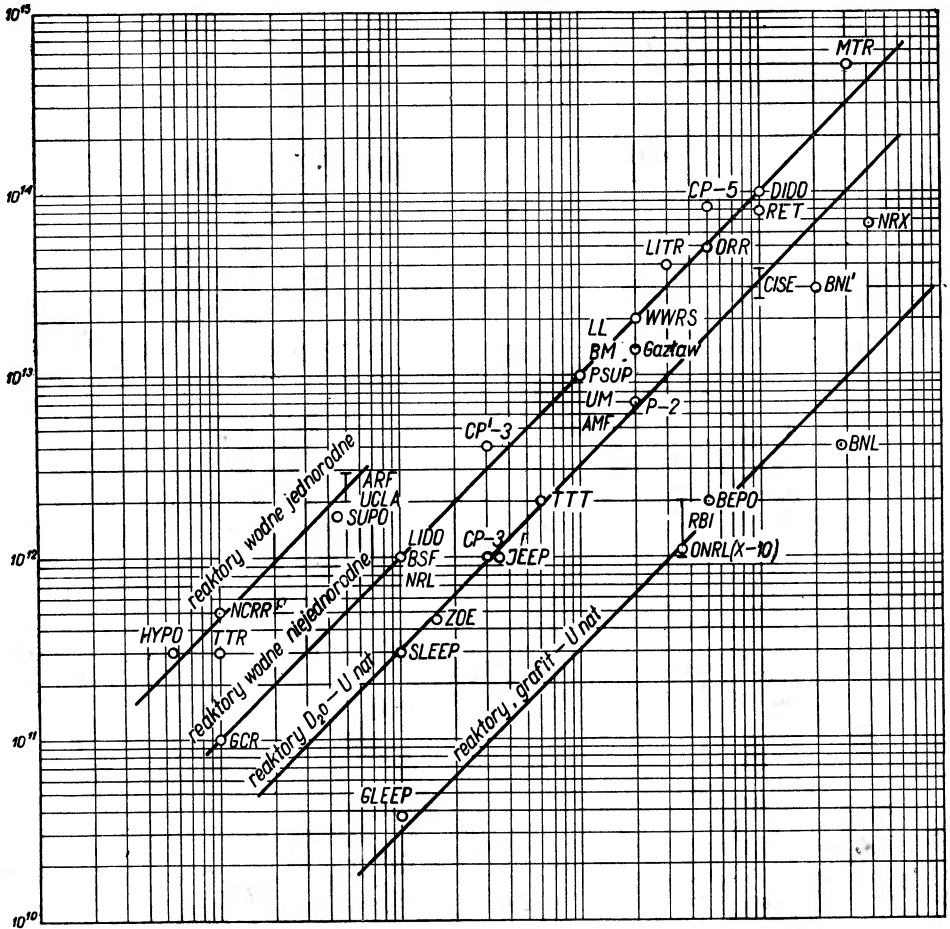
- 1) reaktor na paliwo naturalne z moderatorem grafitowym 10^{13}
- 2) reaktor na paliwo naturalne z moderatorem ciężkowodnym 10^{14}
- 3) reaktor na paliwo wzbogacone z moderatorem grafitowym i chłodzeniem gazowym 3.10^{14}



Rys. 35. Zależność ilości wsadu U-235 od strumienia właściwego Φ_{ma}/P w reaktorach doświadczalnych

- 4) reaktor na paliwo wzbogacone z moderatorem grafitowym i chłodzeniem wodnym 5.10^{14}
- 5) reaktor na paliwo wzbogacone z moderatorem i chłodzeniem wodnym 5.10^{14}
- 6) reaktor na paliwo wzbogacone z moderatorem i chłodzeniem ciężkowodnym 5.10^{14}
- 7) wodny reaktor jednorodny na paliwo wzbogacone 10^{15}

Rys. 36 przedstawia zależność Φ_{\max} od mocy cieplnej reaktora P dla zrealizowanych dotychczas reaktorów. Jak widać, w zakresie reaktorów na paliwo naturalne, grafitowo-wodnych oraz niejednorodnych wodnych — dochodzimy już do największych praktycznie możliwych



Rys. 36. Zależność Φ_{\max} do mocy cieplnej P w różnych typach reaktorów doświadczalnych

jednostek. Dalszego rozwoju należy wkrótce oczekiwać w zakresie reaktorów grafitowych z chłodzeniem gazowym na paliwo wzbogacone i ciężkowodnych na paliwo wzbogacone. Jak pokazuje wykres, w zakresie reaktorów jednorodnych wodnych jesteśmy dopiero w początkowej fazie rozwoju. Podobnie wygląda sprawa z reaktorami z moderatorem i chłodziwem organicznym, których — ze względu na nieujawniony stan zaawansowania — tutaj nie omawiałem.

9.6. Warunki bezpieczeństwa rozważa się zwykle pod dwoma aspektami: jako ochronę w przypadku awarii oraz jako ochronę podczas normalnej eksploatacji. Pod względem ochrony w przypadku awarii projekt musi dać pewność, że ewentualne zniszczenie układu reaktorowego będzie ograniczone do małego przyległego obszaru. Ponadto trzeba przedsięwziąć środki ostrożności na wypadek wydostawania się pyłu lub gazu promieniotwórczego, bądź przez zamknięcie reaktora w szczelnym budynku poddanym wewnątrz podciśnieniu, bądź przez odpowiednie oddalenie od innych budynków.

Pod względem ochrony podczas normalnej eksploatacji trzeba zapewnić szereg środków ostrożności jak: wystarczającą ilość monitorów promieniowania, obecność personelu służby dozymetrycznej, odpowiednie ubrania, pomieszczenia i zbiorniki do manipulacji odpadami promieniotwórczymi, szczegółowy zbiór przepisów zachowywania się w ośrodku reaktorowym, nadzorującą radę ochrony radiologicznej o odpowiednich uprawnieniach.

10. Perspektywy rozwojowe

10.1. Wydaje się, że w wyniku swego burzliwego piętnastoletniego rozwoju fizyka i technika reaktorów doświadczalnych mają za sobą szereg trwałych „klasycznych” rozwiązań różnych typów reaktorów. Dalszy rozwój w dziedzinie reaktorów powolnych idzie obecnie w kierunku doskonalenia tych rozwiązań technicznych, wykorzystywania nowych paliw i materiałów oraz osiągania możliwie wielkich strumieni neutronów.

Z punktu widzenia użytkowania reaktorów do celów doświadczalnych zaznacza się obecnie wyraźna tendencja do specjalizacji: z jednej strony dąży się do budowania reaktorów mało- i średniostrumieniowych o przeznaczeniu bądź do celów szkoleniowych (wyposażenie szkół wyższych), bądź do celów specjalnych (badania biologiczne, produkcja radioizotopów), z drugiej strony kładzie się nacisk na budowę obiektów o jak największym strumieniu w celu zbadania słabych efektów występujących w różnych zjawiskach, a także celem przyspieszenia studiów nad efektami narastającymi wolno w czasie.

Z uwagi na to, że reaktory energetyczne znajdują się obecnie dopiero w początkowej fazie rozwoju, znaczenie reaktorów doświadczalnych wielostrumieniowych będzie dla technologii i energetyki olbrzymie w następnych kilku lub kilkunastu latach, właśnie dzięki temu, że w ich wnętrzu można przeprowadzić w skróconym czasie próby nad nowymi elementami przyszłych układów.

10.2. Na zakończenie warto zaznaczyć Czytelnika z sytuacją w Polsce w dziedzinie techniki reaktorowej. Na początku 1954 r. przystąpiono do studiów nad projektem reaktora doświadczalnego na uran naturalny z moderatorem grafitowym (typu BEPO), jednakże na początku 1955 r. prace te przerwano w związku z umową z ZSRR o dostawę reaktora doświadczalnego na paliwo wzbogacone z moderatorem i chłodziwem wodnym o strumieniu $\Phi_{\max} = 2.10^{13}$ n/cm²/sek. Reaktor ten (WWRS) jest obecnie budowany w ośrodku badań jądrowych w Świerku pod Warszawą.

Opracowany obecnie zarys planu rozwoju energii jądrowej w Polsce przewiduje uruchomienie około 1961 r. drugiego reaktora doświadczalnego, o średnim strumieniu, zaś w 1963 reaktora wielkostrumieniowego, być może łącznie z innymi państwami zaprzyjaźnionymi. Tak pomyślany program budowy reaktorów doświadczalnych ma zabezpieczyć, pod względem zdobytego doświadczenia i przeszkolenia kadry, realizację reaktorów energetycznych, z których pierwszy o mocy około 200 MW elektrycznych ma być uruchomiony w 1965 r.

Literatura

94. A. H. Snell, *Konferencja Genevska 1955*, Referat P/484; także w *Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 2, 248 (1956).
95. A. W. McReynolds, *Konferencja Genevska 1955*, Referat P/807; także w *Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 2, 93 (1956).
96. E. O. Wollan, C. G. Shull, *Konferencja Genevska 1955*; Referat P/579; także w *Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 2, 66 (1956).
97. R. B. Leachman, *Konferencja Genevska 1955*, Referat P/592; także w *Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 2, 193 (1956).
98. J. Cockroft, *Nuclear Power* 1, 201 (1956).
99. R. F. Jackson, *Nuclear Engineering* 1, 72 (1956).
100. J. A. Harvey, J. E. Sanders, *Progress in Nuclear Energy (Series I)* 1, 1 (1956).
101. P. A. Egelstaff, D. J. Hughes, *Progress in Nuclear Energy (Series I)* 1, 55 (1956).
102. S. Bernstein, E. C. Smith, *Progress in Nuclear Energy (Series I)* 1, 161 (1956).
103. R. L. Macklin, H. S. Pomerance, *Progress in Nuclear Energy (Series I)* 1, 179 (1956).

L. Landau, J. Smorodinski — **Wykłady z teorii jądra atomowego** (tytuł oryginału Л. Ландау, Ю. Смородинский, Лекции по теории ядра, Москва 1955). tłumaczył M. Sowiński, PWN, Warszawa 1956, str. 191 (cena zł 12,60).

Państwowe Wydawnictwo Naukowe wydało piękną książkę Landaua i Smorodinskiego. Podstawą książki są wykłady L. Landaua, wygłoszone w roku 1954 w Moskwie. Wykłady przeznaczone były dla fizyków doświadczalnych — określa to charakter książki. Może ona jednak być użyteczna dla szerszego kręgu osób, a szczególnie nauczycieli i studentów. Nie jest jednak podręcznikiem — wykłady dotyczą tylko zagadnień wybranych z rozległej dziedziny, ich przeznaczeniem nie jest nauczanie czytelnika teorii jądra, lecz raczej wskazanie najważniejszych pojęć i metod teorii jądra, wykazanie ich użyteczności przy analizie doświadczeń i zainteresowanie ogólnymi prawami.

Książka jest napisana świetnie. Autorzy, wybitni teoretycy, mówią do eksperymentatorów językiem konkretnym, nie formalnym, podkreślają związek teorii i eksperymentu analizują doświadczenia z punktu widzenia teorii, a przy tym wprowadzają niektóre aktualne pojęcia teoretyczne.

Książka jest napisana przystępnie. Czytelnik zgodzi się ze mną, że istnieje prawo — co prawda, tylko statystyczne — w myśl którego im bardziej wybitny jest teoretyk, tym większe jest prawdopodobieństwo, że umie pisać prosto i — w razie potrzeby — przystępnie.

Przy czytaniu książki Landaua i Smorodinskiego nasunęło mi się porównanie z książkami Fermiego, których czytanie dostarcza jakiejś szczególnej satysfakcji, a w szczególności z książką *Elementary Particles* podobną co do charakteru wykładu i dotyczącą sąsiedniej dziedziny.

Książka Landaua i Smorodinskiego zaczyna się od omówienia sił jądrowych. Ujęcie jest fenomenologiczne, nie mezodynamiczne. Odpowiada to wspomnianemu wyżej charakterowi wykładu, ale jest chyba również wyrazem — o ile mi wiadomo — krytycznego sądu o mezodynamice jednego — w każdym razie — z autorów książki, prof. Landaua. Dużo uwagi poświęcają autorowie zderzeniom nukleonów.

Wykłady: czwarty, piąty i szósty, będące podstawą środkowej części książki, poświęcone są budowie jądra. Omówiony jest model powłokowy, a następnie budowa jąder lekkich i ciężkich, przy czym wspomniane są idee Age Bohra.

Dwa następne wykłady dotyczą teorii reakcji jądrowych. Omówiona jest wprawdzie teoria statystyczna, a następnie model optyczny jąder i reakcje *strippingu* oraz *pick-up*.

Wreszcie ostatnie wykłady poświęcone są mezonom π . Po omówieniu tak aktualnego zagadnienia parzystości ładunkowej autorowie podają szkic idei teorii Fermiego zderzeń najwyższej energii. Teorię tę — jak wiadomo — kontynuował i zmienił prof. L. Landau.

Tłumaczenie książki jest poprawne, co należy podkreślić, bo tłumaczenia z rosyjskiego... różnie z tym bywa. Kilka tylko terminów budziło mój sprzeciw, a szczególnie *zasada równowagi lokalnej* na oznaczenie *принципа детального равновесия* (*detailed balance principle*) — proponowałbym raczej *zasadę równowagi szczegółowej*. Wolałbym np. także *promieniotwórczość* zamiast *radioaktywności*.

Wydanie ma jedną wielką wadę — nadzwyczaj niedbałą korektę. Błędów zauważonych nie wyliczam — jest ich tak dużo. Występują nie tylko we wzorach — dużo jest w tekście poprzekręcanych wyrazów.

Szkoda, bo książka jest poza tym ładnie wydana, na stosunkowo bardzo dobrym papierze, ładną czcionką, ma ładnie złożone wzory, jest porządnie zeszyta i oprawiona.

Przemysław Zieliński

Konferencja poświęcona zagadnieniu emisji egzoelektronów

Innsbruck, 10.X.1956

Staraniem prof. E. Schmid a i prof. K. Lintnera (Wiedeń) Austriackie Towarzystwo Fizyczne zorganizowało w dniu 10 września 1956 roku, 1-dniową konferencję w Innsbrucku, poświęconą zagadnieniu wzbudzonej emisji elektronów (egzoeemisji). Konferencja odbyła się w ramach dorocznego Jesiennego Zjazdu Austriackiego Towarzystwa Fizycznego.

Konferencja zgromadziła prawie wszystkich specjalistów tej nowej dziedziny. Między innymi byli obecni: G. Bathow (NRF), A. Bohun (Czechosłowacja), H. Gobrecht (NRF), L. Grunberg (Anglia), W. Hanle (NRF), F. Kirchner (NRF), J. Kramer (NRF), K. Lintner (Austria), J. Lohff (NRF), R. Menold (NRF), H. Nassenstein (NRF), H. Müller (Austria), E. Schmid (Austria) i E. Seeger (NRF).

Uczestnikiem konferencji z Polski był B. Sujak.

W czasie konferencji wygłoszono ogółem 16 referatów odzwierciedlających aktualny stan badań nad zjawiskiem egzoeemisji elektronów. Wszystkie referaty w ich pełnym brzmieniu ukazały się drukiem w specjalnym zeszycie Acta Physica Austriaca 110, 314—480 (1957).

Uczestnicy konferencji ustalili, że wprowadzoną przez Kramera ogólną nazwę *egzoelektrony* nadal się utrzyma.

W wyniku tej udanej konferencji można przyjąć, że źródłem obserwowanej emisji egzoelektronów z niemetali są obsadzone elektronami defekty sieci krystalicznej w warstwie powierzchniowej oraz że emisja następuje poprzez pasmo przewodnictwa. Sam mechanizm opuszczania powierzchni przez elektrony nadal pozostaje niejasny.

B. Sujak

Pierwsza Europejska Konferencja Mikroskopii Elektronowej

Sztokholm, 17—20.X.1956

W dniach od 17 do 20 września 1956 r. odbyła się w Sztokholmie Pierwsza Europejska Konferencja Mikroskopii Elektronowej, zorganizowana na polecenie Międzynarodowej Federacji Towarzystw Mikroskopii Elektronowej przez Skandynawskie Towarzystwo Mikroskopii Elektronowej.

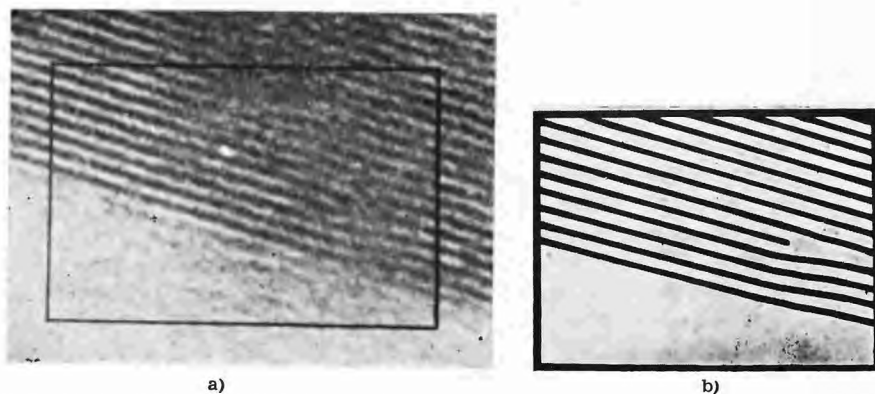
W Konferencji brało udział czterystukilkudziesięciu uczestników z 27 krajów, w tym z siedmiu krajów pozaeuropejskich, takich jak np. Stany Zjednoczone A. P., Japonia i in.

Konferencja była przeznaczona dla tych badaczy, dla których mikroskop elektronowy jest głównym narzędziem pracy, obejmowała zatem bardzo szeroki zakres zagadnień i zastosowań. Z jednej strony zagadnienia ultrastruktury żywej i martwej materii, z drugiej strony zagadnienia optyki elektronowej, kontrastu, wysokiej zdolności rozdzielczej, oddziaływania wiązki elektronów z preparatem. Niektóre prace dotyczyły innych metod badania mikrostruktury, jak np. analiza promieniami X, mikroskopia promieniami X, metody optyczne polaryzacyjne, jeżeli tylko dotyczyły one tych wymiarów, które są badane za pomocą mikroskopu elektronowego.

Wygłoszono 180 referatów na 21 sesjach. Wśród uczestników Konferencji znajdowało się wielu wybitnych uczonych jak E. Ruska (Berlin), J. Hillier (USA), V. E. Cosselet (Anglia), F. Lenz (NRF), S. Leisegang (Berlin), J. B. Le Poole (Holandia).

Konferencja dała przegląd ostatnich osiągnięć mikroskopii elektronowej, przy czym postęp osiągnięty w ciągu ostatnich dwóch lat, które upłynęły od Międzynarodowej Konferencji w Londynie, zawdzięczać należy przede wszystkim zastosowaniu w szeregu pracowni nowego mikroskopu elektronowego Siemens, na którym można uzyskać zdolność rozdzielczą 8, a nawet 6 Å.

Najciekawszą pracę przedstawił J. W. Menter (Cambridge, Anglia). Wykonał on za pomocą mikroskopu elektronowego prześwietleniowego zdjęcia cienkich kryształów ftalocyjaniny platyny i miedzi, uzyskując bezpośredni obraz płaszczyzn (20₁) odległych od siebie o około 12 Å. Na zdjęciach tych jedno z nich o powięk-



Rys. 1a, b. Zdjęcie elektronowomikroskopowe kryształu ftalocyjaniny platyny. Pow. 1 500 000 \times . Widoczne płaszczyzny sieciowe (20₁). Rys. b przedstawia schemat widocznej na zdjęciu pojedynczej dyslokacji krawędziowej.

szczeniu 1 500 000 \times przedstawiono na załączonym rysunku) widoczne były pojedyncze dyslokacje krawędziowe i śrubowe. Dokładna dyskusja mechanizmu tworzenia się obrazu wskazuje na to, że metodą tę będzie można rozszerzyć na badanie niektórych innych kryształów i uzyskać bezpośredni obraz nawet bliżej położonych płaszczyzn sieciowych.

Duży postęp stanowi udoskonalenie metody sporządzania skrawków, co umożliwiło znacznie dokładniejsze niż dotąd badanie tkanek. Demonstrowano zdjęcia

skrawków o powiększeniu przeszło 500 000 \times , a między innymi zdjęcia skrawków wirusa grypy (wirus grypy o wielkości 1000 Å pokrojony na skrawki grubości około 100 Å).

Wiele prac dotyczyło udoskonalenia metod utrwalania preparatu, „barwienia” preparatu w celu zwiększenia kontrastu obrazów preparatów biologicznych i identyfikowania chemicznego obserwowanej ultrastruktury.

Z prac polskich zostały przedstawione przez niżej podpisanego 3 prace: o mikrostrukturze fotoprzewodzących warstw tellurku ołowiu, o mechanizmie hemolizy spowodowanej ultradźwiękami i o formach nitkowatych wirusa grypy.

W ramach Konferencji zorganizowano również wystawę zdjęć otrzymanych w szeregu pracowni całego świata oraz wystawę mikroskopów elektronowych. Demonstrowano w pracy mikroskop Siemens, 2 mikroskopy Philipsa, 2 mikroskopy RCA, nowy mikroskop Zeissa z NRF i nowy mikroskop japoński. Poza tym wystawiono aparaturę pomocniczą, jak ultramikrotomy, aparaty do mikro-radiografii i do mikroskopii promieniami X.

A. Feltynowski

Polsko-Czechosłowacka Konferencja Fizyki Ciała Stałego

Sopot, 5—11.XI.1956 r.

W dniach 5—11 listopada 1956 r. odbyła się w Sopocie konferencja poświęcona zagadnieniom Fizyki Ciała Stałego, zorganizowana wspólnie przez Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk i Instytut Fizyki Technicznej Czechosłowackiej Akademii Nauk. Konferencja ta była pierwszą próbą ustalenia ściślejszej współpracy naukowej między fizykami polskimi i czechosłowackimi zajmującymi się badaniami w dziedzinie ciała stałego. Konferencja stworzyła podstawy do dalszej i żywszej wymiany myśli naukowej na drodze wymiany osobowej, wymiany doświadczeń, literatury naukowej i wspólnych posiedzeń problemowych. Zostały nawiązane liczne kontakty indywidualne między naukowcami. W konferencji uczestniczyło około 160 fizyków z różnych zakładów naukowych obu krajów. Prócz Czechosłowaków i Polaków w konferencji uczestniczyli delegaci ze Związku Radzieckiego, profesorowie: Wuł, Wonsowski, Pietrow i kandydat nauk chemicznych Katliński oraz delegaci z NRD: dr Schwabe, dr Blankenburg, dr Büchner, dr Junge, dr Schönoe i dr Nickisch. Należy wyrazić żal, że w konferencji w tym okresie nie mogli wziąć udziału, mimo zaproszenia, uczeni z Węgier oraz profesor Möglich z Berlina. 32-osobowej delegacji czechosłowackiej przewodniczył prof. dr Bačkovský — dyrektor Instytutu Fizyki Technicznej Czechosłowackiej Akademii Nauk, a delegacji polskiej profesor dr L. Sosnowski — dyrektor Instytutu Fizyki PAN. Ze strony polskiej wzięło udział w posiedzeniach 120 delegatów.

Porozumienie dotyczące programu i organizacji konferencji zostało osiągnięte podczas pobytu trójosobowej delegacji Instytutu Fizyki PAN w Pradze w kwietniu 1956 r. Członkami delegacji byli: profesorowie: A. Wolska, L. Sosnowski i doc. K. Majewski.

Referaty problemowe wygłaszane były na posiedzeniach plenarnych, referaty z prac własnych głównie w sekcjach.

Wszystkie referaty wygłaszane były w językach ojczystych. Mimo to na ogół rozumiano referentów z wyjątkiem delegatów z NRD, którzy mieli przydzielonych tłumaczy. Dyskusja natomiast prowadzona była głównie w języku angielskim i rosyjskim.

Na posiedzeniach plenarnych wygłoszone były następujące referaty przedstawiające aktualny stan badań w danej dziedzinie: prof. Zd. Matyas (CSR) — „Dyslokacje a niektóre właściwości kryształów”, prof. L. Sosnowski — „Przejścia optyczne w półprzewodnikach”, dr M. Trlifaj (CSR) — „Przejścia bezpromieniste w ciałach stałych”, prof. S. Szczeniowski — „Obecny stan teorii fal spinowych”, dr J. Tauc (CSR) — „Zjawiska fotoelektryczne w półprzewodnikach”, prof. J. Bačkovský — (CSR) — „Studium mozaikowej struktury kryształów”, prof. A. Piekara — „Teoretyczna interpretacja punktów Curie w ferroelektrykach”, prof. Wuł (ZSRR) — „Teoria przebicia bariery $n-p$ w półprzewodnikach”, prof. Wonsowski (ZSRR) — „Niektóre zagadnienia wieloelektronowej teorii półprzewodników” i „Niektóre zagadnienia teorii ferromagnetyków metalicznych i półprzewodnikowych”.

W tym sprawozdaniu ograniczę się do krótkiego sformułowania najważniejszych zagadnień poruszonych na konferencji. Ponieważ brałem udział w posiedzeniach jednej sekcji — sekcji A, która zajmowała się głównie półprzewodnikami, nie będę omawiał prac z zakresu fizyki ferromagnetyków i ferroelektryków. Tymi zagadnieniami zajmowano się na posiedzeniach sekcji B.

Prof. Matyas z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Karola w Pradze omówił szeroko zagadnienie dyslokacji. Na wstępie referatu podał typy dyslokacji występujących w niektórych kryształach jonowych i półprzewodnikowych oraz próby wyjaśnienia mechanizmu ich powstawania. Wiele miejsca poświęcił zagadnieniom rozpraszania elektronów w obszarach zawierających dyslokacje, związkowi dyslokacyjnej struktury z właściwościami optycznymi kryształów, wpływowi dyslokacji na kształt krawędzi absorpcyjnych w kryształach jonowych, luminescencyjnym procesom w kryształach jonowych zawierających dyslokacje, wpływowi plastycznych deformacji, na przewodnictwo elektryczne kryształów, wpływowi deformacji na koercję materiałów. Autor podkreślił ogromne znaczenie badań dyslokacyjnej struktury kryształów dla wyjaśnienia ważnych właściwości fizycznych zarówno kryształów jonowych, jak i półprzewodnikowych.

Prof. Sosnowski w swym referacie wskazał na doniosłość badań przejść optycznych w ciałach stałych, a w szczególności w półprzewodnikach. Znaczenie tych prac do ostatnich lat nie było docenione, mimo że mogą one w sposób bardzo istotny „wzbogadzić naszą wiedzę o strukturze pasmowej półprzewodników i przyczynić się do nowego oświetlenia zagadnienia kinetyki procesów niestacjonarnych”. Referent przedstawił aktualny stan badań w tej dziedzinie, a więc doświadczałne badania absorpcji promieniowania w zależności od długości fali w przypadku takich półprzewodników, jak: Si, Ge, PbS i InSb i zgodność ich wyników z teorią. W dalszej części swojego referatu prof. Sosnowski zajął się zagadnieniem rekombinacji elektronów i dziur związanej z emisją promieniowania (zjawiska fotoluminescencji i elektroluminescencji).

Dr M. Trlifaj podkreślił ważność badań przejść bezpromienistych w ciałach stałych, a zwłaszcza w półprzewodnikach. Przedstawił następnie aktualny stan teorii w tej dziedzinie, a więc teorie: Möglicha, Rompego, Motta, Seitza, Adirowicza, Hunga, Kubo, Dawidowa, Kriwoglasa i D. Curie oraz podał krytykę tych teorii z teoretycznego i eksperymentalnego

punktu widzenia z uwzględnieniem luminescencyjnych właściwości centrów F. Osobny rozdział poświęcił referent zagadnieniom bezpromienistego przenoszenia energii wzbudzenia.

Prof. Szczeniowski przedstawił rozwój teorii fal spinowych. Wiele miejsca poświęcił on pracom Van Kranendenka i Dysona na tle podejścia do tego zagadnienia Holsteina i Prymakoffa.

Referat dr Tauca dotyczył badań zjawisk fotoelektrycznych w półprzewodnikach, a mianowicie: powstawania swobodnych nośników prądu przy absorpcji światła w szerokim przedziale energii fotonów, wydajności kwantowej wewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego, procesów rekombinacji wolnych nośników prądu, warunków powstawania siły elektromotorycznej na skutek tworzenia się gradientu koncentracji nośników prądu. W drugiej części autor dyskutował zagadnienia wydajności przemiany energii świetlnej na energię elektryczną oraz rozpatrzył drgania sieci, które powstają jako zakłócenia przy oświetleniu półprzewodnika fotonami o dużej energii.

Prof. A. Piekara zwrócił w swoim referacie uwagę na to, że w punkcie Curie nie występuje przejście II rodzaju, a przejście I rodzaju. Wykład dotyczył interpretacji tego efektu oraz związanych z nim właściwości tytanianu baru.

Na uwagę zasługuje referat prof. J. Bačkovsky'ego. Dla badań własności fizycznych monokryształów ważna jest znajomość gęstości dyslokacji. Gęstość dyslokacji można wyznaczyć metodami rentgenowskimi. W związku z tym zagadnieniem autor między innymi przedstawił własną bardzo precyzyjną metodę rentgenowskiego wyznaczania dezorientacji bloków mozaiki monokryształów oraz wartości stosunku liczby bloków o danej orientacji. Metoda ta polega na zastosowaniu układu trzech monokryształów szpatu islandzkiego, z których dwa w antyrównoległym ustawieniu spełniają rolę monochromatora, a trzeci analizatora promieniowania ugiętego przez kryształ badany. Jako detektor służy licznik GM. Autor stosuje promieniowania $W L\alpha$, przy czym długość fali jest określona z dokładnością do $\pm 0,006$ X. Obciążenie lampy szerokoogniskowej wynosi 50 kV i 50 mA. Dokładność pomiaru skręcenia bloków wynosi $\pm 0,2''$.

Jak już wspomniałem, prace własne referowane były na ogół równoległe w dwóch sekcjach A i B. Referaty sekcji A dotyczyły: a) półprzewodników, b) haloidków metali alkalicznych i innych kryształów jonowych, c) struktury półprzewodników, haloidków metali alkalicznych (badania mikroskopowe, elektronograficzne i rentgenograficzne), d) rentgenograficznych metod badania struktury niektórych materiałów, e) elektronowej mikroskopii polowej. Referaty sekcji B dotyczyły badań nad ferromagnetykami i ferroelektrykami. Wymienić należy takie interesujące prace, jak metoda otrzymywania silnych impulsowych pól magnetycznych, optyczna metoda pomiaru natężenia impulsowego pola magnetycznego — rola sprzężenia dipolowego i deformacji elektronowej w teorii nasycenia dielektrycznego w ciałach dipolowych, zjawisko nasycenia w dielektrykach ciekłych (przedstawił poznański oddział Instytutu Fizyki PAN), wyznaczanie energii pasma walencyjnego w sodzie metalicznym metodą wariacyjną, o paśmie elektronów 3d w strukturze przestrzennie centrowanej (Zakład Fizyki Teoretycznej Instytutu Fizyki PAN), oraz zastosowanie potencjału odpychającego w kwantowej teorii ciała stałego (Instytut Fizyki Teoretycznej CSAN).

Pracę na temat mikrostruktury monokryształów metali przedstawił dr M. Valonek.

Dr I. Drahoukupil referował pracę dotyczącą wydajności kwantowej zjawiska fotoelektrycznego w germanie w obszarze promieniowania rentgenowskiego 0,56—1,93 Å. Mierzono efekt fotowoltaiczny bariery p - n germanu. Z tych pomiarów wyliczono wydajność kwantową, wykazano, że na wytworzenie jednej pary elektron dziura potrzebna jest energia 2,5 eV. Wynik ten jest zgodny z pomiarami przeprowadzonymi na innej drodze, np. z pomiaru wydajności kwantowej zjawiska fotoelektrycznego w obszarze 0,3—2,0 (praca S. Koca z Instytutu Fizyki Technicznej CSAN — referowana również na konferencji).

Z polskich prac nad badaniem półprzewodników bardzo interesująca była praca kand. nauk H. Rzewuskiego, który wspólnie z prof. Sosnowskim opracował metodę impulsowego badania warstw półprzewodnikowych. Przy zastosowaniu tej metody udało się autorowi określić typ warstw i wyznaczyć między innymi koncentracje i ruchliwość nośników większościowych, minimalne gęstości stanów powierzchniowych oraz ocenić stałe czasu relaksacji barier.

Duże zainteresowanie wśród uczestników konferencji wzbudziła praca W. Wardzyńskiego z Instytutu Fizyki PAN dotycząca pochłaniania podczerwieni przez monokryształy haloidków metali alkalicznych KBr, KJ, KCl z domieszkami np. KNO_2 , K_2CO_3 . Stwierdzono, że wprowadzenie domieszek powoduje powstawanie w podczerwieni pasm pochłaniania, wśród których znajdują się takie, które ulegają zmianom przy ogrzewaniu i szybkim oziębianiu, oraz takie, które ulegają zmianom podczas naświetlenia nadfioletem. Badano również zmiany pochłaniania wraz z temperaturą. Autor podał własną interpretację wyników.

Większość prac kolegów z Czechosłowacji dotyczyła badań procesów zachodzących w monokryształach i w warstwach polikrystalicznych haloidków metali alkalicznych. Należy tu wymienić dla przykładu takie prace, jak dr R. Bubakowej „Wpływ domieszek AgCl na własności optyczne KCl i NaCl”, prof. dr K. Zachovala „O bezwładności procesów w czułych warstwach fotograficznych”, M. Matyasa „O możliwości wyjaśnienia emisji elektronowej z halogenków alkalicznych i halogenków srebra”, A. Bohuna i innych „Wpływ dwuwartościowych domieszek na emisję elektronową i luminescencję w NaCl”.

Praca prof. Bubakowej wykazała, że absorpcja Ag w KCl i NaCl przy dużym stężeniu jest podobna do absorpcji cienkich warstw Ag na krzemie. Koloidalne cząstki gromadzą się na granicach mozaikowych bloków. A. Bohun badał w swojej pracy naturę defektów sieci kryształów jonowych np. NaCl, aktywowanych Ca, Se i Ba. Badania były prowadzone za pomocą obserwacji ultramikroskopowej emisji elektronowej oraz absorpcji i luminescencji.

P. Jaszczyn przedstawiła niektóre wyniki badań wydajności świetlnej kilku fosforów. J. Kryłow (Instytut Fizyki PAN) przedstawił wyniki mikroskopowych obserwacji powierzchni kryształów germanu. Strukturę powierzchni badano w zależności od grubości ziarna karborundu używanego do polerowania oraz od czasu polerowania i czasu trawienia w CP-4*. Na większych fotografiach można było oglądać ujawnione figury dyslokacyjne i mikroblokową strukturę niektórych powierzchni.

J. Auleytner przedstawił zasadę działania oraz charakterystykę małogniskowej lampy rentgenowskiej, zbudowanej w laboratorium rentgenowskim Instytutu Fizyki PAN.

* 50 części wagowych kwasu azotowego,
30 części wagowych kwasu octowego,
10 części wagowych kwasu fluorowodorowego,
1 część wagowa ciekłego bromu

M. Lefeldówna przedstawiła pracę na temat metody wyznaczania stopnia grafityzacji sztucznych grafitów.

Ponieważ konferencja miała na celu zaznajomienie się z postępem i kierunkami rozwojowymi fizyki ciała stałego, referowano mało prac z zakresu zastosowań w technice tej gałęzi fizyki.

W. Rosiński i I. Pułtorak z IPPT wygłosili referat pt. „Nowe drogi w rozwoju tranzystorów o współczynniku wzmocnienia prądowego α większym od 1”.

Jak widzimy, problematyka konferencji była bogata. Ożywiona dyskusja po referatach w kularach przyczyniła się również do wyjaśnienia wielu zagadnień.

Konferencja pozwoliła na zorientowanie się uczestników w aktualnym stanie i kierunkach badań w dziedzinach najbardziej interesujących. Konferencja zakończyła się wspólną rezolucją, która stwierdza, że dotychczasowa współpraca między fizykami obozu socjalizmu w dziedzinie ciała stałego jest niewystarczająca.

W celu zmiany tego stanu rzeczy proponuje się między innymi: zorganizowanie wymiennych stażowych wizyt (na okres od 6 tygodni do 1 roku), organizowanie częstych spotkań małych grup specjalistów, wprowadzenie zwyczaju publikowania oryginalnych prac naukowych w czasopismach innych krajów, wprowadzenie wymiany informacji naukowych bezpośrednio między zainteresowanymi instytucjami, organizowanie corocznych konferencji, typowanie kolejno na pewien okres jednego z instytutów jako ośrodka koordynacji.

Zebrani zaproponowali również, aby druga Czechosłowacko-Polska konferencja Fizyki Ciała Stałego odbyła się w Czechosłowacji w 1958 r.

Należy stwierdzić, że dobra organizacja konferencji, którą zawdzięczamy przede wszystkim prof. A. Wolskiej, kol. Giriutowi, Rauluszkiewiczowi, a również administracji Instytutu Fizyki PAN, pozwoliła uczestnikom na jak najlepsze wykorzystanie czasu.

J. Auleytner

Referaty zgłoszone na Konferencję Fizyki Ciała Stałego

Sopot. 5—11.XI.1956

1. E. Antončík: Zastosowanie potencjału odpychającego w kwantowej teorii ciała stałego.
2. J. Auleytner: Małoogniskowa lampa rentgenowska i niektóre przykłady jej zastosowania.
3. J. Auleytner, M. Lefeldówna: Anizotropowe rozpraszanie promieni X pod małymi kątami w graficie.
4. J. Bačkovský: Studium mozaikowej struktury kryształów.
5. A. Bergstein: Pewne wyniki badań nad manganowo-cynkowymi ferrytami.
6. A. Bohun i J. Dolejší, T. Trnka, R. Bubáková: Wpływ dwuwartościowych domieszek na emisję elektronową i luminescencję w NaCl.
7. J. Bochyński: Badanie struktury obszarowej BaTiO₃.
8. A. Bragiński: Niektóre wyniki prac nad ferrytami manganowo-magnezowymi.
9. A. Bragiński: Nowa metoda uzyskiwania anizotropowych własności magnetycznych ferrytu baru.

10. J. Broż: Wpływ sposobu obróbki na niektóre własności magnetyczne manganocynkowych ferrytów.
11. R. Bubáková: Wpływ domieszek AgCl na własności optyczne KCl i NaCl.
12. A. Chełkowski: Zjawisko nasycenia w dielektrykach ciekłych.
13. H. Cofta: Wzory dyspersyjne dla fal spinowych w ferromagnetyku i antyferromagnetyku.
14. J. Čerámák: Zmiany struktury niskoprocentowych stali w procesie zmęczenia.
15. J. DrahoKoupil: Wydajność kwantowa zjawiska fotoelektrycznego w germanie w obszarze promieniowania rentgenowskiego.
16. E. Eckart: Badanie termicznych własności fotokatod przy pomocy powielacza elektronowego.
17. A. Feltynowski, I. Glass, A. Toruń, T. Piwkowski, E. Igras: Mikrostruktura fotoczułych warstw PbS, Tl₂S, PbSe.
18. A. Feltynowski, I. Glass, L. Grelewicz: Mikrostruktura fotoczułych warstw PbTe.
19. Zd. Fraité: Rezonans magnetyczny w przewodnikach ferromagnetycznych.
20. J. Grycza, H. Ratajczak: Zastosowanie magneto-optycznego zjawiska Faradaya do badania własności magnetycznych cienkich warstw żelaza, kobaltu i niklu.
21. R. S. Ingarden i W. Zientek: O nowym ujęciu metody fal spinowych w ferromagnetykach.
22. V. Janovec: Dielektryczna histereza tytanianu baru przy wysokich częstościach.
23. A. Jaśkiewicz: Domeny ferroelektryku w polu elektrycznym.
24. M. Jeżewski: Z badań nad tytanianem baru.
25. M. Jeżewski: Badania pojemności martwych.
26. M. Jeżewski: Kondensator do szybkich pomiarów przenikalności dielektrycznej ciał stałych w postaci proszków.
27. F. Kaczmarek, J. Pietrzak: Badanie zjawisk opóźnionych w ferroelektrykach.
28. J. Kaczor: Badanie domenowej struktury ferromagnetyków.
29. J. Kanturek: O pewnych strukturalnie wrażliwych zjawiskach w kryształach jonowych.
30. E. Klier: Reakcja fotochemiczna w tlenku miedzianym.
31. A. Kobus: Korelacja między gęstością dyslokacji a czasem życia w germanie.
32. S. Koc: Wydajność kwantowa zjawiska fotoelektrycznego w germanie w zakresie promieniowania 0,3—2,0 μ.
33. A. Kochanowska: Zmiany struktury niklu wywołane odkształceniem plastycznym.
34. J. Kociński: Struktura domenowa kryształów niklu.
35. L. Kozłowski: Wpływ wodoru katodowego na magnetyczne własności żelaza i niklu.
36. T. Krajewski: Badanie drgań elektrostrykcyjnych polikrystalicznego tytanianu baru.
37. Fr. Kroupa: Mikrofizyczne badanie deformacji plastycznej.
38. S. Krupička: Pewne wyniki badań temperaturowej zależności rezonansu ferromagnetycznego w ferrytach.

39. M. Lefeldówna: Sprawdzenie metody Franklin badania uporządkowania w graficie.
40. A. Linek: Struktura krystaliczna winianu etylendiamidowego.
41. Fr. Łukaś: O wyznaczaniu stałych optycznych półprzewodników.
42. Zd. Małek: Zależność koercji miękkich materiałów magnetycznych od deformacji plastycznej.
43. J. Małecki, M. Surma: Impulsowe silne pole magnetyczne.
44. M. Matyáš: O możliwości wyjaśnienia emisji elektronowej z halogenków alkalicznych i halogenku srebra.
45. Zd. Matyáš: Dyslokacje a niektóre własności kryształów.
46. R. Mąclewski: Wpływ kształtu katody na obraz w połowym mikroskopie elektronowym.
47. M. Miąsek: Wyznaczenie energii pasma walencyjnego w sodzie metalicznym metodą wariacyjną.
48. K. Mišek: O pochodzeniu zjawiska magnetomechanicznego w niklu w zmiennym polu.
49. E. Möglich: Nowe prace Instytutu Fizyki Ciała Stałego w Berlinie.
50. F. Möglich: Nadprzewodnictwo.
51. J. Mycielski: Teoria powstawania obrazów przy zimnej emisji elektronów.
52. J. Ostrowski: Rekombinacja zderzeniowa w Tl_2S .
53. Z. Pająk: Ferroelektryki o małym współczynniku temperaturowym przenikalności dielektrycznej.
54. Z. Pająk: Otrzymywanie monokryształów $BaTiO_3$ do badań ferroelektrycznych elementów pamięci.
55. W. Pajewski: Krystalizacja siarczany litu.
56. J. Pačes: Temperaturowa zależność spontanicznego magnesowania w obszarze punktu Curie.
57. A. Piekara: Teoretyczna interpretacja punktów Curie w ferroelektrykach.
58. A. Piekara; S. Kielich: Rola sprzężenia dipolowego i deformacji elektrycznej w teorii nasycenia dielektrycznego w cieczech dipolowych.
59. K. Pigoń, H. Chojnacki: Ruchliwość nośników ładunku w $BaTiO_3$.
60. T. Piwkowski: O pewnych nowych własnościach foto-przewodzących i fotowoltaicznych warstw w $PbSe$ i $PbTe$.
61. W. Prosser: Absorpcja i fotoprzewodnictwo selenu.
62. W. Rosiński, I. Pułtorak: Nowe drogi w rozwoju tranzystorów o współczynniku wzmocnienia prądowego α większym od 1.
63. H. Rzewuski: Badanie mikrokrystalicznych warstw półprzewodnikowych PbS .
64. J. Sedivy: Badanie drgań cieplnych atomów w sieci krystalicznej przy pomocy promieni X.
65. R. Seidl: Własności cienkich warstw metalicznych i półprzewodnikowych.
66. Z. Semadeni: Pewne uwagi o teorii Blocha fal spinowych.
67. L. Sosnowski: Przejścia optyczne w półprzewodnikach.
68. M. Suffczyński: O paśmie elektronów 3d w strukturze przestrzennej centrowanej.
69. V. Synecek: Metoda nierówności przy rentgenowskiej analizie struktury kryształów.

70. B. Sujak: Wzbudzona emisja elektronów z powierzchni halogenków alkalicznych.
71. B. Sujak: O zasadzie fotokatody dynamicznej.
72. B. Sujak: O czujniku jonowym z elementem dielektryka.
73. Sz. Szczeniowski: Obecny stan teorii fal spinowych.
74. B. Šestak: Przyczynek do otrzymywania monokryształów metali.
75. K. Šmirous: Związki telluru z pierwiastkami czwartej grupy układu okresowego.
76. L. Štaurač: Termoelektryczne własności PbTe i Bi₂Te₃.
77. J. Tauc: Zjawiska fotoelektryczne w półprzewodnikach.
78. M. Trlifaj: Przejście bezpromieniste w ciałach stałych.
79. J. Trnka: O wpływie miedzi jako aktywatora w kryształach halogenków alkalicznych.
80. K. Vacek: Zjawiska wzrostu kryształów AgBr.
81. M. Valouch: Uwagi o mikrostrukturze monokryształów metali.
82. W. Wardzyński: Pochłanianie podczerwieni przez monokryształy haloidków metali alkalicznych z domieszkami anionowymi.
83. S. W. Wonsowski: Niektóre zagadnienia wieloelektronowej teorii półprzewodników.
84. S. W. Wonsowski: Niektóre zagadnienia teorii ferromagnetyków metalicznych i półprzewodnikowych.
85. K. Wotruba: Zależność własności magnetycznych metali od odkształceń plastycznych.
86. B. M. Wuł: Teoria przebicia bariery n - p w półprzewodnikach.
87. L. Zachoval: O bezwładności procesów w czułych warstwach fotograficznych.
88. K. Závěta: O strukturze domenowej cienkich warstw żelaznych.

Konferencja Spektroskopii Jądrowej

Leningrad, 25—31.I.1957

W dniach od 25 do 31 stycznia 1957 r. w Leningradzie toczyły się obrady VII Wszechzwiązkowej Konferencji poświęconej spektroskopii jądrowej. Konferencja została zorganizowana przez Akademię Nauk ZSRR. Część posiedzeń odbyła się w wielkiej sali konferencyjnej Akademii Nauk, część zaś w głównym audytorium fizycznym Uniwersytetu Leningradzkiego. Obradom przewodniczył członek korespondent AN ZSRR Borys Siergiejewicz Dżełepow.

W programie było 88 referatów, jednak w czasie trwania konferencji zgłoszono szereg nowych, tak że ogólna liczba wygłoszonych referatów dochodziła do 100. Były one podzielone na następujące grupy: 1) powłoki jądrowe, 2) rozpad α , 3) rozpad β , 4) schematy rozpadu lekkich jąder ($A < 30$), 5) schematy rozpadu średnich jąder ($30 < A < 140$), 6) widma izotopów ziem rzadkich o deficycie neutronowym, 7) schematy rozpadu ciężkich jąder ($A \geq 180$), 8) technika spektroskopii α i β , 9) promieniowanie γ , 10) technika spektroskopii γ i 11) prace różne.

Mimo że czas trwania referatów był na ogół ściśle przestrzegany, to jednak niektóre posiedzenia znacznie się przedłużyły wskutek dyskusji, które towarzyszyły niemal wszystkim referatom. Na podkreślenie zasługuje czynny udział w konfe-

rencji młodych fizyków, którzy przedstawili szereg interesujących wyników i często zabierali głos w dyskusjach. Niemal wszystkie referowane prace wykonane zostały w laboratoriach moskiewskich i leningradzkich. Zaledwie kilka prac pochodziło z innych ośrodków radzieckich.

W porównaniu z analogiczną konferencją w roku ubiegłym środek ciężkości przesunął się wyraźnie z prac o charakterze naukowo-technicznym w kierunku prac badawczych. Znacznie więcej było również referatów teoretycznych, przy czym uderzała głęboka znajomość teorii u fizyków doświadczalnych.

W tegorocznej konferencji spektroskopii po raz pierwszy wzięli udział goście zagraniczni z krajów zaprzyjaźnionych. Reprezentowane były Polska, Czechosłowacja, NRD, Chiny, Jugosławia, Rumunia, Bułgaria i Francja. Z Polski gościem Akademii Nauk ZSRR był A. Hrynkiwicz. W pracy konferencji wzięła również udział delegacja Polskiej Akademii Nauk w składzie A. Jasiński, J. Jastrzębski, T. Niewodniczański i Z. Sujkowski oraz grupa polskich fizyków pracujących obecnie w laboratoriach naukowych Leningradu i Moskwy.

Referat wstępny w dziale powłok jądrowych wygłosił L. A. Sliv, przedstawiając osiągnięcia kolektywnego modelu jądra w ciągu ubiegłego roku. Badania rotacyjnych i wibracyjnych poziomów jąder pozwoliły na wyciągnięcie szeregu niezwykle interesujących wniosków dotyczących budowy jąder, a w szczególności stopnia ich deformacji. Znane są obecnie trzy obszary ruchów rotacyjnych $150 < A < 190$, $222 < A < 256$ i $23 < A < 27-28$, przy czym ostatni z nich nie jest jeszcze dostatecznie zbadany. Na gruncie uogólnionego modelu powłokowego można już obecnie wyjaśnić szereg obserwowanych faktów i prawidłowości, jednak w najbliższej przyszłości należy się spodziewać wyciągnięcia wielu nowych głębokich wniosków. Referaty L. W. Groszewa i A. M. Demidowa o pewnych prawidłowościach w obszarze niskich poziomów jąder nieparzysto-nieparzystych o $A < 60$, L. K. Pekera i L. A. Sliva o osobliwościach przejścia od elipsoidalnego do kulistego kształtu jąder dla $A = 190$, Pekera i in. o rotacyjnych pasmach w widmie magnezu 24 oraz Pekera o spinach i parzystości zdeformowanych jąder nieparzysto-nieparzystych dobrze ilustrują możliwości, jakie kryje w sobie uogólniony model powłokowy.

Teoretyczne prace w dziale rozpadu α (W. G. Nosow, K. A. Ter-Martirosjan, I. I. Goldin i in.) stanowią próby uzyskania z subtelnej struktury widm α informacji o stopniu deformacji jąder.

Największe zainteresowanie uczestników konferencji wzbudził referat I. S. Szapiro „O zachowaniu parzystości w rozpadzie β ”. Stwierdzenie, że mezony τ^+ i Θ^+ , którym na podstawie procesów rozpadu trzeba przypisać różną parzystość, są tą samą cząstką, pociągnęło za sobą przypuszczenie, że w przypadkach słabego oddziaływania parzystość może nie być zachowana. Hipotezę tę można rozciągnąć na rozpad β , dla którego stała sprzężenia jest tego samego rzędu, co dla rozpadu mezonów. Szapiro przedyskutował różne możliwe efekty związane z rozpadem β i zestawiał te, które zależą od zachowania parzystości. Należą do nich: rozkład kątowy elektronów β emitowanych przez spolaryzowane jądra, polaryzacja elektronów β w kierunku lotu i korelacja kątowa elektronów i fotonów γ z wyróżnieniem kwantów o danej (prawej lub lewej) polaryzacji kołowej. W drugiej części referatu Szapiro wskazał, jakie formalne zmiany należy wprowadzić do teorii rozpadu β wskutek niezachowania parzystości i jakie przyczyny mogą powodować niezachowanie parzystości. Jedną z nich poddaje hipoteza

wewnętrznej asymetrii cząstek (Lee i Young oraz Landau), drugą zaś przypuszczenie, że przestrzeń w małych obszarach jest nieorientowalna lub inaczej — jednostronna.

Podczas ostatniego posiedzenia konferencji doniesiono o nie opublikowanych jeszcze wynikach doświadczalnych prac amerykańskich, które potwierdziły niezachowanie parzystości w rozpadzie β i w rozpadzie mezonu μ . C. S. Wu i in. stwierdzili asymetrię rozkładu kąowego elektronów emitowanych przez spolaryzowane jądra ^{60}Co , a L. M. Lederman i in. wykryli asymetrię rozkładu kąowego elektronów w rozpadzie mezonów μ względem kierunku ruchu tych mezonów.

W dziale rozpadu β interesująca była próba E. I. Dobrochotowa, W. R. Łazarienki i S. J. Lukianowa wykrycia podwójnego rozpadu ^{48}Ca . Negatywny wynik doświadczenia pozwolił oszacować dolną granicę czasu życia ^{48}Ca na ok. 10^{18} lat, co przemawia za rozróżnialnością neutrina i antyneutrina.

Najwięcej referatów dotyczyło widm i schematów rozpadu różnych jąder. Prace z tej dziedziny wykazały szeroką różnorodność przyrządów, jakimi rozporządzają radzieckie laboratoria spektroskopii. Przykładowo można wymienić pracę W. M. Kelmana i in. nad widmem elektronów konwersji ^{192}Ir wykonaną za pomocą spektrometru β o zdolności rozdzielczej 0,04% przy świetlności 0,03% i pracę O. I. Sumbajewa o pomiarze względnego natężenia linii w widmach γ wykonaną za pomocą spektrometru γ typu Du Monda z wygiętym kryształem.

Warto w tym miejscu wspomnieć o tym, że uczestnicy konferencji otrzymali stukilkudziesięcio-stronicowe tablice schematów rozpadu izotopów promieniotwórczych opracowane specjalnie na konferencję przez Dżelepowa i Pekera na podstawie najnowszej literatury.

W dziale schematów rozpadu najbardziej interesujące były wyniki prac zainicjowanych przez A. N. Murina i B. S. Dżelepowa nad widmami izotopów ziem rzadkich o deficycie neutronowym. Izotopy te zostały otrzymane na drodze spallacji tantalu naświetlonego protonami o energii 680 MeV w synchronocyklotronie Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych. Rozdzielanie otrzymywanych izotopów ziem rzadkich było dokonywane przez grupę B. K. Prieobrażenskigo metodą kolumn chromatograficznych.

Interesujące wyniki otrzymała grupa L. I. Rusinowa, która wyznaczała multipolowość przejść γ dla izomerycznego ^{180}Hf . Dla przejścia E1 o energii 57,6 keV czas życia ($T = 5,5\text{h}$) różni się od obliczonego teoretycznie dla przejść jednocząstkowych 10^{16} razy, a dla przejść E3 (501,2 keV) ok. 10^9 razy. Te wyniki wskazują na istnienie dodatkowego zakazu dla przejść E1 i E3 w ^{180}Hf .

Grupę referatów z dziedziny promieniowania γ zainaugurował referat B. S. Dżelepowa o metodach wyznaczania szerokości poziomów jądrowych ze względu na promieniowanie γ . Obok stosowanych dotychczas metod Dżelepów zwrócił uwagę na dwie interesujące metody, jeszcze nie wykorzystane w doświadczeniach. Jedna z nich polega na badaniu procesu tworzenia monoenergetycznych pozytonów. Jest to proces konkurencyjny w stosunku do emisji fotonu promieni X po wychwycie K lub konwersji wewnętrznej, gdyż polega na tym, że elektron pary konwersji następującego z kolei przejścia γ przechodzi na niezapełnioną powłokę K, a pozyton ulatuje. Druga metoda polega na wykorzystaniu analogicznego zjawiska zmniejszenia współczynnika konwersji przejścia następującego po wychwycie K lub poprzednim przejściu skonwertowanym.

Po wstępie Dżelepowa, E. J. Berłowicz omówił metodę bezpośredniego wyznaczania czasów życia, której granica wynosi obecnie ok. 5.10⁻¹⁰ sek, I. Ch. Lemberg opisał metodę wyznaczania szerokości poziomów przez coulombowskie wzbudzenie jąder, J. A. Niemiłow — metodę reakcji (p, γ) i (n, γ), B. S. Dżelepow — metodę rezonansowego rozproszenia promieni γ , a L. K. Peker omówił wpływ struktury jądra na szerokość poziomów.

Ze szczegółowych referatów, które nastąpiły po tym ogólnym przeglądzie stosowanych metod, duże zainteresowanie wzbudził referat N. A. Burgowa i J. W. Terechowa o rozproszeniu rezonansowym promieni γ ²⁴Mg. W pracy tej został wykorzystany odrzut jądra magnezu 24 w roztworze po emisji fotonu 2,76 MeV dla skompensowania odrzutu towarzyszącego emisji w kaskadzie kwantu 1,38 MeV, którego rozproszenie rezonansowe było badane. E. J. Berłowicz zreferował wyniki bezpośredniego pomiaru metodą szybkich koincydencji czasu życia stanów wzbudzonych ciężkich jąder, jak ¹⁴¹Pr, ¹⁵²Sm, ¹⁵²Gd, ¹⁵⁴Gd, ¹⁶⁶Er, ¹⁷⁷Hh i in. Prawdopodobieństwo przejść E2 w przypadku niezapelionych powłok okazało się 100—300 razy większe, a dla przejść M1 ok. 3 razy większe niż obliczone z wzoru Weisskopfa dla modelu jednej cząstki. I. W. Estulin i in. przedstawili wyniki pomiaru energii miękkich promieni γ powstających przy chwytniu neutronów przez jądra Co, Rh, I, Sm, Au i Hg.

Do grupy referatów teoretycznych dotyczących przejść γ należały referaty L. K. Pekera i L. A. Sliva o przejściach E0 w jądrach o nieparzystym A oraz L. A. Sliva i I. M. Banda o wynikach obliczeń współczynników konwersji wewnętrznej na powłoce L. E. G. Mielikian podał teorię wewnętrznego efektu Comptona na elektronach powłoki K i przy konwersji z tworzeniem par elektronowych.

Referaty z dziedziny techniki spektroskopii γ dotyczyły przede wszystkim charakterystyk nowych typów fotonowielaczy produkowanych w Związku Radzieckim. W wyniku dyskusji została powołana specjalna komisja, która sformułowała dezyderaty konferencji przyspieszenia opracowywania i uruchomienia produkcji przemysłowej szeregu typów fotonowielaczy szczególnie cennych dla prac spektroskopowych.

W dziale prac różnych zreferowano między innymi dwie prace dotyczące mezoatomów (G. J. Pustałow i A. J. Ignatenko), pracę K. A. Baskowej i A. S. Basinej o rozkładzie kątowym kwantów anihilacji pozytonów w germanie i pracę I. J. Starika i in. o detekcji metodą scyntylacyjną promieniowania β węgla 14. Został również przedstawiony bardzo interesujący komunikat o pracy Alvezera nad reakcją H+D, w której rolę katalizatora spełniają mezony μ .

Konferencję zamknął B. S. Dżelepow podsumowując najważniejsze wyniki i podkreślając postęp w rozwoju spektroskopii jądrowej w ZSRR w porównaniu z rokiem ubiegłym. W swym przemówieniu Dżelepow zwrócił również uwagę na trudności, jakie napotykają fizycy pracujący w dziedzinie spektroskopii. Konieczność planowania w bardzo dużym stopniu ogranicza operatywność eksperymentalną. Od chwili, w której ktoś wpadnie na nowy pomysł i znajdzie sposób doświadczalnego rozwiązania danego problemu, do ukończenia konstrukcji aparatury upływa przeciętnie około dwóch lat. W ciągu tego czasu zagadnienie traci przeważnie swą aktualność. W związku z tym każdy pracownik naukowy trzyma się kurczowo raz skonstruowanej aparatury i wyszukuje często mało ważne problemy, które jednak za pomocą tej aparatury mogą być rozwiązane. Druga

trudność stanowią przeszkody w uzyskiwaniu izotopów promieniotwórczych z reaktorów i znaczne ograniczenie możliwości korzystania z akceleratorów w pracach spektroskopowych. Trzecią wreszcie przeszkodą na drodze pełnego rozwoju spektroskopii jądrowej jest brak koordynacji prac różnych laboratoriów, gdyż nie tylko pracownicy z różnych miast, ale także z różnych laboratoriów w tym samym mieście często zupełnie nie kontaktują się ze sobą.

Materiały z Konferencji zostaną opublikowane w zeszytach 7 i 11 *Izwestii Akademii Nauk ZSRR*. Następna, VIII Wszechzwiązkowa Konferencja Spektroskopii Jądrowej odbędzie się w końcu stycznia 1958 r. w Moskwie.

Uczestnicy Konferencji mieli możliwość zwiedzenia fizycznych laboratoriów naukowych Leningradzkiego Instytutu Fizyczno-Technicznego, Uniwersytetu Leningradzkiego, Instytutu Radowego Akademii Nauk i Leningradzkiego Instytutu Transportu Kolejowego. Polska delegacja na Konferencję w drodze powrotnej zwiedziła laboratoria spektroskopii jądrowej Uniwersytetu Moskiewskiego i laboratoria Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej.

A. Hrynkiewicz

W związku z coraz liczniejszymi wyjazdami naszych fizyków do ośrodków zagranicznych, będziemy zamieszczać korespondencję informującą w sposób bezpośredni o bieżąco prowadzonych — często jeszcze niezakończonych — badaniach w tych ośrodkach. Choć zawarte w tych listach dane będą miały z natury rzeczy często charakter nieobowiązujących informacji, to jednak będą to informacje stosunkowo szybkie i ukazujące aktualne tendencje badawcze.

Redakcja

Dubna, 27.II.57

Szanowny Panie Redaktorze,

Propozycję opisanego swoich wrażeń ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych otrzymałem krótko przed wyjazdem do Polski prof. Danysz, przez którego posyłam ten list, żeby dotarł do Redakcji w wyznaczonym przez Pana terminie. Z tej przyczyny nie miałem czasu uzupełnić swoich wiadomości o Instytucie i to, co napiszę, będzie stanowiło informację niekompletną. Postaram się uzupełnić ją w następnym liście.

Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych znajduje się w małym miasteczku Dubnie, w odległości około 130 km od Moskwy. Prace badawcze były tu już prowadzone od wielu lat, jednakże charakter międzynarodowy Instytut uzyskał dopiero w roku ubiegłym. W skład Instytutu wchodzi następujące państwa: Albania, Bułgaria, Chiny, Czechosłowacja, Korea, Mongolia, Niemcy, Polska, Rumunia, Węgry, Wietnam, ZSRR.

Celem Instytutu jest prowadzenie badań nad cząstkami elementarnymi przy pomocy dużych akceleratorów. Przewiduje się również budowę reaktora. Wstępne prace zostały już rozpoczęte. Utworzenie Instytutu ma ogromne znaczenie dla tych państw, które ze względu na warunki ekonomiczne nie mogą sobie pozwolić na budowę niezwykle kosztownych wielkich akceleratorów. Fizycy tych krajów mają możliwość zapoznania się w Instytucie z pracą przy takich akceleratorach i prowadzenia badań nad najaktualniejszymi problemami fizyki współczesnej. Ważny jest również bezpośredni kontakt i możliwość wymiany wiadomości z fizykami innych krajów. Prowadzi to do rozszerzenia horyzontów naukowych i podniesienia poziomu naukowego. Ten kontakt jest często utrudniony różnorodnością języków. Nie wszyscy łatwo uczą się po rosyjsku. Chińczykom np. rosyjski sprawia dużo trudności i porozumieć się z nimi można najłatwiej po angielsku lub po niemiecku. Kiedy przyjechałem do Dubny, posługiwałem się w rozmowach z kolegami wszystkimi znanymi mi mniej lub więcej językami: a więc polskim, rosyjskim, angielskim, niemieckim. Po kilku dniach takich różnojęzycznych rozmów wszystkie języki pomieszały się w rodzaj jakiegoś esperanto połączonego z bardzo żywą gestykulacją. W ostateczności uciekaliśmy się do pomocy wzorów matematycznych, które (na szczęście) we wszystkich językach wyglądają jednakowo.

Jak już pisałem, Instytut znajduje się w Dubnie. Jest to miasteczko zamieszkałe prawie wyłącznie przez pracowników Instytutu i liczące obecnie kilka tysięcy mieszkańców. Według obecnych planów Dubna ma liczyć za dwa lata około 30 000 mieszkańców. Ta liczba może najlepiej charakteryzuje tempo rozwoju Instytutu.

Dyrektorem Instytutu jest prof. D. I. Błochincew (ZSRR), vice-dyrektorami są: prof. M. Danysz (Polska) i prof. V. Votruba (Czechosłowacja). Instytut posiada w obecnej chwili trzy laboratoria: 1. Laboratorium fizyki teoretycznej, 2. Laboratorium problemów jądrowych i 3. Laboratorium wysokich energii. Kierownikami tych laboratoriów są: prof. Bogolubow (teoretyczne), prof. Dżelepów (problemy jądrowe) i prof. Weksler (wysokie energie). Z kolei laboratoria dzielą się na sektory, przy czym laboratorium teoretyczne ma 5 sektorów, laboratorium problemów jądrowych 14 sektorów, laboratorium wysokich energii n sektorów (chwilowo o liczbie n wiem tylko, że jest to liczba całkowita, dodatnia). Należy zaznaczyć, że podział na sektory nie zawsze odpowiada podziałowi tematycznemu.

Jeżeli chodzi o laboratorium teoretyczne, to zaznaczają się w nim wyraźnie dwa kierunki. Jeden reprezentowany przez M. Markowa i współpracowników — to systematyka cząstek elementarnych. Prof. Markow ukończył właśnie pisanie monografii na ten temat. Wydaje mi się, że byłoby bardzo wartościowe przetłumaczyć ją możliwie szybko na język polski. Przy obfitości tematu, niepewności danych zarówno teoretycznych, jak i eksperymentalnych oraz niesłuchanie szybkim rozwojem fizyki w tym kierunku — monografia, pisana przez wytrawnego znawcę przedmiotu, dająca krytyczny wybór materiału i jego systematyczne ujęcie, może oddać nieocenione usługi.

Mówiąc, że grupa Markowa zajmuje się systematyką cząstek elementarnych, nie chcę twierdzić, że jej pracownicy zajmują się wyłącznie tym tematem. Wprost przeciwnie. Systematyka jest raczej przyjemnym deserem, a za chleb powszedni służy obliczanie wszelkiego rodzaju mniej lub więcej interesujących przekrojów czynnych i korelacji kątowych przy pomocy metod konwencjonalnej teorii pola. Wszystkie te obliczenia są oczywiście robione z myślą o porównaniu z eksperymentami przeprowadzanymi na tutejszych akceleratorach.

Drugi kierunek reprezentowany przez Bogolubowa i jego współpracowników to wzory dyspersyjne. Jest to jedna z niewielu dziedzin teorii pola (a może jedyna), w której fizycy mają nadzieję osiągnąć jeszcze jakieś interesujące wyniki. Wzorami dyspersyjnymi zajmuje się wielu wybitnych fizyków na całym świecie. Szkoła Bogolubowa jest jedną z najlepszych, jeśli nie najlepszą.

Piękno teorii polega na tym, że z bardzo ogólnych założeń można otrzymać bardzo konkretne wyniki. Zakłada się po pierwsze analityczność macierzy S Heisenberga (determinującej wszystkie przekroje czynne). Poza tym robi się tak ogólne założenia, jak niezmienniczość wobec transformacji Lorentza, kauzalność itp. Z tego można już wydostać wzory dyspersyjne na amplitudy przejść, które są bezpośrednio porównywalne z doświadczeniem. Prof. Bogolubow uzyskał ostatnio wynik koronujący jego dotychczasowe wysiłki i zamykającą teorię w piękną całość. W czasie podróży do Indii (korzystny wpływ wyjazdów za granicę na rozwój nauki) zakończył on mianowicie dowód analityczności macierzy S . W ten sposób pierwsze założenie (jedyne, które mogło budzić wątpliwości) zostało udowodnione, a w charakterze założeń pozostały tylko ogólnie

przyjęte prawa fizyczne, jak niezmienniczość relatywistyczna i kauzalność (porównaj jednak dalsze uwagi o niezachowaniu parzystości).

Charakterystycznym dla nastrojów panujących w tutejszym ośrodku może być to, co powiedział mi prof. Bogolubow w czasie ostatniej rozmowy. „Jestem szczęśliwy — mówił z uczuciem głębokiej ulgi — że udało mi się już zakończyć dowód analityczności macierzy S . Pozbyłem się w ten sposób dręczącej mnie zmo-ry, która nie pozwalała mi zajmować się spokojnie cząstkami elementarnymi”.

Takie nastawienie jest charakterystyczne dla większości ludzi w Dubnie. Kiedy tu przyjechałem, próbowałem walczyć, kontynuując swoją tematykę przywiezioną z Polski. Szybko jednak dałem za wygraną i pogrążam się coraz bardziej wraz z innymi w systematykę cząstek elementarnych. Większość seminariów poświęcona jest temu zagadnieniu. W chwili obecnej nie mówi się prawie o niczym innym, jak o niezachowaniu się parzystości przy słabych oddziaływaniach. Pierwsze wiadomości, które nas zelektryzowały, to prace Yanga i Lee proponujące doświadczenia, na podstawie których można by stwierdzić, czy parzystość jest zachowana, czy nie. Potem Landau wystąpił ze swoją propozycją, według której zachowuje się iloczyn operatora parzystości i operatora sprzężenia ładunkowego, natomiast każdy z tych operatorów oddzielnie nie jest stałą ruchu. Taką samą propozycję podali niezależnie Yang i Lee. Niedługo potem przyszła wiadomość o pracach Alvareza i innych z Berkeley (Kalifornia) nad reakcjami mezonów K z protonami w komorze pęcherzykowej. Parę dni później dowiedzieliśmy się o tym, że Lederman i Wu stwierdzili doświadczalnie według propozycji Yanga i Lee, że parzystość nie zachowuje się w słabych oddziaływaniach z udziałem neutrino, takich jak rozpad β Co^{60} i rozpad β mezonu π ($\pi \rightarrow \mu + \nu$, $\mu \rightarrow e + 2\nu$).

W tej chwili wyniki te są przedmiotem ożywionej dyskusji i wszyscy oczekują z napięciem dalszych rewelacji. Niezachowanie parzystości narusza jedno z podstawowych praw przyrody, prawo, które dotychczas przyjmowało się bez żadnych zastrzeżeń, mianowicie niezmienniczość przy przejściu z układu prawoskrętnego do lewoskrętnego. Stwierdzenie faktu, że przyroda wydaje się rozróżniać między tymi układami, jest być może początkiem nowego okresu w rozwoju fizyki. Może to właśnie będzie źródłem nowej teorii cząstek elementarnych, której od tak dawna oczekiwano.

Mój list staje się przydługi. Wobec tego krótko wspomnę jeszcze o pozostałych dwóch laboratoriach, odkładając dalsze szczegóły do następnego listu.

W laboratorium problemów jądrowych, gdzie pracują tej miary uczeni, jak Mieszczeriakow, Kozodajew, Dzelepow, Pontecorvo, znajduje się synchrocyclotron ze stałym polem i modulowaną częstotliwością. Maksymalna energia protonów wynosi 680 MeV. Wiązka protonów wykorzystana jest bądź bezpośrednio, bądź też pośrednio do produkcji wiązek mezonów π^+ i π^- o energiach od 100 do 380 MeV i neutronów o energii 600 MeV. Wytwarza się też wiązki polaryzowanych protonów przez rozpraszanie pod małymi kątami. Poza badaniami czysto fizycznymi przeprowadzonymi przy użyciu tych wiązek prowadzi się też badania chemiczne.

W laboratoriach wysokich energii pod kierunkiem Wekslera, Pietuchowa, Czuwiło i innych kończy się budowa synchrofazotronu na 10 GeV. W obecnej chwili otrzymywana jest już wiązka protonów o małej energii na zasadzie betatronowej (narastające pole magnetyczne). Według przewidywań konstruktorów akcelerator będzie gotów do jesieni tego roku. Jeśli istotnie zostanie

osiągnięta maksymalna energia protonów 10 GeV, to akcelerator ten będzie miał przewagę 4 GeV nad największym dotychczas akceleratorem świata, a mianowicie kosmotronem z Berkeley (6 GeV). Z tej przyczyny fizycy w Dubnie łamią sobie głowę, jakby najdowcipniej wykorzystać te 4 GeV przewagi. Okazuje się, że nie jest to wcale łatwe. Nie tak łatwo mianowicie wymyślić doświadczenia, które w sposób istotny mogłyby się różnić w zależności od tego, czy wykonuje się je przy energiach 6 GeV, czy też przy energiach zawartych między 6 a 10 GeV. Tak samo trudno zaprojektować doświadczenia, które mogłyby dawać istotnie nowe wyniki i które byłyby wykonalne wyłącznie przy energiach zawartych pomiędzy 6 a 10 GeV. Najbliższa przyszłość pokaże, jak fizycy w Dubnie potrafią rozwiązać tę łamigłówkę.

Łączę serdeczne pozdrowienia

Jan Rzewuski

Upadek zasady zachowania parzystości

Ostatnio wykonane doświadczenia wydają się potwierdzać hipotezę Lee i Yanga, w myśl której zasada zachowania parzystości nie obowiązuje. W najbliższych zeszytach zamieścimy obszerniejsze informacje o tym odkryciu.

Zgromadzenie Ogólne Polskiej Akademii Nauk 11—12 stycznia 1957

W dniach 11—12 stycznia obradowało Zgromadzenie Ogólne Polskiej Akademii Nauk. Tematem obrad były nowe drogi rozwoju nauki polskiej.

Na wstępie przyjęto nowy regulamin powoływania członków Akademii. Regulamin zaostrza przepisy dotyczące zgłaszania kandydatów, a także ogranicza poważnie nadmierne dotychczas uprawnienia sekretarzy poszczególnych wydziałów w tym zakresie, czyniąc całą procedurę bardziej demokratyczną przez przyznanie decydującego głosu nie jednostkom, lecz zespołom.

Zgromadzenie powołało 23 dotychczasowych członków tytularnych Akademii w poczet jej rzeczywistych członków dając tym samym możliwość tym uczonym czynnego udziału w pracach Akademii. W ten sposób usunięto dyskryminację, którą dla wielu uczonych było przyznanie przed laty członkostwa tytularnego.

Następnie prof. H. Jabłoński wygłosił referat oceniający dotychczasową działalność Akademii, rolę nauki w życiu naszego kraju oraz kierunki jej dalszego rozwoju.

Po referacie wywiązała się wszechstronna dyskusja, kontynuowana w drugim dniu obrad. W dyskusji prof. W. Świątosławski złożył oświadczenie, w którym podkreślił trudności gospodarcze kraju i wyraził pogląd, że intensywny wysiłek wszystkich uczonych, skupionych wokół Akademii, może przyczynić się do postawienia na właściwym poziomie naszej gospodarki. Prof. Świątosławski zaproponował w konkluzji utworzenie przy Akademii międzywydziałowego zespołu uczonych, który by opracował i przedstawił konkretne propozycje wyjścia z trudności gospodarczych kraju.

Zgromadzenie podjęło deklarację wzywającą społeczeństwo do poparcia programu Frontu Jedności Narodu w wyborach do Sejmu.

Przyjęto uchwałę o utworzeniu oddziału Polskiej Akademii Nauk w Krakowie.

Na zakończenie obrad Zgromadzenie Ogólne dokonało wyborów nowego prezydium Polskiej Akademii Nauk.

Prezesem Polskiej Akademii Nauk wybrany został prof. dr Tadeusz Kotarbiński. Dziękując za okazane zaufanie wyrażone przez wybór na prezesa PAN, prof. Tadeusz Kotarbiński wyraził jednocześnie przekonanie, że dotychczasowi członkowie kierownictwa, a zwłaszcza dotychczasowy prezes — prof. J. Dembowski, dopomogą w wykonaniu nałożonych nań obowiązków. Prof. Kotarbiński złożył następujące oświadczenie dla Polskiej Agencji Prasowej: „Cieszę się, że możliwe staje się dla

mnie objęcie prezesury w okresie, kiedy doszło do powszechnego u nas zrozumienia, że nauka najlepiej służy społeczeństwu, kiedy jest w pełni autonomiczna”.

Wiceprezesami PAN wybrano prof. Janusza Groszkowskiego, prof. Kazimierza Kuratowskiego i prof. Władysława Szafera. Sekretarzem naukowym PAN wybrany został ponownie prof. Henryk Jabłoński. Na zastępców sekretarza naukowego PAN wybrano prof. Józefa Chałasińskiego i prof. Witolda Nowackiego.

Sekretarzami poszczególnych wydziałów Akademii, w wyniku wyborów, zostali profesorowie: Stanisław Arnold — Wydziału I, Nauk Społecznych, Witold Stefański Wydziału II, Nauk Biologicznych, Michał Śmiałowski — Wydziału III, Nauk Matematyczno-Fizycznych, Chemicznych i Geologo-Geograficznych, Wacław Olszak — Wydziału IV, Nauk Technicznych, Mieczysław Czaja — Wydziału V, Nauk Rolnych i Leśnych oraz Witold Zawadowski — organizowanego obecnie Wydziału VI, Nauk Medycznych.

Członkami Prezydium PAN zostali wybrani profesorowie: Andrzej Biernacki, Jan Dąbrowski, Jan Dembowski, Leopold Infeld, Janusz Lech Jakubowski, Roman Kozłowski, Stanisław Leszczycki, Anatol Listowski, Tadeusz Manteuffel, Kazimierz Michałowski, Kazimierz Nitsch, Wacław Sierpiński, Andrzej Sołtan, Tadeusz Urbański, Jan Wasilkowski, Witold Wierzbicki i Stefan Żółkiewski.

Sesja Państwowej Rady i Komitetu do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej

W dniach 4 i 5 marca br. odbyły się w Warszawie wspólne obrady Państwowej Rady dla Spraw Pokojo-

wego Wykorzystania Energii Jądrowej oraz Komitetu do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej PAN. Obrady poświęcone były omówieniu i przyjęciu zarysu planu perspektywicznego pokojowego wykorzystania energii jądrowej w Polsce. Obradom przewodniczyli na zmianę: pełnomocnik Rządu min. W. Billig i przewodniczący Komitetu PAN prof. L. Infeld.

Z planem perspektywicznym zapoznał, w ogólnych zarysach, uczestników posiedzenia prof. A. Sołtan, dyrektor Instytutu Badań Jądrowych PAN.

Głównym przedmiotem dyskusji była część projektu dotycząca energetyki jądrowej. Projekt przewiduje rozpoczęcie w rb. prac nad uruchomieniem laboratorium energetyki jądrowej, a około r. 1961 uruchomienie drugiego reaktora doświadczalnego (po uruchomieniu w br. pierwszego reaktora, dostarczonego przez Związek Radziecki), który ma być zbudowany własnymi siłami i według własnego projektu. Z końcem 1963 r. projektowane jest uruchomienie reaktora badawczego wysokostrumieniowego, przeznaczonego do prób materiałowych i zaawansowanych badań podstawowych. Wreszcie około r. 1965 ma zostać uruchomiona elektrownia jądrowa przeznaczona do produkcji energii elektrycznej na skalę przemysłową oraz plutonu jako materiału do wzbogacania paliwa dalszych budowanych reaktorów. W okresie 1965—1970 projekt zakłada uruchomienie kompleksu elektrowni jądrowych wyposażonych w reaktory termiczne na paliwo wzbogacane, o łącznej mocy 600 tys. kW.

Plan przewiduje rozwinięcie intensywnych poszukiwań geologicznych surowców reaktorowych na terenie kraju.

Szeroko omówiona jest w projekcie planu problematyka podstawowych ba-

dań w zakresie fizyki jądrowej. Plan zakłada, że kosztem rezygnacji z szerokiego frontu badań należy przynajmniej w wybranych dziedzinach fizyki jądrowej osiągnąć w najbliższych 6–10 latach wysoki poziom. Uwzględniając możliwości gospodarcze kraju, plan postuluje wybranie przede wszystkim takich kierunków prac, które nie wymagają zbyt wielkich i kosztownych inwestycji. Prace bowiem wymagające wielkich i kosztownych inwestycji będzie się prowadzić w powiązaniu z wielkimi ośrodkami jądrowymi za granicą, zwłaszcza ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych.

Podobnie przedstawiają się projekty w dziedzinie prac z zakresu chemii podstawowej.

Plan podaje również projekty zastosowań izotopów promieniotwórczych w przemyśle, w naukach biologicznych, w służbie zdrowia.

Wiele miejsca poświęca się w planach kluczowemu zagadnieniu kształcenia kadr.

Na podstawie dyskusji oraz wniosków opracowanych przez powołane w toku obrad specjalne grupy — członkowie Państwowej Rady i Komitetu PAN podjęli jednogłośnie uchwałę, w której zarys planu perspektywicznego został przyjęty z uwzględnieniem szeregu zmian i uzupełnień.

Sformułowanie tych zmian i uzupełnień oraz sformułowanie tez w zakresie rozwoju wykorzystania energii jądrowej powierzono wyłonionej grupie specjalistów. Wymienione tezy przedstawione zostaną do zatwierdzenia Rządowi.

W podjętej uchwale członkowie Państwowej Rady i Komitetu PAN wyrażają przekonanie, że pełna realizacja planu perspektywicznego w zakresie pokojowego wykorzystania energii jądrowej w Polsce jest możliwa jedynie przy oparciu naszych własnych wysiłków na najściślejszej współ-

pracy międzynarodowej. W tym zakresie zaleca się: wykorzystanie Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w przygotowaniu kadr, a także w badaniach podstawowych; wystąpienie z inicjatywą rozszerzenia współpracy międzynarodowej, w szczególności z krajami obozu socjalizmu, na zagadnienia związane z przemysłem atomowym, wymianą doświadczeń z zakresu technologii i produkcji, wzajemnym zaopatrzeniem w paliwo jądrowe, materiały reaktorowe, aparaturę itp.; wykorzystanie wszystkich możliwości organizacji międzynarodowych, a w szczególności Międzynarodowej Agencji Atomowej oraz wszczęcie kroków dla zapewnienia rozwoju pracy naukowej i technicznej na drodze porozumień dwustronnych ze wszystkimi krajami.

Na zakończenie obrad przemawiał prof. L. Infeld podkreślając ważność podejmowanego planu wykorzystania energii jądrowej dla przyszłości kraju.

Olimpiada Fizyczna w 1956 r.

W lutym ub.r. odbyły się zawody II stopnia V Olimpiady Fizycznej, do których dopuszczono 229 zawodników (spośród 440 biorących udział w zawodach I stopnia). Zawody II stopnia przeprowadziły poszczególne okręgi. W pierwszym dniu zawodów uczestnicy rozwiązywali zadania teoretyczne, w drugim — przerabiali zadanie doświadczalne. Program zawodów obejmował zwiedzanie zakładów i wysłuchanie odczytów z aktualnych zagadnień fizyki.

Do zawodów III stopnia, które odbyły się w kwietniu ub.r. w Warszawie, dopuszczono 15 zawodników. Program był w zasadzie taki jak dla II stopnia. W zawodach III stopnia dyplomy uzyskało 9 uczestników.

We wrześniu ub.r. rozpoczęła się VII Olimpiada Fizyczna. W zawodach

stopnia wstępnego udział wzięło 482 uczniów. Zakwalifikowanie zawodników na I stopień przeprowadzali nauczyciele we własnym zakresie. Liczba zawodników wynosiła 301.

W listopadzie ub.r. ukazała się broszura „Olimpiady Fizyczne”, zawierająca dane o czterech pierwszych Olimpiadach Fizycznych.

Elektrownia atomowa w Południowej Szkocji

Zaprojektowano budowę elektrowni atomowej w Południowej Szkocji. Elektrownia będzie posiadać moc 250—300 tys. kW i pokryje ćwierć zapotrzebowania na energię elektryczną w Południowej Szkocji. Produkcja energii elektrycznej będzie odpowiadać milionowi ton węgla rocznie.

Radziecka Wystawa Zastosowań Energii Atomowej w Warszawie

Na początku br. otwarta została w Warszawie wystawa, przedstawiająca osiągnięcia radzieckie w dziedzinie pokojowego zastosowania energii atomowej.

Projekt stworzenia „Adama” i „Ewy” w Szwecji

W Szwecji zaprojektowano budowę pierwszych elektrowni atomowych. Elektrownia „Adam”, której budowa ma się rozpocząć w 1960 r. w pobliżu Sztokholmu, posiadać będzie moc 75 tys. kW. Druga elektrownia — „Ewa” — zostanie usytuowana w górach, na południu Szwecji. Moc jej wyniesie 100 tys. kW. Elektrownie atomowe w Szwecji zasilane będą uranem naturalnym. Wkrótce po powstaniu pierwszej pary powstaną dalsze. Projektuje się obecnie, że łączna moc wyniesie w r. 1965 — 800—1 000 tys. kW, a w r. 1975 — 6—12 milionów kW.

Wzrost kadr przemysłu atomowego w USA

W r. ub. w Stanach Zjednoczonych w przemyśle atomowym pracowało: 2 400 fizyków, 2 400 chemików, 1 600 biologów i lekarzy oraz 7 100 inżynierów.

Roczny przyrost wyniesie w br. 1 500 specjalistów.

Institut de Recherches Nucléaires

We Francji powstał instytut, którego celem jest kształcenie inżynierów i techników z zakresu techniki jądrowej. Instytut ten, zorganizowany przez Ośrodek Badań Atomowych w Saclay, ma siedzibę w Paryżu. Współpracując z innymi ośrodkami naukowymi i uniwersyteckimi, instytut będzie organizował kursy przekwalifikujące i do kształcące inżynierów i techników dla potrzeb francuskiego przemysłu atomowego.

Perspektywy rozwoju energetyki jądrowej w wielkich krajach zachodnich

Prof. Perrin wyraził swój pogląd na rozwój energetyki jądrowej. Wyróżnił on dwa kierunki:

Pierwszy, reprezentowany przez USA, polega na stosowaniu jako paliwa — uranu wzbogaconego. W związku z tym wymiany reaktorów są mniejsze, a temperatury pracy — wyższe. Kierunek ten związany jest z posiadaniem przez USA wielkich zakładów dyfuzyjnych, które pozwalają również na sprzedaż ^{235}U po cenach bezkonkurencyjnych.

Drugi kierunek, reprezentowany przez Anglię i Francję, polega na rozbudowie reaktorów z uranem, wytwarzających równocześnie energię i pluton. Reaktory mają duże wymiary, a wykorzystanie plutonu następcza szereg trudności.

Do 1965 r. będą trwały intensywne badania, które doprowadzą — zda-

niem prof. Perrina — w r. 1965 do zrównania cen energii z elektrowni jądrowych i elektrowni innych rodzajów.

Elektrownia atomowa w Indiach

W Indiach węgiel jest kosztowny i pierwsza elektrownia atomowa powstanie — przy wydatnej pomocy zagranicznej — już przed 1961 r.

Kongres Inżynierów i Techników Polskich

W lutym br. odbył się III Kongres Inżynierów i Techników Polskich. Zadaniem Kongresu było przedyskutowanie różnorodnych zagadnień w związku ze wzrostem znaczenia myśli technicznej w gospodarce narodowej w nowym okresie.

Kongres fizyki teoretycznej Seattle, 17—22 września 1956

Z inicjatywy Uniwersytetu Waszyngtońskiego (Seattle) zorganizowany był we wrześniu ub.r. międzynarodowy kongres poświęcony przeglądowi niektórych kluczowych zagadnień z fizyki teoretycznej.

Udział wzięło 148 fizyków z USA i 102 fizyków z 18 innych krajów (m.in. 25 fizyków japońskich).

Obrady poświęcone były następującym zagadnieniom:

1. Teoria względności — V. Bargmann (Princeton).
2. Budowa jąder — V. F. Weisskopf (M.I.T.).
Model powłokowy — J. H. D. Jensen (Heidelberg),
Kolektywne wzbudzenia jąder — B. Mottelson (CERN),
Reakcje jądrowe — A. M. Lane (Harwell),
Grupa dyskusyjna modeli jądrowych — J. A. Wheeler (Princeton),
Grupa dyskusyjna reakcji jądrowych — L. Rosenfeld (Manchester).

3. Zagadnienia statystycznej termodynamiki — L. van Hove (Utrecht),
Dyskusja o statystycznej termodynamice, przewodniczący — G. E. Uhlenbeck (Ann Arbor).
4. Teoria ciała stałego — C. Kittel (Uniwersytet Kalifornijski),
Nadciekłość i nadprzewodnictwo — R. P. Feynman (Cal. Tech.),
Grupa dyskusyjna ciała stałego — A. Abrahams (Saclay),
Grupa dyskusyjna fizyki niskich temperatur — R. P. Feynman (Cal. Tech.).
5. Dyskusja o kwantowej teorii pola, przewodniczący — J. R. Oppenheimer (Princeton),
Grupa dyskusyjna teorii pola — T. D. Lee (Uniwersytet Kolumbijski).
6. Teorie mezonowe — H. Yukawa (Kioto),
 π — mezodynamika — F. E. Low (Univ. of Illinois),
Słabe oddziaływania — L. Michel (Lille),
Nowe cząstki — C. N. Yang (Princeton),
Grupa dyskusyjna teorii mezonowej — H. P. Lehmann (CERN).
7. Źródła energii gwiazdnej — E. E. Salpeter (Cornell Univ.),
Pochodzenie promieni kosmicznych — P. Morrison (Cornell Univ.).

Fizycy polscy nie brali udziału w konferencji. Nie mamy sprawozdania, możemy jednak zacytować komentarz zamieszczony w marcowym zeszycie *Nuclear Physics* — autorem jest „L. R.”:

„Jeżeli chodzi o fizykę jądrową, to obraz, który powstał z rozmów i dyskusji, nie różnił się zbyt wiele w porównaniu z lipcową konferencją w Amsterdamie. Kwantowa teoria pola sprawiała — co zresztą nie było niespo-

dzianką — wrażenie grzęźnięcia w formalizmie. Byłoby to istotnie nudne widowisko, gdyby nie ważny przyczynek prof. Bogolubowa, który przedstawił ogólną teorię relacji dyspersyjnych.

W przedmiocie cząstek elementarnych, prof. Schwinger, posługując się sugestywną analogią pomiędzy elektrodynamiką a π -mezodynamiką, zaproponował nową klasyfikację hiperonów i mezonów, opartą na koncepcji hiperładunku, charakteryzującego sprzężenia z polem K-mezonowym.

Ostatnia sesja ilustrowała związek fizyki jądrowej z zagadnieniami kosmologicznymi. Ostatnie postępy w tej dziedzinie zawierają znaczne rozszerzenie znajomości procesu tworzenia się pierwiastków. Zasadniczym punktem jest tutaj wydajność procesu tworzenia się ^{12}C z trzech cząstek α ; począwszy od ^{12}C sukcesywne wychwyty cząstek α i neutronów zdają sprawę z powstawania różnych pierwiastków do żelaza włącznie — z obserwowanymi częstościami występowania”.

Zdaniem „L. R.” obrady były „nadzwyczaj dobrze zaplanowane i konferencja była jedną z najbardziej udanych spośród licznych zebrań fizyków w ostatnich latach”.

Tranzystory w samochodach

Ważnym udoskonaleniem technicznym samochodów jest zastosowanie tranzystora w odpowiednio zmienionym obwodzie zapłonu. Umożliwia to konstruowanie świec o większej mocy i mniejszym niebezpieczeństwie samozapłonu.

Wykorzystanie przypliwów i odpływów morza

We Francji został zatwierdzony projekt pierwszej w świecie elektrowni, wykorzystującej przypliwę i od-

plawy morza. Elektrownia mieć będzie moc 342 tys. kW i zostanie ukończona w 1960 r. w St. Malo w Bretanii. Projektowana jest budowa w dalszej przyszłości siłowni, która wytwarzałaby energię elektryczną równą połowie obecnego zużycia energii elektrycznej we Francji.

Polskie Towarzystwo Fizyczne Oddział Gdański

W drugim półroczu 1956 r. odbyło się jedno zebranie naukowe, na którym dr J. Olszewski wygłosił referat pt. Podstawy relatywistycznej elektrodynamiki.

Zorganizowano odczyt popularny prof. dra I. Adamczewskiego pt. Oddziaływanie promieniowania na materię.

W ramach współpracy z DOSZ-em prof. dr Wł. Mościcki wygłosił dwa odczyty dla nauczycieli, poświęcone zagadnieniom energii atomowej.

Zorganizowano trzy odczyty z pokazami dla nauczycieli.

Oddział Gliwicki

W drugim półroczu 1956 odbyło się osiem zebrań naukowych, na których ogłoszono referaty:

k. n. t. A. Macura — Stabilność układów nieliniowych,

doc. W. M. Łukianowicz — Elektronowo-mikroskopowe badania zoli pięciotlenku wanadu (po ros.) — wspólnie z Tow. Chemicznym,

doc. W. M. Łukianowicz — Badanie wysoko dyspersyjnych układów i ciał porowatych metodą mikroskopu elektronowego (po ros.) — wspólnie z Tow. Chemicznym,

mgr B. Matuła — Sprawozdanie z II Konferencji Techniki Ultradźwiękowej w Międzyzdrojach i III Otwartego Seminarium Akustyki w Olsztynie,

mgr I. Postępska — Zagadnienia dyfrakcji fal akustycznych,

doc. dr. S. Węgrzyn — Sprawozdanie z Międzynarodowej Konferencji Automatyki w Heidelbergu,

k. n. t. A. Macura — Metody cyfrowe w urządzeniach automatyki,
mgr inż. F. Szymik, k. n. t. A. Macura, mgr inż. T. Szweda, mgr inż. S. Malzacher — Sprawozdanie z konferencji naukowej w Hochschule für Elektrotechnik w Ilmenau.

Zorganizowano dwa odczyty popularne:

inż. W. Geisler — Możliwości lotów międzyplanetarnych,

dr J. Chmielowski — O niektórych zastosowaniach polarografii w biochemii.

Zorganizowano 17 odczytów dla młodzieży szkół średnich.

W ramach dokształcania najmłodszej kadry naukowej zorganizowano cykl referatów prowadzonych systemem seminaryjnym. Referaty wygłosili: dr K. Gostkowski, mgr M. Konopacki, mgr inż. A. Wierzbicki, mgr Z. Wajdowa.

W ramach współpracy z Towarzystwem Wiedzy Powszechnej w Katowicach kilku członków Oddziału wygłosiło referaty przystępne na aktualne tematy z dziedziny budowy materii, ultradźwięków itd.

Oddział Krakowski

W drugim półroczu 1956 r. odbyło się jedenaście zebrań naukowych, na których wygłoszono referaty:

k. n. W. Czyż — Oddziaływanie nukleonu z nukleonem przy wysokich energiach,

prof. dr H. Niewodniczański — Plan prac naukowych laboratoriów Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych,

doc. dr J. Janik — Oszacowanie wysokości bariery potencjalnej w drobinie merkaptanu metylowego za pomocą zjawiska rozpraszania neutronów,

mgr J. Hennel — Konferencja dotycząca techniki pomiarowej w Budapeszcie,

doc. dr J. Janik — Magnetyczne rozpraszanie neutronów powolnych,

doc. dr A. Hrynkiewicz — Reakcja termojądrowa w gazach w czasie wyładowania,

k. n. W. Czyż — Efekty polaryzacyjne w reakcji jądrowej,

prof. dr H. Niewodniczański — Spektroskopia jądrowa w Leningradzie,

prof. dr M. Mięśowicz — O pewnych zjawiskach elektromagnetycznych bardzo wysokich energii obserwowanych w emulsjach fotograficznych,

mgr L. Liszka — Stwierdzenie występowania linii elektrycznej kwadropolowej 2958 Å w widmie łukowym tlenu,

doc. dr J. Janik — Komunikat o wynikach dokładnych rachunków Kołosa dotyczących wpływów zderzeń nieelastycznych na przekrój czynny na rozproszenie neutronów w CH_3SH .

Zorganizowano cykl odczytów popularno-naukowych pod ogólnym tytułem: „W pogoni za tajemnicami przyrody — dokąd sięga oręż fizyki?”.
Poszczególne odczyty:

doc. dr J. Janik — Krótkie i długie czasy,

prof. dr J. Weysenhoff — Małe i duże rozmiary,

doc. dr A. Hrynkiewicz — Niskie i wysokie temperatury,

mgr O. Daszkiewicz — Niskie i wysokie częstotliwości,

prof. dr H. Niewodniczański — Niskie i wysokie ciśnienia,

Zorganizowano dwa odczyty w Sekcji Dydaktycznej.

Oddział Lubelski

W drugim półroczu 1956 r. odbyło się jedno zebranie naukowe, na którym mgr M. Subotowicz podał

sprawozdanie z VII Kongresu Astro-
nautycznego w Rzymie.

W dniach 16—19 grudnia 1956 r. odbyły się doroczne pokazy z fizyki zorganizowane przez Oddział oraz przez Zakład Fizyki Uniwersytetu MCS i Zakład Fizyki Wyższej Szkoły Rolniczej w Lublinie. W pokazach brali ponadto udział pracownicy naukowcy Zakładu Fizyki Akademii Medycznej w Lublinie oraz prof. dr W. Staszewski (Katolicki Uniwersytet Lubelski). W ciągu czterech dni trwania pokazów dano 12 seansów trzygodzinnych. Na każdej z trzech sal w czasie jednego seansu program powtarzany był trzykrotnie, tak że każdy z pokazów był objaśniany i demonstrowany 36-krotnie. Łącznie pokazy z Fizyki obejrzało 3500 osób, z tego uczniowie ze szkół prowincjonalnych w liczbie 1000 osób.

Oddział Łódzki

W drugim półroczu 1956 r. odbyło się jedno zebranie naukowe, na którym prof. E. Dmochowski wygłosił odczyt pt. Modelowe ujęcie budowy elektronu.

Zorganizowano trzy odczyty popularno-naukowe:

prof. A. Zawadzki — Budowa jądra atomowego,

mgr T. Tietz — Sposoby powstawania energii atomowej,

mgr H. Hofmohl — Wytwarzanie i zastosowanie energii atomowej.

Oddział Poznański

W drugim półroczu 1956 r. odbyły się cztery zebrania naukowe, na których wygłoszono referaty:

mgr J. Grycza — Wytwarzanie cienkich warstw i badanie ich własności magnetycznych,

mgr T. Hilczner — Najnowsze osiągnięcia techniki reaktorów atomowych,

prof. dr M. Kwiek — Doświadczenie ze sztucznym pogłosem,

prof. dr S. Loria — Sprawozdanie z podróży naukowej do Anglii (konferencja o ferrytach).

Zorganizowano odczyt popularno-naukowy prof. dra J. Weyssenhoffa pt. Fizyka najmniejszych i największych rozmiarów.

Zorganizowano cykl czterech odczytów na temat fizyki atomowej dla młodzieży szkół średnich.

Oddział Szczeciński

W drugim półroczu 1956 r. odbyły się dwa zebrania naukowe, na których wygłoszono referaty:

z. prof. mgr inż. Z. Ogrzewalski — Zastosowanie równania fali typu H_{01} do rozwiązania równania Schrödingera,

mgr T. Rewaj — Pomiar koercji materiałów ferromagnetycznych.

Zorganizowano trzy dwugodzinne pokazy z fizyki dla uczniów szkół średnich.

Oddział Toruński

W drugim półroczu 1956 r. odbyły się trzy zebrania naukowe, na których prof. k. n. K. Antonowicz wygłosił odczyty:

— O czasie relaksacji w rezonansie jądrowym,

— O aparaturze do pomiarów rezonansu jądrowego,

— Uwagi o konferencji ciała stałego w Sopocie.

Zorganizowano sto dwadzieścia jeden odczytów dla młodzieży szkół średnich w różnych miejscowościach.

Oddział Warszawski

W drugim półroczu 1956 r. odbyło się dziewięć zebrań naukowych, na których wygłoszono referaty:

prof. dr K. Zarankiewicz,
mgr O. Wołczek — Zasadnicze problemy astronautyki,

mgr Z. Sujkowski — Neutrino i antyneutrino,

prof. dr A. Sołtan — Otrzymywanie cząstek najwyższej energii,

mgr E. Skrzypczak — Jonizacja przez pary elektronowe,

prof. dr L. Sosnowski — Półprzewodnikowy rezonans-cykl w podczerwieni,

mgr T. Niewodniczański — Materia i antymateria,

mgr C. Dąbrowski — Sprawozdanie z pobytu w Anglii i Francji,

mgr Z. Sujkowski — Scyntylatory gazowe,

mgr P. Zieliński — Θ^0 i anti- Θ^0 ,

doc. B. B'uras — Wrażenia z pobytu w kilku pracowniach fizyki jądrowej w Stanach Zjednoczonych,

prof. dr L. Sosnowski, k. n. M. Suffczyński, mgr J. Auleytner — Ważniejsze prace Konferencji Sopotkiej,

mgr A. Feltynowski — Nowe postępy w mikroskopii elektronowej,

mgr P. Jaszczyn — Fotoluminescencja,

k. n. M. Suffczyński — Bremsstrahlung w kryształach,

prof. Z. Koba (Kyoto, Japonia) — Nowe dane doświadczalne o antynukleonach.

Zorganizowano 5 odczytów dla młodzieży szkolnej.

Zorganizowano odczyt prof. S. Pasierbińskiego dla wycieczki nauczycieli z Poznania — na odczyt wydano także 258 kart wstępu dla młodzieży szkół średnich.

Mgr J. Bogdanowicz i mgr Z. Ryll opracowali pogadanki dla audycji szkolnych Polskiego Radia.

Zorganizowano 44 pogadanki o studiach fizycznych w szkołach warszawskich, z tego dwie zostały zorganizowane w Instytucie na Hożej dla młodzieży spoza Warszawy.

Oddział Wrocławski

W drugim półroczu 1956 r. odbyło się osiem zebrań naukowych, na których wygłoszono referaty:

mgr B. Sujak — Wrażenia z pobytu w Austrii,

Prof. dr R. S. Ingarden — O ujemnych absolutnych temperaturach,

mgr W. Zientek — Uogólnienie hermitowskiej metody quasicząstek,

mgr A. Jaśkiewicz — Wpływ pola elektrycznego na przenikalność dielektryczną w ferroelektrykach,

mgr B. Sujak — O możliwości stosowania licznika G.M. do wykrywania przesunięć mechanicznych bez zastosowania izotopów promieniotwórczych,

mgr W. Żdanowicz — Oczyszczanie substancji metodą topienia strumieniowego,

mgr J. Mycielski — Teoria powstawania obrazów powierzchni przy zimnej emisji elektronów z metalu.

Zorganizowano 15 odczytów (z tego 5 we Wrocławiu) dla młodzieży szkół średnich.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, 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
Głiwice — 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. kand. n. ZDZISŁAW WILHELMI
Wrocław — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI

TREŚĆ

R. Mierzecki — Grzegorz Landsberg	275
W. Elenbaas — Pięćdziesięciolecie lampy rtęciowej	279
K. Majewski — Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych	291
S. W. Wonsowski — O pewnych zagadnieniach kwantowej wieloelektronowej teorii półprzewodników	301
G. Heber — O nowszych wynikach mezonowej teorii nukleonów	313
B. Buras — Ujemne temperatury bezwzględne	319
J. Sawicki — Polaryzacja nukleonów w reakcjach jądrowych	327
C. Dąbrowski — Doświadczalne reaktory jądrowe III	343
RECENZJE	
L. Landau, J. Smorodinski — Wykłady z teorii jądra atomowego (P. Zieliński)	375
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Konferencja poświęcona zagadnieniu emisji egzoelektronów, Innsbruck (B. Sujak)	377
Pierwsza europejska konferencja mikroskopii elektronowej, Sztokholm (A. Feltynowski)	377
Polsko-Czechosłowacka Konferencja Fizyki Ciała Stałego, Sopot (J. Auleytner)	379
Konferencja spektroskopii jądrowej, Leningrad (A. Hrynkiewicz)	386
KORESPONDENCJE	391
KRONIKA	395