

ZAKŁAD FIZYKI
Instytut Fizyki im. Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM VII

ZESZYT 5

1956

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 2717 (2615+102)	Oddano do składania 19.VII.56
Ark. wyd. 8.8. ark. druk. 7,75	Podpisano do druku 20.X.56
Druk sat. V kl. 80 gr. 70×100	Druk ukończono 28.X.56
Cena zł 11.—	Zamówienie nr 1079c/56. B-011

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa



HENRI BECQUEREL

Henri Becquerel

Promieniowanie uranu*

W roku bieżącym upływa 60 lat od odkrycia promieniotwórczości przez H. Becquerela. Poniżej drukujemy przekład komunikatu, w którym H. Becquerel donosi o tym odkryciu.

Na jednym z poprzednich posiedzeń p. Ch. H e n r y podał do wiadomości, że umieszczenie fosforyzującego siarczku cynku na drodze promieni wysyłanych z lampy Crookes'a wzmagają natężenie promieniowania przechodzącego przez aluminium.

Następnie p. N i e w e n g l o w s k i zauważył, że fosforyzujący siareczek wapnia wysyła promieniowanie, które przenika przez ciała nieprzejrzyste.

To samo zjawisko zostało stwierdzone dla kilku innych substancji fosforyzujących, a w szczególności dla soli uranu, których fosforescencja trwa bardzo krótko.

Z podwójnym siarczanem uranowo-potasowym, którego kryształy posiadam w postaci cienkiego, przezroczystego osadu, wykonałem następujące doświadczenie.

Kliszę fotograficzną Lumière'a zawinałem w dwa arkusze grubego czarnego papieru, tak grubego, że na kliszy nie pojawiło się zaciemnienie po całodziennym ekspozycji na światło słoneczne. Na papierze położyłem naczynie z substancją fosforyzującą i całość wystawiłem na działanie światła słonecznego na kilka godzin. Po wywołaniu kliszy zobaczyłem sylwetkę substancji promieniotwórczej, która na negatywie wystąpiła czarno. Kiedy między substancją fosforyzującą a papierem umieszczałem monetę lub blaszkę metalową z wycięciami — obrazy tych przedmiotów ukazywały się na negatywie. Doświadczenia te można również wykonywać z cienką płytką szklaną między substancją fosforyzującą a papierem, co wyklucza możliwość oddziaływania chemicznego przez pary substancji, wydzielane przy ogrzaniu przez promienie słoneczne.

* Comptes Rendus 122, 420 (1896).

Możemy więc z tych doświadczeń wyciągnąć wniosek, że omawiane substancje fosforyzujące wysyłają promieniowanie przenikające przez papier nieprzezroczysty dla światła i redukujące sole srebra.

Szczególny nacisk kładę na fakt, który wydaje mi się ogromnie ważny i sprzeczny ze zjawiskami, których zaobserwowania należałoby się spodziewać. Te same kryształy, tak samo umieszczone względem klisz i oddziaływające poprzez te same zasłony, ale chronione od wzbudzenia przez promieniowanie padające i trzymane w ciemności, dają te same efekty fotograficzne. Mogę opowiedzieć, jak doszedłem do tego spostrzeżenia: pewne doświadczenia poprzednio wspomniane zostały przygotowane na wtorek 26 i na środę 27 lutego, a że w tych dniach słońce ukazywało się jedynie sporadycznie, zachowałem swoje zestawy w pogotowiu, chowając klisze wraz z osadem soli uranu do ciemnej szuflady. Wobec tego, że słońce nie pokazało się i przez szereg następnych dni, wywołałem w dniu 1 marca klisze, oczekując wystąpienia tylko bardzo nikłych obrazów. Tymczasem przeciwnie — sylwetki wystąpiły bardzo mocno. Od razu pomyślałem, że proces może odbywać się w ciemności i przeprowadziłem następujące doświadczenie.

Na dnie pudełka z nieprzezroczystej tektury położyłem kliszę fotograficzną, a na czulej powierzchni umieściłem skorupkę soli uranowej, wypukłą, a więc stykającą się z emulsją w kilku punktach. Następnie na tej samej kliszy położyłem drugą skorupkę tej samej soli, oddzieloną od emulsji cienkim szkiełkiem. Czynności te dokonane były w ciemni. Pudełko zostało zamknięte, włożone do drugiego tekturowego pudełka i odłożone do szuflady.

To samo zrobiłem z kasetą zamkniętą blachą aluminiową. Włożyłem klisze do kasety, na której położyłem nieco soli uranowej. Po upływie pięciu godzin wywołałem klisze i czarne sylwetki krystalicznych skoruppek ukazały się tak, jak w poprzednich doświadczeniach, jak gdyby kryształy fosforyzowały pod działaniem światła. W przypadku soli uranowej bezpośrednio na kliszy działanie w punktach styku było nieco inne niż w innych częściach, gdzie substancja odległa była od emulsji o parę milimetrów. Różnicę można przypisać różnicy odległości źródła aktywnego promieniowania. Działanie bryłki oddzielonej od emulsji płytką szklaną było nieco osłabione, ale kształt bryłki był bardzo dobrze odwzorowany. Wreszcie przy przejściu przez blachę aluminiową działanie było znacznie osłabione, ale jednak bardzo wyraźne.

Należy zwrócić uwagę na to, że nie wydaje się możliwe przypisanie tego zjawiska promieniowaniu wysyланemu przy fosforescencji, bo promieniowanie to po jednej setnej sekundy staje się tak słabe, że jest zaledwie dostrzegalne.

Przed paru miesiącami pokazałem, że sole uranu wysyłają promieniowania, których istnienie nie było dotychczas znane, i że te promieniowania posiadają godne uwagi właściwości, podobne do właściwości badanych przez p. Röntgena. Promieniowania soli uranowych wysyłane są nie tylko wtedy, kiedy substancje te wystawione są na światło, ale również wtedy, kiedy są trzymane w ciemności. Bryłki różnych soli chronione od wszelkich znanych promieniowań wzbudzających przez przeszło dwa miesiące stale wysyłały nowe promieniowania nieomal bez dostrzegalnego osłabienia. Od 3 marca aż do 3 maja substancje te zamknięte były w pudełku z nieprzezroczystej tektury. Od 3 maja leżały w podwójnej skrzynce ołowianej, która nigdy nie była wynoszona z ciemni. Bardzo proste urządzenie pozwala wsunąć kliszę pod czarny papier, rozpięty równoległe do dna skrzynki, w której leżą podlegające próbie substancje bez narażenia tych substancji na jakiegokolwiek promieniowanie, nie przechodzące przez ołowiane ścianki.

W tych warunkach badane substancje nadal wysyłały aktywne promieniowanie.

Wszystkie badane przeze mnie sole uranu, niezależnie od tego, czy fosforyzują pod wpływem światła czy też nie i czy są w postaci kryształów, czy roztworu, dały ten sam wynik. Dochodzę więc do wniosku, że zjawisko jest spowodowane obecnością pierwiastka uranu w tych solach i że metal dawałby efekty o większym natężeniu niż jego związki. Przeprowadzone przed kilku tygodniami doświadczenie ze sproszkowanym uranem handlowym, który długi czas znajdował się w mojej pracowni, potwierdziło te przypuszczenia. Efekt fotograficzny jest niewątpliwie silniejszy niż spowodowany przez którąkolwiek sól uranową, a w szczególności przez siarczek uranowo-potasowy.

Przed ogłoszeniem tego wyniku czekałem, żeby nasz kolega, p. Moissan, którego piękne badania nad uranem zostały właśnie ogłoszone, mógł oddać do mojej dyspozycji niektóre produkty przygotowane przez siebie. Wyniki były jeszcze bardziej wyraźne i zacierzenia kliszy poprzez czarny papier były znacznie mocniejsze przy użyciu krystalicznego uranu i węglika uranowego niż przy użyciu krystalicznego siarczku, działającego na tę samą kliszę dla porównania.

Ta sama różnica występuje także w zjawisku rozładowania ciał naelektryzowanych. Uran metaliczny wywołuje utratę naboju prędszą niż sole uranowe.



IRENA JOLIOT-CURIE

Cezary Pawłowski

Zakład Radiologii
Politechniki Warszawskiej

Irena Joliot-Curie

1897—1956

Dnia 17 marca 1956 r. zmarła Irena Joliot-Curie, jedna z najwybitniejszych specjalistek w dziedzinie radiochemii i fizyki jądrowej. Przez śmierć jej nauka światowa, a zwłaszcza nauka francuska poniosła dotkliwą stratę. Zgon jej był głęboko odczuty przez szersze warstwy społeczeństwa francuskiego, jak również i innych krajów, a przede wszystkim w Polsce.

Irena Joliot-Curie była powszechnie znana jako wybitna działaczka społeczna, walcząca nieustannie o pokój światowy. Prawością i szlachetnością swego charakteru Irena Joliot-Curie pozyskiwała szacunek i przywiązanie swojego otoczenia, które miało możliwość bliższego poznania jej zalet jako uczoney i jako człowieka.

Irena Curie była córką Marii Curie-Skłodowskiej, znakomitej uczoney o światowej sławie. Wpływ matki na Irenę Curie był bardzo duży. Daje się to zauważyć w kształtowaniu charakteru dziecka, w rozwijaniu się jego światopoglądu, w upodobaniach do nauki, a w późniejszym okresie w jego ustosunkowaniu się do społeczeństwa. Silnie rozwinięte zamiłowanie do nauk ścisłych, jak również do chemii było wynikiem oddziaływania matki. Od najmłodszych lat Irena Curie zdradzała nieprzeciętne zdolności do matematyki i fizyki. Nie ma żadnej wątpliwości, że przyjazny stosunek do Polski Ireny Joliot-Curie, jej uczucia sympatii do narodu polskiego rozwinęły się też pod wpływem Marii Curie-Skłodowskiej. Irena Curie-Joliot niejednokrotnie sama publicznie oświadczała, że wiele podstawowych cech swego charakteru odziedziczyła po swojej matce. Podobnie jak matka poświęcała wiele czasu sprawom społecznym, pomimo wytężonej, silnie absorbującej pracy naukowej.

Już w czasie studiów uniwersyteckich brała czynny udział, jako członek Związku Kobiet Francuskich, w walce z utrzymującymi się we Francji konserwatywnymi poglądami na stanowisko społeczne kobiety.

Była jedną z najaktywniejszych bojowniczek domagających się całkowitego równouprawnienia kobiet w życiu państwowym.

Irena Joliot-Curie, przemawiając na jednym z uroczystych obchodów zorganizowanych przez francuskich uczonych w celu uczczenia jej wspaniałych osiągnięć naukowych, w krótkich słowach wyraźnie podkreśliła rolę matki w wyrobieniu swoich poglądów społecznych: „Jej nieustępliwa walka o całkowite równouprawnienie kobiet, Jej bunt wobec układu społecznego, Jej nieugięte pragnienie osiągnięcia pokojowego porozumienia się narodów wywarły na mnie głęboki wpływ”.

Irena Curie po ukończeniu w r. 1914 liceum przyrodniczo-matematycznego rozpoczęła studia wyższe na Wydziale Nauk Ścisłych Uniwersytetu Paryskiego, które przerwała w połowie 1916 roku, wstępując do służby radiologicznej francuskiego Czerwonego Krzyża, zorganizowanej i kierowanej w czasie pierwszej wojny światowej przez Marię Curie-Skłodowską. Po zakończeniu tej wojny w 1918 roku Irena Curie wraca do swojej uczelni i po kilku latach studiów staje w szeregach pracowników naukowych, prowadzących badania w Laboratorium Curie Instytutu Radowego w Paryżu.

Praca w Instytucie w gronie doświadczonych kolegów umożliwiła jej szybkie opanowanie techniki laboratoryjnej, tak że po kilku latach staje się ona pożytecznym i wartościowym pracownikiem naukowym tego Instytutu i przyczynia się w znacznym stopniu do organizacji i uruchomienia pracowni dydaktycznych dla studentów w jego nowym budynku, którego budowę rozpoczęto w okresie przedwojennym, a zakończono ostatecznie w 1920 roku. Przyczyniła się ona również do organizacji zakładowej pracowni pomiarowej (Service de mesures), utworzonej przy Instytucie celem wykonywania zleceń skierowywanych przez różne instytucje państwowe, przemysłowe i naukowe.

Po uzyskaniu absolutorium w 1923 roku rozpoczęła pod kierownictwem swej genialnej matki pracę badawczą nad własnościami promieni α wysyłanymi przez naturalne ciała promieniotwórcze. W tym czasie Paryski Instytut Radowy był już dużą pracownią naukową o wyrobionej opinii światowej i stopniowo nabierał charakteru międzynarodowej placówki naukowej. Pracują tam nie tylko studenci i uczeni francuscy, lecz również ubiegają się o przyjęcie do tego ośrodka wiedzy liczni cudzoziemcy z różnych krańców świata. Laboratorium było udostępnione dla pracowników naukowych wszelkich narodowości, jedynym warunkiem przyjęcia ich do Instytutu były odpowiednie kwalifikacje naukowe. Pracami badawczymi w Instytucie do 1926 roku kierowała bezpośrednio Maria Curie-Skłodowska. W okresie późniejszym w znacznym stopniu wyręczała ją Irena Curie. Po otrzymaniu nominacji na star-

szego asystenta Instytutu Radowego zostaje ona przydzielona do pracowni badawczych i zajmuje wówczas jedno z czołowych stanowisk wśród naukowych pracowników Instytutu, okazując dużą pomoc swej matce w kierowaniu pracami badawczymi.

W pierwszym okresie swojej działalności naukowej Irena Curie prowadzi badania nad własnościami promieniowania α . Szczególną uwagę zwraca na pierwiastek, odkryty przez M. Curie-Skłodowską, któremu nasza wielka Rodaczka nadała nazwę polonu na część swej ojczyzny. Pierwiastek ten dzięki swoim własnościom w wielu przypadkach stwarzał korzystniejsze warunki badań w porównaniu z innymi pierwiastkami promieniotwórczymi.

Celem prac Irenej Curie, rozpoczętych w 1922 roku, było dokładne wyznaczenie liczby cząstek α wysyłanych przez preparaty polonowe o określonej aktywności, zbadanie jonizacji wytworzonej przez cząstki α wzdłuż ich torów, dokładne wyznaczenie zasięgów tych cząstek i znalezienie ich energii. Badania były jednocześnie wykonywane dwiema metodami pomiarowymi: 1) metodą komór jonizacyjnych i 2) metodą wilsonowską. Wyniki tych prac, prowadzonych w ciągu trzech lat, zostały opublikowane w pięciu komunikatach Francuskiej Akademii Nauk i stały się podstawą do rozprawy doktorskiej pt. „O własnościach promieni α “, ogłoszonej w 1925 roku w czasopiśmie *Annales de Physique*.

Prace Irenej Curie zapoczątkowały w Instytucie Radowym nowy kierunek badań, obejmujący własności promieniowania α i działanie jego na ośrodki materialne.

W r. 1925 Irena Curie z fizykiem czeskim F. Bechoungkiem wyznaczyła za pomocą metody jonizacyjnej krzywą Bragga, która daje przebieg jonizacji wzbudzonej w powietrzu lub w innych gazach wzdłuż toru cząstki α . Z pracą tą ściśle wiążą się prace wykonane przez Irenej Curie i Fryderyka Joliot, dotyczące liczby jonów powstających w powietrzu pod działaniem promieni pierwiastka RaC. Prace te były prowadzone w latach 1927—1929.

W 1925 roku Irena Curie wspólnie z japońskim fizykiem N. Yamada wykonała badania grup promieni α o długich zasięgach. Początkowo wyznaczono długie zasięgi metodą scyntylicyjną w gazach, których ciśnienia stopniowo zwiększano. Emisję cząstek α o długich zasięgach wykryto dla pierwiastków Ra (C + C') i Th (C + C'). Znacznie później Irena Curie, stosując metodę śladów mgiełkowych torów cząstek α , stwierdziła w 1931 roku, że również w przypadku Ac (C + C') występują promienie α o bardzo długich zasięgach.

Poza tym Irena Curie zajmowała się wyznaczaniem okresu połowicznego zaniku pierwiastków promieniotwórczych. W 1924 roku wy-

konała wspólnie z C. Chamie pracę o zaniku promieniotwórczości emanacji radonu.

W 1929 roku Maria i Irena Curie wyznaczyły stałą zaniku radu D. Pomiary prowadzono przez dłuższy czas w znacznych odstępach czasu ze względu na stosunkowo długi okres półtrwania tego pierwiastka, wynoszący około 19,5 lat.

Jedna z pierwszych prac Irenej Curie, wykonana razem z G. Fournier w 1923 roku, wchodziła w zakres badań własności promieniowania γ , wysyłanego przez pierwiastki RaA i RaC. Do tych badań zastosowano metodę absorpcyjną i stwierdzono, że promieniowania te są względnie miękkie i odpowiadają częstościom promieniowania X charakterystycznego serii K i L tych dwóch pierwiastków.

W roku 1926 Irena Curie wyszła za mąż za młodego, utalentowanego inżyniera Fryderyka Joliot, człowieka o wielkiej intuicji i pomysłowości, entuzjastę nauki. Fryderyk Joliot ukończył Paryską Szkołę Inżynierską fizyki i chemii przemysłowej. Profesorem fizyki w tej szkole był powszechnie znany fizyk francuski P. Langevin. Joliot był bardzo ceniony przez swego nauczyciela i dzięki niemu udało mu się dostać do pracowni Instytutu Radowego.

Wybór Irenej Curie okazał się bardzo szczęśliwy. Po ślubie oboje małżonkowie stale pracują razem. Większość wspólnie wykonanych prac ogłaszali razem, tak jak to czynili Piotr i Maria Curie. Jednakowe zainteresowania, wspólne dążenia do wiedzy, bezgraniczne przywiązanie do nauki przyczyniły się do genialnych zdobyczy naukowych Irenej i Fryderyka Joliot-Curie.

W 1929 roku, gdy w Instytucie Radowym w Paryżu wyczuwano w znacznym stopniu konieczność posiadania silnych źródeł promieniowania α , zdecydowano przystąpić do opracowania metod otrzymywania silnych preparatów polonowych. Otrzymywanie silnych źródeł promieniotwórczych w Paryskim Instytucie Radowym było wykonywane pod osobistym kierownictwem Marii Curie-Skłodowskiej. W tych pracach obok innych odpowiednio wykwalifikowanych pracowników brała czynny udział Irena Curie. Do opracowania nowych metod otrzymywania silnych preparatów polonu przystępuje również Joliot. Od wyników tej pracy zależała możliwość rozpoczęcia badań nad wymuszonym rozpadem jąder atomowych pod działaniem promieniowania α polonu.

Opracowana przez Irenę i Fryderyka Joliot-Curie technika otrzymywania źródeł polonowych o dużej aktywności przyczyniła się wkrótce do dwóch wielkich odkryć w dziedzinie fizyki jądrowej: 1) do

odkrycia neutronów i 2) stwierdzenia możliwości otrzymywania sztucznych ciał promieniotwórczych.

Odkrycie neutronów nie było osiągnięte od razu, a odbywało się etapami. Najpierw niemieccy uczeni *Bothe* i *Becker* stwierdzili, że beryl pod działaniem intensywnej wiązki promieni alfa wysyła bardzo przenikliwe promieniowanie, które było uznane przez wspomnianych badaczy za promieniowanie γ . Szczegółowe badania tego promieniowania przez małżonków *Joliot-Curie* pozwoliły wykryć szereg niespodziewanych jego własności. Wykryte promieniowanie berylowe w odróżnieniu od promieniowania gamma okazało się silniej pochłanianym w lekkich pierwiastkach (wodrze, licie itd.) niż w pierwiastkach ciężkich (ołowiu), co wskazywało na inny mechanizm pochłaniania tego promieniowania aniżeli promieni γ . Prace te obejmują lata 1931—1932.

Zdobyty w poprzednich doświadczeniach bogaty materiał pozwolił angielskiemu uczonemu *Chadwickowi* znaleźć ostateczny i niezaprzeczalny dowód istnienia neutronu. Widzimy więc, że w odkryciu neutronu brali w rzeczywistości udział uczeni trzech krajów; jest to jednym z przykładów wskazujących, do jak doniosłych odkryć może przyczynić się międzynarodowa współpraca uczonych.

Irena Curie i *Fryderyk Joliot* rozpoczęli następnie serię dalszych doświadczeń, które doprowadziły do nowego odkrycia; stwierdzono, że kwant promieniowania γ może dać parę elektronową: elektron dodatni (pozyton) i elektron ujemny (negaton).

Zjawisko to wykryli posługując się metodą torów mgiełkowych w polu magnetycznym. Przez nich zostało stwierdzone, że emisja pozytonu nie jest wywołana przez neutrony, lecz przez fotony o bardzo dużych energiach. Według otrzymanych wyników liczba obserwowanych pozytonów na ogół silnie wzrasta dla pierwiastków o większych liczbach atomowych. Małżonkom *Joliot-Curie* udało się otrzymać zdjęcie wilsonowskie, na którym zostały uwidocznione dwa tory elektronowe, pochodzące z jednego punktu i zakrzywione w kierunkach przeciwnych, co świadczyło o posiadaniu przez te cząstki ładunku elektrycznego o znakach przeciwnych.

W 1934 roku *Irena* i *Fryderyk Joliot-Curie*, posługując się bardzo silnymi preparatami polonowymi, odkryli nowe zjawisko — sztuczną promieniotwórczość, czyli promieniotwórczość wywoływaną w zwykłych pierwiastkach chemicznych przez uprzednie działanie na nich promieniowania α . Stwierdzono, że takie pierwiastki, jak glin, bor, pod wpływem promieniowania α stają się źródłami innego promieniowania; po usunięciu źródła promieni α tę pierwiastki przez pewien czas wysyłały

dodatnie elektrony-pozytony. Praca małżonków Joliot-Curie dotycząca sztucznej promieniotwórczości zdobyła wielkie uznanie i rozgłos w całym świecie naukowym. Odkrycie tego zjawiska pociągnęło za sobą w okresie kilku pierwszych tygodni wykrycie 60 nowych promieniotwórczych odmian znanych od dawna pierwiastków chemicznych. Za to odkrycie, które wciągnęło do pracy badawczej setki naukowców i przyczyniło się do gwałtownego postępu wiedzy, Szwedzka Akademia Nauk przyznała w 1935 roku Irenie i Fryderykowi Joliot-Curie nagrodę Nobla.

Liczba wykrywanych izotopów promieniotwórczych stale wzrastała; były one otrzymywane różnymi sposobami, nie tylko za pomocą promieniowania α , ale również użyto do tego celu i innych cząstek materialnych; protonów, deuteronów i neutronów.

Odkrycie sztucznej promieniotwórczości odsłoniło szerokie perspektywy nie tylko dla fizyki i chemii, ale również i dla innych dziedzin wiedzy. Możliwość otrzymywania licznych odmian różnych pierwiastków promieniotwórczych — izotopów promieniotwórczych znacznie poszerzyła zakres zastosowania ciał promieniotwórczych w biologii, medycynie, technice, a nawet w przemyśle. Wspaniałe wyniki prac córki i zięcia sprawiły wiele radości Marii Curie-Skłodowskiej w ostatnich latach jej życia. Przez 10 lat Irena Joliot-Curie była najbliższym współpracownikiem naukowym swej matki. Nie tylko uczucia rodzinne wiązały je ze sobą, lecz wspólny cel, wspólne dążenia do osiągnięcia najgłębszych tajemnic natury. Po śmierci M. Curie-Skłodowskiej Irena Joliot-Curie obejmuje faktyczne kierownictwo Instytutu Radowego w Paryżu, chociaż dyrektorem jego został mianowany prof. A. Debierne, dawny współpracownik Piotra i Marii Curie, odkrywca aktynu. W krótkim czasie po jego śmierci dyrektorem tego Instytutu została Irena Joliot-Curie. Na tym stanowisku pozostawała do końca życia. Pod jej osobistym kierownictwem były prowadzone głównie prace nad własnościami pierwiastków promieniotwórczych należących do szeregu aktynowego.

W ciągu trzydziestoletniej działalności naukowej Irena Joliot-Curie opublikowała trzydzieści parę prac, nie licząc w tym szeregu artykułów o treści popularnej. Większość prac naukowych była ogłoszona wspólnie z Fryderykiem Joliot. Były to przeważnie komunikaty przedstawiane we Francuskiej Akademii Nauk.

Irenie Joliot-Curie należy zawdzięczać ostateczną redakcję i pośmiertne wydanie dzieła naukowego jej matki z 1935 roku pt. „Radioactivité”. Praca została przetłumaczona na język polski i wyszła w trzech wydaniach w latach 1939, 1948 i 1954.

Wśród prac Ireny Joliot-Curie znajdują się również i większe monografie poświęcone zagadnieniom opracowanym przez nią. W 1946 roku Irena Joliot-Curie napisała książkę pod tytułem „Naturalne pierwiastki promieniotwórcze”. Są tu przedstawione wyniki badań prowadzonych w Instytucie przez nią samą i przez jej współpracowników. Książka ta została przełożona na język polski w 1954 roku. Jako dyrektor Instytutu Radowego w Paryżu Irena Joliot-Curie, idąc śladami swej matki, również wykazywała wielką aktywność naukową. Pod jej kierownictwem w okresie 15 lat było wykonanych 28 prac naukowych, z których na największą uwagę zasługują: 1) prace M. Machelet, wykonane w latach 1939—1945, dotyczące wyodrębniania lub zwiększania koncentracji uranu X, radioaktywnu, aktywnu i proaktywnu z dużych ilości substancji, 2) prace M. Perey, wykonane w latach 1939—1946, dotyczące odkrycia aktywnu K (Francu).

Prócz zagadnień o charakterze czysto naukowym Irenę Joliot-Curie bardzo interesowały sprawy nauczania i wychowania młodzieży studiującej. W 1936 roku została powołana na podsekretarza stanu ministerstwa oświecenia publicznego. Na tym stanowisku wiele czasu poświęcała organizacji na większą skalę prac naukowo-badawczych w pracowniach wyższych uczelni i instytutów badawczych. Stałą jej troską było uzyskanie w ministerstwie większych kredytów na prowadzenie badań naukowych.

W uznaniu zasług dla nauki, dla postępu wiedzy w dziedzinie fizyki atomowej szereg instytucji naukowych francuskich, jak również zagranicznych nadało Irenie Joliot-Curie najwyższe odznaczenia naukowe. Została ona powołana na członka — korespondenta Akademii Nauk ZSRR, na członka rzeczywistego Belgijskiej Akademii Medycznej. W 1954 roku Polska Akademia Nauk wybrała ją na swojego rzeczywistego członka. Irena Joliot-Curie otrzymała wiele doktoratów *honoris causa*. Takie doktoraty były jej nadane przez polskie wyższe uczelnie: przez Uniwersytet Jagielloński w Krakowie i przez Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie; poza tym przez Uniwersytety zagraniczne — w Oslo, Edynburgu i w Delhi.

Irena Joliot-Curie do końca życia zachowała wielką życzliwość dla polskiej nauki i dla polskich naukowców przebywających na studiach w paryskim Instytucie Radowym. W ostatnich latach mieliśmy szereg dowodów szczerzej jej przyjaźni dla Polski. W okresie ubiegłego dziesięciolecia Irena Joliot-Curie pomimo złego stanu zdrowia kilkakrotnie odwiedziła Warszawę, wykazując duże zainteresowanie odbudową zniszczonych w czasie wojny placówek naukowych oraz postępami polskiej nauki, której rozwój był zahamowany w czasie wojny.

W 1950 roku na II Światowym Kongresie obrońców Pokoju została obrana na członka Światowej Rady Pokoju. Godność tę przyjęła ze wzruszeniem, jako ideowy bojownik, którego nieugiętym pragnieniem było osiągnięcie pokojowego porozumienia się narodów, prowadzącego do ich szczęśliwego współżycia i niezakłóconej współpracy dla dalszego rozwoju nauki, zapewniającego dobrobyt całej ludzkości.



PIOTR CURIE
1859—1906

Stanisław Kapiszewski
Zakład Fizyki WSR w Lublinie

Życie i działalność Piotra Curie 1859—1906

Piotr Curie był jednym z najznakomitszych fizyków na przełomie XIX i XX w. Jego intuicja naukowa i szlachetność serca budziły wśród współczesnych, a także znajdują w czasach obecnych uznanie i szacunek. Dzieła Piotra Curie zebrane w tomie liczącym ponad 600 stron, świadczą o jego zainteresowaniu różnymi działami fizyki i związanymi z nią naukami. Dziedziną, którą specjalnie lubił, była symetria zjawisk fizycznych. Powszechnie znane są jego prace dotyczące ciał radioaktywnych. Prowadził na szeroką skalę zakrojone badania nad magnetycznymi własnościami ciał, odkrył i zbadał wraz z bratem Jakubem nowe zjawisko fizyczne: piezoelektryczność. Zbudował szereg nowych przyrządów fizycznych: układ wykorzystujący kwarc piezoelektryczny, wagę aperiodyczną z bezpośrednim odczytywaniem najmniejszych ciężarków, nowy typ elektrometru kwadrantowego i kondensatora z pierścieniem ochronnym. Krystalografia, fizyka jądrowa, geologia, medycyna, a także inne gałęzie nauki zaczerpnęły z prac badawczych Piotra Curie szereg podstawowych praw i metod eksperymentalnych.

Odkrywca radu urodził się w Paryżu 15 maja 1859 r. Ojciec jego dr Eugeniusz Curie mógłby zapewne dzięki swym nieprzeciętnym zdolnościom zostać uczonym dużej miary, gdyby obowiązki rodzinne i niesprzyjające koleje życia nie zmusiły go do prywatnej praktyki lekarskiej. Był on człowiekiem o wysokiej kulturze intelektualnej i o postępowych przekonaniach politycznych. Jego antyklerykalne poglądy znalazły wyraz w tym, iż nie ochrzcił swych synów Jakuba i Piotra oraz wychował ich w całkowitym odizolowaniu od religii. Wszczepiał im natomiast od lat najmłodszych głębokie umiłowanie przyrody, zapoznając ich z jej pięknem podczas długich wycieczek za miasto. Ojciec bardzo dbał o rozwój umysłu swych synów i doceniając ich niepospolitą indywidualność, nie chciał, by ją ztratili w szkole powszechnej czy średniej. Piotr skłonny był do marzeń i do kontemplacji. Lubił, gdy myśl jego biegła własnymi drogami, z dala od utartych szlaków. Początkowo uczyła

go matka, a następnie ojciec i brat. Nauka ta z natury rzeczy nie była systematyczna i nie dała mu pełnego zasobu wiedzy; nie zawierała jednak dogmatów i przesądów.

W 14 roku życia Piotra sprawę jego dalszej nauki przekazano znakomitemu nauczycielowi, A. Bazille, który zapoznał młody umysł z matematyką elementarną i specjalną, a także uzupełnił jego braki w zakresie łaciny. Bazille szeroko rozwinął zdolności i zainteresowania Piotra dotyczące matematyki i geometrii, a także ukształtował jego wyobraźnię przestrzenną, tak potrzebną w badaniach krystalograficznych.

Po zdaniu egzaminu dojrzałości w 16 roku życia Piotr zdecydował się na studia fizyczne. Na wykłady i ćwiczenia praktyczne z fizyki uczęszczał do Sorbony, zaś swe zdolności eksperymentatora kształcił w laboratorium prof. Leroux w Szkole Farmaceutycznej. Po dwóch latach wyteżonej pracy uzyskał Curie licencjat z fizyki i jako dziewiętnastoletni młodzieniec rozpoczął pracę w charakterze asystenta prof. Dessainsa na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Paryskiego, gdzie przez 5 lat sprawował nadzór nad eksperymentalnymi pracami studentów. W tym czasie publikuje 7 prac. Już pierwsza z nich wykonana wspólnie z Dessainsem wykazała jego nieprzeciętne zdolności. Tematem pracy był pomiar długości fal cieplnych za pomocą siatki i stosu termoelektrycznego. Siatka została wykonana bardzo precyzyjnie z cienkich drucików metalowych o średnicy $\frac{1}{8}$ mm. Stała siatki wynosiła 0,252 mm. Długości mierzonych fal zawierały się w granicach od 5880 Å do 70 000 Å.

Praca zawodowa zmusza Piotra do wkroczenia w wir życia, zabiera upragniony spokój i samotność. 20-letni młodzieniec pisał w swoim dzienniku: „Kiedy krążąc powoli myśl moja usiłuje się rozpedzić, wtedy czyjeś słowo, opowiadanie, jakiś dziennik, wizyta zatrzymują mnie nieraz i mogą cofnąć lub opóźnić na zawsze chwilę, kiedy zdobywszy dostateczną szybkość myślenia mógłbym bez względu na otoczenie skupić się w sobie samym. Musimy jeść, pić, spać, odpoczywać, kochać — przechodzić obok najcenniejszych darów życia, ale nie poddać się im. Trzeba, aby mimo to wszystko myśli, którym się człowiek poświęcił, choć sprzeczne z naturą ludzką, zachowały przewagę i niewzruszony swój bieg w biednej głowie. Trzeba życie uczynić marzeniem, a marzenia rzeczywistością...” [1].

Po krótkim okresie znalazł Piotr właściwą dla swego intelektu atmosferę twórczej pracy. Wraz z bratem Jakubem, starszym o trzy i pół roku, asystentem prof. Friedla w laboratorium mineralogicznym Sorbony, rozpoczyna pracę poświęconą elektrycznym własnościom krysz-

tałów. Obaj bracia zainteresowali się zjawiskiem piroelektrycznym polegającym na tym, iż ścianki pewnych kryształów (np. kryształów turmalinu i kwarcu) ładują się nabojami znaków przeciwnych, jeżeli temperatura kryształu ulega zmianie. W oparciu o prawa symetrii kryształów młodzi fizycy wykryli nowe zjawisko: piezoelektryczność. Ma ono wiele cech analogicznych z poprzednim. Przy ściskaniu lub przy rozciąganiu kryształów wzdłuż pewnych osi otrzymujemy na ściankach kryształu ładunki elektryczne. W pracy pt. „*Lois du dégagement de l'électricité par pression dans la tourmaline*” (Oeuvres de Pierre Curie, Paris 1908, str. 15), wykonanej wspólnie z Jakubem, są podane prawa, którym odkryte zjawisko podlega:

1. Na dwu końcach turmalinu wyzwalają się równe ilości elektryczności przeciwnych znaków.

2. Ilość elektryczności wyzwolona przez pewne zwiększenie ciśnienia jest przeciwnego znaku, ale równa ilości wywołanej przez takie same zmniejszenie ciśnienia.

3. Ta ilość elektryczności jest proporcjonalna do zmiany ciśnienia.

4. Jest ona niezależna od długości turmalinu.

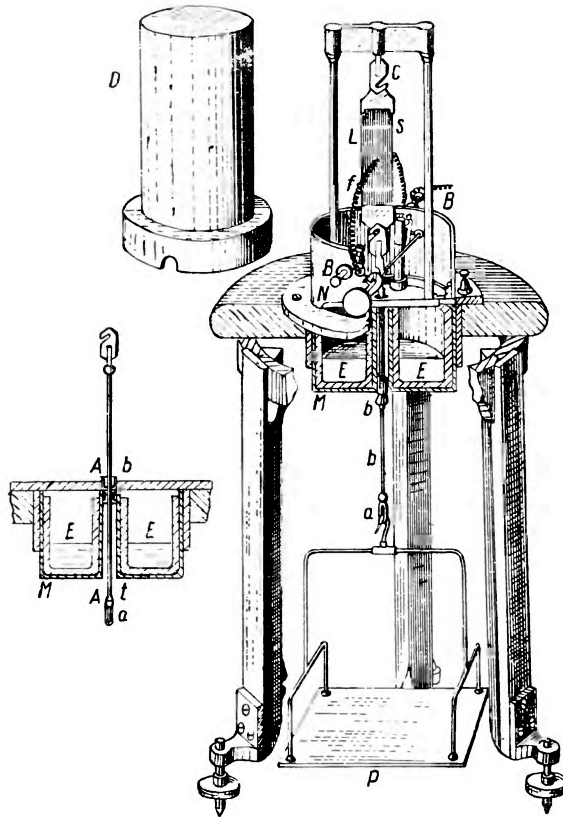
5. Przy tej samej zmianie ciśnienia na jednostkę powierzchni jest ona proporcjonalna do powierzchni kryształu.

W kilka lat później podaje Curie prawa ilościowe odnoszące się do zjawiska piezoelektrycznego. Jedno z nich głosi, iż ładunek elektryczny q powstały wskutek działania na piezokwarc siły f jest równy iloczynowi tej siły i pewnej stałej K zwanej stałą piezoelektryczną

$$q = Kf$$

W celu zmierzenia niewielkich różnic potencjałów na ściankach kryształu zbudowali bracia Curie elektrometr aperiodyczny typu kwadrantowego i podali jego dokładną teorię. Przyrząd ten został później nazwany elektrometrem Curie. Następnie zajęli się badaniami zmierzającymi do wykazania efektu, który w oparciu o termodynamiczną interpretację zjawiska piezoelektryczności przewidział prof. Lippman. Chodziło o wykazanie odkształceń, którym miał podlegać kwarc umieszczony w polu elektrycznym. Odpowiednie eksperymenty były trudne do przeprowadzenia, gdyż według teoretycznych obliczeń odkształcenia powinny być niewielkie. Przy różnicy potencjałów 14.8 j.e.s. potencjału otrzymano odkształcenie równe 0,00058 mm. Obserwacja tak niewielkiej zmiany wymagała subtelnych metod optycznych, które bracia Curie doprowadzili do wielkiej precyzji. Wkrótce po odkryciu omawianego zjawiska skonstruowali oni nowy przyrząd, w którym kwarc piezoelektryczny znalazł praktyczne zastosowanie — (rys. 1). Przyrząd ten służy do mierzenia, z bardzo dużą dokładnością, niewielkich ładunków i prą-

dów elektrycznych; został on wykorzystany przez Marię Skłodowską w badaniach promieniotwórczości.



Rys. 1. Piezokwarc

Curie interesował się także związkiem zachodzącym między szybkością wzrostu ścian kryształów a ich energią powierzchniową i gęstością rozmieszczenia w nich drobin. Dostrzeżone prawidłowości ujął Piotr w prawa, które później szeroko rozwinął Born i szereg innych fizyków. Według jednego z tych praw najbardziej prawdopodobną formą kryształu jest ta, dla której przy danej objętości energia powierzchniowa kryształu osiąga wartość minimalną. Późniejsze badania Pawła Langevina nad piezoelektrycznością doprowadziły do wykorzystania tego zjawiska dla otrzymywania ultradźwięków, które znalazły szerokie zastosowanie we współczesnej technice.

Współpraca braci Curie była bardzo korzystna i owocna. Piotr wniósł w dzieło wspólnego dorobku naukowego pomysł doświadczenia i interpretację zjawisk, Jakub zaś energię i rozmach twórczy. Więzy

łącznie obu braci zostają w roku 1883 zerwane, gdyż Jakub wyjeżdża do Montpellier, gdzie został mianowany profesorem nadzwyczajnym mineralogii. Piotr zaś rozpoczyna w tymże roku pracę w Szkole Fizyki i Chemii Przemysłowej na stanowisku kierownika laboratorium. Wiele czasu i sił młodego uczonego pochłania praca nad zorganizowaniem laboratorium fizycznego. W roku 1883 nie ukazała się żadna praca Piotra. Ale już w roku następnym ogłasza dwie prace poświęcone symetrii, której problemy będą dominowały w jego naukowej działalności przez szereg lat. Badania podstawowych i ogólnych zagadnień nauki o symetrii kryształów oraz roli symetrii w zjawiskach fizycznych (w szczególności interesował się Curie symetrią pola elektrycznego i magnetycznego [2]) doprowadziły do sformułowania w roku 1885 ogólnej zasady symetrii: „Skoro pewne przyczyny wywołują pewne skutki — elementy symetrii przyczyn muszą się odnajdywać w wywołanych skutkach. Jeżeli pewne skutki wykazują pewną asymetrię — ta asymetria musi się odnajdywać w przyczynach, z jakich te skutki powstały. Zasada ta nie może być odwrócona — przynajmniej praktycznie — to znaczy, że wywołane skutki mogą być bardziej symetryczne niż przyczyny...” Piotr wyraził pogląd, iż własności substancji zbudowanej z kryształów mogą być w przejrzysty sposób wyjaśnione w oparciu o elementy symetrii tworzących ją kryształów. Bogactwo zjawisk tworzy się przez brak pewnych elementów symetrii, przy czym asymetrię rodzą związki występujące podczas równoczesnego zachodzenia kilku zjawisk w jednym układzie. Maria Curie-Skłodowska wyjaśnia sens fizyczny ogólnej zasady symetrii w sposób następujący: „Tak otrzymana synteza wydaje się być ostateczna i należy tylko rozwinąć treść, którą zawiera.

W tym celu trzeba określić symetrię właściwą każdemu zjawisku i wprowadzić klasyfikację, która by wskazała główne grupy symetrii. Masa, nabój elektryczny, temperatura mają jedną i tę samą symetrię typu zwanego skalarnym, tj. symetrię kuli. Prąd wody albo prąd elektryczny prostoliniowy mają symetrię strzały, typu wektora biegunowego. Symetria walca kołowego prostego jest typu tensora. Cała fizyka kryształów może być ułożona w ten sposób, że poszczególne zjawiska nie są wymieniane, a jedynie badane są stosunki geometryczne i analityczne zachodzące pomiędzy typami wielkości, przy czym jedne wielkości uważane są za przyczyny, a inne za skutki. Tak na przykład nauka o polaryzacji elektrycznej, wywołanej przez pole elektryczne, sprowadza się do poznania stosunku pomiędzy dwoma układami wektorów i do napisania szeregu równań liniowych o dziewięciu współczynnikami. Ten sam szereg równań pozostaje dla określenia stosunku pomiędzy polem elektrycznym i prądem w kryształach przewodzących albo pomiędzy gra-

dientem temperatury a prądem cieplnym, należy tylko zmienić znacznie współczynników.

Tak samo wszystkie własności zjawisk piezoelektrycznych mogą być przewidziane przez poznanie ogólnego związku pomiędzy wektorem i szeregiem tensorów, a całe bogactwo zjawisk elastyczności zależy od związku pomiędzy dwoma układami tensorów, związku, który w zasadzie zawiera 36 współczynników.“ [1]

Z powodu trudnych warunków laboratoryjnych nie mógł Piotr Curie wrócić rychło do prac eksperymentalnych. Prace doświadczalne rozpoczyna w salach szkolnych, na korytarzu. Początkowo zajmuje się konstrukcją wagi aperiodycznej, posiadającej jedno ramię zaopatrzone w ciężarek, którego położenie można było dokładnie określić za pomocą lupy. Dzięki zastosowaniu urządzenia tłumiącego periodyczne ruchy wagi proces ważenia przebiegał stosunkowo szybko. Za pomocą tej wagi, nazwanej wagą Curie, wyznacza się ciężary ciał z dokładnością do 0,00001 G. W rozprawie pt. „*Balance de précision aperiodyque et à lecture directe des derniers poids*“ [2], opisuje Curie konstrukcję wagi, a także podaje obszerną teorię wyjaśniającą jej działanie. Z kolei rozpoczyna na szeroką skalę zakrojone badania zmierzające do wykrycia korelacji zachodzących między własnościami magnetycznymi ciał, które dzieli na ciała diamagnetyczne, słabomagnetyczne i ferromagnetyczne. Przez badanie własności tych ciał w różnych temperaturach i w zmiennym polu magnetycznym usiłował określić różnice i analogię istniejące dla tych trzech grup oraz wykryć prawa jakościowe i ilościowe, opisujące przebieg procesów natury magnetycznej, wywołanych przez wymienione czynniki. W swej obszernej, sto stron liczącej pracy „*Propriétés magnétiques des corps à diverses températures*“ [2] ujmuje znalezione zależności następująco: 1) współczynnik namagnesowania właściwego ciał diamagnetycznych jest niezależny od natężenia pola i od temperatury, 2) ciała słabomagnetyczne mają także współczynnik namagnesowania niezależny od natężenia pola. Prawo zmian współczynnika namagnesowania spowodowanych zmianami temperatury ma przebieg hiperboliczny: współczynnik namagnesowania zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do temperatury absolutnej; 3) ciała ferromagnetyczne nabierają wraz z podnoszeniem się ich temperatury własności ciał słabomagnetycznych. Powyżej określonej temperatury (punkt Curie) można je traktować jako ciała słabomagnetyczne.

Curie podaje zależność współczynnika namagnesowania właściwego ciał słabomagnetycznych od temperatury bezwzględnej:

$$10^6 K_t = \frac{A}{T}$$

gdzie K_i — współczynnik namagnesowania odniesiony do jednego mola substancji, A — stała zwana stałą Curie, T — temperatura bezwzględna. Następnie podkreśla formalną identyczność omawianych praw magnetycznych i praw gazowych, a także wskazuje na analogie zachodzące między stanem gazowym a paramagnetycznym oraz między własnościami ferromagnetyków a własnościami cieczy. W konkluzji Curie wykazał, iż własności ciał słabomagnetycznych i ferromagnetycznych są ściśle ze sobą związane; nie ma natomiast w omawianej dziedzinie cech wspólnych między ciałami diamagnetycznymi a paramagnetycznymi. Zamysłowania do rzeczy nowych i niezwykłych skłoniły go do poszukiwania ciał silnie diamagnetycznych, a także do zajęcia się badaniami zmierzającymi do wykrycia magnetyzmu w stanie wolnym. Wyniki prac były w obu przypadkach negatywne. Prace z dziedziny magnetyzmu stały się tematem rozprawy doktorskiej, którą przedstawił w 1895 r.

Wyniki badań doświadczalnych przeprowadzonych przez Piotra Curie znalazły teoretyczną interpretację w pracach Pawła Langevina, Weissa, oraz innych uczonych, którzy szeroko rozbudowali tę dziedzinę fizyki.

Piotr Curie był nie tylko wybitnym uczonym, którego zdanie cenił lord Kelvin i inni znani fizycy owych czasów. Był on także nieprzeciętnym człowiekiem, pełnym szczególnego wdzięku, promieniującego z twarzy o harmonijnych rysach i z orzechowych oczu, w których zawsze tlił się płomień wiedzy i pasja życia. Posiadał wyjątkowe cechy charakteru, które łatwiej można podziwiać i cenić, niż wyrazić słowami. W cytowanej już biografii Piotra Maria Skłodowska-Curie tak pisze o swym mężu [1]: „Pragnęłam wywołać obraz człowieka, który służąc niewzruszenie swojemu ideałowi przyniósł ludzkości zaszczyt życiem pełnym pracy, spędzonym w ciszy, z prostotą godną swego charakteru i geniuszu. Wzniosłe marzenia młodości prowadziły go ponad zwykłymi ścieżkami życia — na drogę, którą nazywał przeciwną naturze, bo iść nią znaczyło wyrzec się słodyczy życia. Wierzył jedynie w pokojową moc wiedzy i rozumu, walczył w poszukiwaniu prawdy. Pozbawiony wszelkich przesądów odnosił się do nauki z tą samą lojalnością, jaką stosował do poznania ludzi i samego siebie. Nie podlegając żadnej z pospolitych namiętności, nie szukając wywyższenia się ani zaszczytów, nie miał nieprzyjaciół. Przez pracę nad sobą stał się jednym z tych wyjątkowych ludzi, jakich w każdym okresie cywilizacji znajdujemy na wyżynach — ludzi wyprzedzających swoją epokę”.

Oryginalne, a zarazem bardzo trafne i głębokie są uwagi Curie dotyczące stosunków społecznych i motywów rządzących postępowaniem człowieka. W jednym z listów pisanych do Marii Skłodowskiej

zamieścił następujące słowa: „Uważam, że jest trochę pozy w twierdzeniu, iż jest Pani całkiem wolna. Wszyscy jesteśmy niewolnikami — przynajmniej naszych uczuć i przesądów tych, których kochamy. A najgorsze są ustępstwa, które czynimy na rzecz przesądów społeczeństwa, w jakim żyjemy: robi się tych ustępstw więcej lub mniej, zależnie od tego, czy jest się silniejszym czy słabszym. Jeżeli się ich robi zbyt mało — jest się zgnicionym. Jeżeli zbyt wiele — człowiek wydaje się samemu sobie zbyt marny i nabiera do siebie wstrętu” [3].

Piękne są listy Piotra do Marii, w których znajduje odbicie jego dusza. Jest w nich całkowicie szczery, pragnie, by słowa możliwie najlepiej charakteryzowały i określały jego idee, poglądy i marzenia. Wierzył, iż najpewniejszą drogę, która nieomylnie prowadzi do celu, wskazuje nauka. Tylko na tej drodze może człowiek znaleźć szczęście i radość płynącą z przeświadczenia, że trudy i cierpienia, które życie z sobą przynosi, można skompensować świadomością realnej wartości nowych odkryć, będących dla ludzkości zdobyczą. Wierzył, iż ludzkość potrafi wyciągnąć z nich więcej dobra niż zła.

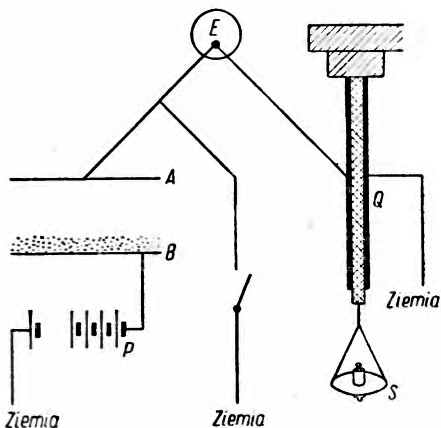
Curie stronił od spraw związanych z polityką i nigdy nie dał się wciągnąć w dysputy polityczne. Nigdy też nie manifestował swych przekonań politycznych i społecznych. Uważał, że każdy ze znanych mu systemów daje rozwiązanie cząstkowe. Według niego doskonała sprawiedliwość jest nieosiągalna. Zwycięży system najsilniejszy i najekonomiczniejszy. Poprawa warunków materialnych będzie następowała, według niego, jedynie dlatego, iż człowiek, który jest z punktu widzenia gospodarczego maszyną, nie może być ze względów ekonomicznych zbyt przeciążony.

Obok innych zalet cechowała Piotra wiara w słuszność swych idei, od których nigdy nie odstąpił. Nigdy też nie ubiegał się o odznaczenia; zawsze podkreślał zasługi innych, nawet na tym polu, na którym jego własne były dominujące. Powodzenie innych przyjmował z radością, służył zawsze tym, którzy się do niego zwracali, radami i wskazówkami. Jego szlachetna postać pozostanie pięknym przykładem i symbolem wielkiego uczonego i człowieka oddanego całkowicie nauce i pracy.

*

W roku 1895 dzięki interwencji prof. Mascarta stworzono dla Piotra Curie katedrę fizyki w Szkole Fizyki i Chemii. Warunki pracy eksperymentalnej i naukowej pozostają jednak nadal nadzwyczaj ciężkie. W tymże roku 25 lipca Piotr i Maria Skłodowska zawarli związek małżeński. Ślub był cywilny, gdyż Piotr nie należał do żadnego wyznania, a Maria była niepraktykująca.

Pani Curie obrała za temat swej pracy doktorskiej wyjaśnienie przyczyny i natury emitowanych przez związki uranu promieni odkrytych przez Becquerela. Posługując się aparaturą przedstawioną na rys. 2 zbadała aktywność kilkunastu związków uranu i rud uranowych. Metoda badań była następująca: na dolnej płytce *B* płaskiego kondensatora *AB* umieszczano badaną substancję promieniotwórczą w postaci proszku. Płytkę tej udzielano potencjału dodatniego za pomocą baterii akumulatorów *P*. Górna płytka *A* była połączona z elektrometrem Curie *E*. Pod wpływem prądu płynącego wskutek zjonizowania powietrza elektrometr ładował się. Ładunek ten kompensowano ładunkiem znaku przeciwnego, powstającym na piezokwarcu *Q*, poddanym sile rozciągającej. Miarą ładunku wytworzonego na ściankach piezokwarcu był ciężarek położony na szalce *S*. Metoda ta dawała dobre rezultaty, gdyż otrzymywane wyniki nie zależały od dokładności elektrometru. Mierzone



Rys. 2. Zastosowanie piezokwarcu do badania aktywności pierwiastków promieniotwórczych

prądy posiadały natężenie rzędu 10^{-11} A. W wyniku przeprowadzonych badań okazało się, iż pewne rudy (np. pechblenda z Jachimowa) promieniują kilkakrotnie silniej niż czysty uran. Maria postawiła śmiałą hipotezę: badane rudy muszą zawierać nowy pierwiastek, znacznie silniej promieniujący niż uran. Piotr zajął się wraz z Marią poszukiwaniem domniemanych pierwiastków promieniotwórczych. Przeprowadzona analiza chemiczna smółki uranu dała dwie oddzielne frakcje silnie promieniotwórcze. Przypuszczając, iż zawierają one dwa nowe pierwiastki, nadali im nazwy: polon i rad. O swym odkryciu zawiadomili Akademię Francuską komunikatami z lipca i grudnia 1898 r. Należało teraz wyodrębnić oba pierwiastki, zbadać ich własności i wyznaczyć masę atomową. Od chwili powzięcia tej decyzji nie łatwo jest ustalić, czego dokonała Maria, a czego Piotr. Państwo Curie podkreślali zawsze z naciskiem, iż pragną aby uważano, że do ich dzieła praca jej i jego równy wniosła udział.

Największą przeszkodą w ich działalności naukowej był brak odpowiednich pomieszczeń. Analizy chemiczne bardzo znacznych ilości substancji radioaktywnych przeprowadzano bądź wprost na podwórzu Szkoły Fizyki i Chemii, bądź też w starej, drewnianej szopie z dziurawym dachem. Maria tak pisze o tym okresie ich życia, który nazwała heroicznym: „W tym przypadkowym laboratorium pracowaliśmy — niemal bez

pomocy — przez 2 lata, zajmując się wspólnie zarówno robotą chemiczną, jak i naukowymi badaniami... Przerabiałam do 20 kg substancji na raz. Musieliśmy napełniać naszą szopę wielkimi naczyniami zawierającymi ciecze i osady. Przenoszenie tych naczyń i przelewanie ich zawartości było wyczerpującym zajęciem. Męczyło mnie także gotowanie tych mas całymi godzinami i bezustanne poruszanie ich żelaznym mieszadłem”.

Piotr zniechęcony niezwykle ciężkimi warunkami pracy chce ją przerwać i odłożyć do czasu, w którym ulegną one poprawie. Maria jednak nie rezygnuje z walki, a jej hart i zapał udzielają się mężowi. Przychodzi wreszcie chwila triumfu: małżonkowie Curie wyodrębniają chlorek radu, wyznaczają masę atomową radu i rozpoczynają serię badań dotyczącą fizycznych, chemicznych i fizjologicznych własności radu i promieni przezeń emitowanych. W latach 1900—1904 ogłasza Piotr wspólnie z Marią i z innymi fizykami 29 prac. Prawie wszystkie dotyczą problemów związanych ze zjawiskiem promieniotwórczości. Curie pracuje w tym okresie czasu z nadludzkim wysiłkiem. Cierpi przy tym na silne ataki bólów neuralgicznych, które nie pozwalają mu spać w nocy.

Przełomowe znaczenie dla dalszego rozwoju nauki o promieniotwórczości i dla rozwoju fizyki jądrowej w ogóle ma odkrycie ciepła wydzielanego przez rad. Na drodze prostego doświadczenia polegającego na mierzeniu temperatury soli radu i soli baru znajdujących się w naczyniach Dewara Curie wraz z Laborde m wyznaczyci ilość ciepła, którą wydziela w ciągu 1 godziny 1 gram radu. Jest ona równa 100 kal. Po raz pierwszy człowiek wykrył przebogate zasoby energii, tkwiące w jądrze atomu. Równocześnie Curie prowadzi prace badawcze nad przewodnictwem wywoływany m przez promienie radu i Roentgena w dielektrykach ciekłych, poddaje działaniu promieni radu zwierzęta, a także przeprowadza na sobie eksperyment, który wykazuje, iż tkanki żywe poddane działaniu substancji promieniotwórczych ulegają zniszczeniu. Ten fakt podsuwa mu myśl wykorzystania fizjologicznego działania radu w leczeniu pewnych chorób skóry. Dzięki temu odkryciu rozwinęła się nowa dziedzina wiedzy medycznej — curieterapia. Z kolei badał Piotr wpływ pola magnetycznego na promienie wysyłane przez rad oraz wysunął myśl wykorzystania poznanych praw rozpadu promieniotwórczego do mierzenia czasu. Badania te stały się punktem wyjścia dla stworzonej przez E. Rutherforda i Soddy'ego teorii przemian promieniotwórczych i rzuciły światło na budowę materii.

Wysoki poziom intelektualny i ogromna erudycja naukowa Curie wzbudza szerokie uznanie i szacunek wśród uczonych zagranicznych.

We Francji pozostaje jednak niedoceniony. W roku 1898 starał się bezskutecznie (mimo swej wielkiej niechęci do zabiegów tego rodzaju) o katedrę chemii fizycznej, a w dwa lata później odrzucił bardzo ponętną propozycję uzyskania katedry fizyki i specjalnie wyposażonego laboratorium na Uniwersytecie Genewskim. Nie chciał nawet na chwilę przerwać pracy nad radem. W roku 1900 otrzymał dzięki poparciu Henryka Poincarégo katedrę fizyki w PCN (kurs nauk fizyko-chemicznych dla studentów medycyny). Nie dostał jednakże upragnionego laboratorium.

Sława Piotra zatacza coraz szersze kręgi. Wprawdzie jego kandydatura na członka Akademii Nauk nie została poparta w 1902 r. większością głosów, ale wyjazd do Londynu, gdzie wygłosił odczyt o radzie, otworzył przed nim podwoje sławy. Królewskie Towarzystwo w Londynie przyznaje mu, wspólnie z Marią, medal Davy'ego, wkrótce zaś potem, w grudniu 1903 r. otrzymują państwo Curie wraz z Henrykiem Becquerelem nagrodę Nobla z fizyki. Od tej chwili znika troska o warunki materialne. Piotr powierza wykłady w Szkole Fizyki Pawłowi Langewinowi i bierze asystenta do pomocy we własnych pracach.

Ogrom sławy przytłacza państwa Curie. Otrzymują setki i tysiące listów, odwiedzają ich redaktorzy, uczeni, spokój i cisza opuszczają skromne mieszkanie przy bulwarze Kellermana.

U schyłku życia zostaje doceniony geniusz Curie także we Francji. W roku akademickim 1904/05 zostaje mianowany profesorem zwyczajnym na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Paryskiego. Dzięki jego usilnym staraniom zostają mu przyznane kredyty (zresztą bardzo szczupłe) na budowę laboratorium. W roku 1905 zostaje wybrany członkiem Francuskiej Akademii Nauk. Sukcesy i związana z nimi poprawa warunków materialnych i pracy naukowej przychodzą niestety wtedy, gdy cień śmierci towarzyszy już Piotrowi. 19 kwietnia. 1906 r. dostaje się pod koła wozu ciężarowego. Serce wielkiego człowieka i uczonego zamilkło na zawsze.

*

Z głębokim bólem i żalobą przyjęli koledzy Curie, jego rodacy i wszyscy, dla których był drogi i bliski, wiadomość o jego tragicznej śmierci. Henryk Poincaré powiedział o nim: „Wszyscy, którzy go znali, wiedzą, jak miły i pewny był jego sposób mówienia, jaki delikatny wdzięk posiadały jego łagodna skromność, naiwna prostota i finezja umysłu. Zawsze gotów ustąpić miejsca przyjaciółom, a nawet rywalom, był on jednym z ludzi uważanych za najmniej zręcznych kandydatów na stanowiska, których nie brakuje w naszej demokracji. A jednak ta łagodność ukrywała niezłomną duszę. Nigdy nie wchodził

on w kompromis ze szlachetnymi zasadami, którymi go wykarmiono, z moralnym ideałem, który nauczono go kochać — ideałem zupełnej szczerości, za wysokim, być może, dla świata, w którym żyjemy. Nie znał on tysięcznych małych ustępstw powodowanych przez naszą słabość. Nie oddzielał czci dla ideału prawdy od kultu, który żywił dla nauki, i dał nam olśniewający przykład, jak wzniosłe poczucie obowiązku może narodzić się z czystej i prostej miłości prawdy. Obojętne jest jakiego wyznaje się boga. Nie bóg, ale wiara dokonywa cudów”.

A oto słowa Jana Perrina: „Piotr Curie, którego wszyscy nazywali mistrzem, a którego my mieliśmy szczęście nazywać również przyjacielem — zginął nagle w pełni sił.

Niech jego przykład wskaże nam, co może osiągnąć potęga geniuszu, szczerość i swoboda, spokojna i silna odwaga myśli, której nic nie wiąże i nic nie potrafi zadziwić. Niech wypowie całą wielkość duszy, w której te piękne wartości umysłu i charakteru złączyły się z najszlachetniejszą bezinteresownością i najdoskonalszą dobrocią.

Ci, którzy znali Piotra Curie, wiedzą, że przy nim każdy odczuwał potrzebę działania, pracy i myślenia. Starajmy się uczcić jego pamięć rozpowszechniając tę potrzebę myśli badawczej. Starajmy się odgadnąć z jego pięknego, bladego oblicza tajemnicę tego promieniowania, które czyniło lepszymi wszystkich, którzy się do niego zbliżali” [4].

Na zakończenie cytuję słowa Pawła Langevina, ucznia i kontynuatora szeregu prac Piotra: „Najmilsze chyba z moich wspomnień szkolnych dotyczą właśnie tych chwil, kiedy — stojąc przy tablicy — rozmawiał z nami, budził w nas głębsze myśli, projektował prace, które kształtowały nasze zamiłowanie do wiedzy. Jego ciekawość — żywa i udzielająca się — pełność i pewność wskazówek sprawiły, iż znakomicie rozwijał nasze umysły.

Gromadząc tu tych kilka wspomnień, złożonych ze czciami na jego grobie — jak wiązanka kwiatów — chciałem przyczynić się do utrwalenia obrazu człowieka istotnie wielkiego — myślą i charakterem — wspaniałego przedstawiciela geniuszu ludzkiego.

Wyzwolony zupełnie z dawnych przesądów, namiętnie kochający rozum i jasność, pełen natchnienia — Piotr Curie dał przykład tego, co osiągnąć może w dobroci i pięknie moralnym, w jasnym i prostym umyśle — niezłomna odwaga i ścisłość myśli, która odrzuca to, czego nie pojmuje i każe żyć w zgodzie ze swoim marzeniem” [5].

*

W każdym człowieku naprawdę wielkim jest coś niepowtarzalnego, coś, czego nie można wyrazić słowami do końca. Słowa nie odtworzą

wiernie piękna duszy i bogactwa myśli. Spuścizna duchowa Piotra, idee, które pozostawił, trafiają głęboko do serc, budząc w nich najgłębszy szacunek dla człowieka, który szlachetność i wielkość umiał połączyć w harmonijną całość.

Literatura

1. M. Skłodowska-Curie „Piotr Curie”, Warszawa 1953 s. 18.
2. P. Curie, „Oeuvres de P. Curie”, Paris 1908.
3. E. Curie, „Maria Curie”, Warszawa 1946.
4. J. Perrin, Revue du Mois, maj 1906.
5. P. Langevin, Revue du Mois, lipiec 1906.

Cyryl Dąbrowski

Instytut Badań Jądrowych

Doświadczalne reaktory jądrowe I

SPIS RZECZY

Charakterystyka ogólna reaktorów doświadczalnych

1. Wprowadzenie
2. Elementy teorii reaktorów jądrowych
3. Elementy konstrukcji reaktorów doświadczalnych

Przegląd istniejących reaktorów doświadczalnych

4. Reaktory z moderatorem grafitowym
5. Reaktory z moderatorem ciężkowodnym
6. Reaktory z moderatorem wodnym

Warunki realizacji reaktorów doświadczalnych

7. Zakres prac doświadczalnych przy zastosowaniu reaktora
8. Koszt reaktorów doświadczalnych
9. Kryteria wyboru reaktora doświadczalnego
10. Perspektywy rozwojowe

Charakterystyka ogólna reaktorów doświadczalnych

1. Wprowadzenie

1.1. Reaktory jądrowe są urządzeniami, w których przebiega w sposób sterowany łańcuchowa reakcja rozszczepienia, dzięki czemu uzyskuje się w sposób ciągły:

- 1) znaczne natężenie promieniowania głównie w postaci neutronów oraz fotonów gamma,
- 2) ciepło,
- 3) nowe materiały rozszczepialne.

Reaktorem doświadczalnym nazywa się reaktor, w którym wykorzystuje się wypromieniowywane neutrony i fotony do celów badawczych. Powstające podczas pracy reaktora ciepło jak i nowe materiały rozszczepialne stanowią w tym przypadku jedynie produkt uboczny.

1.2. Istnieją dwa zasadnicze kierunki badań prowadzonych za pomocą reaktorów:

1) badania, dla których reaktor jest jedynie źródłem promieniowania i narzędziem, a których tematyka nie jest związana z zagadnieniami reaktorowymi;

2) badania, w których reaktor lub jego części składowe są przedmiotem doświadczeń.

W pierwszym przypadku mamy do czynienia z badaniami o charakterze poznawczym, w drugim natomiast mamy do czynienia z badaniami, których celem jest przede wszystkim rozwój techniki reaktorowej.

Niekiedy prowadzi się badania obydwu kierunków na jednym i tym samym reaktorze (o ile ten jest wyposażony w odpowiednie urządzenia doświadczalne), jednakże w miarę wzrostu liczby reaktorów następuje ich specjalizacja i rozdzielenie tematyki badawczej.

1.3. Reaktory doświadczalne należy odróżnić od reaktorów próbnych, czyli tzw. makiet reaktorowych, których zadaniem jest jedynie sprawdzenie doświadczalne, czy projektowany nowy typ reaktora ma szanse realizacji. Powodem tego rozróżnienia jest fakt, że reaktory próbne nadają się do bardzo specjalnego, wąskiego zakresu badań i po spełnieniu swego zadania bywają zwykle rozbierane.

1.4. Podstawową wielkością charakteryzującą reaktor doświadczalny jest iloczyn gęstości n neutronów swobodnych poruszających się bezładnie w środowisku materiałowym reaktora oraz ich prędkości v . Wielkość tę określa się mianem strumienia neutronów:

$$\Phi = n \cdot v \quad [\text{neutr./cm}^2/\text{sek}]$$

Największe wartości strumienia neutronów, osiągnane dotychczas w reaktorach nie przekraczają 10^{15} neutr./cm²/sek. W zależności od wielkości strumienia oznacza się reaktory jako:

reaktory o mocy zerowej (strumieniu bardzo małym)	$< 10^9$	neutr./cm ² /sek
reaktory małostrumieniowe	$10^9 - 10^{11}$	neutr./cm ² /sek
reaktory średniostrumieniowe	$10^{11} - 10^{13}$	neutr./cm ² /sek
reaktory wielkostrumieniowe	$> 10^{13}$	neutr./cm ² /sek

1.5. Neutrony powstające w akcie rozszczepienia mają znaczne prędkości (średnio około $2 \cdot 10^9$ cm/sek). W czasie swego ruchu w środowisku reaktorowym mogą one ulec bądź pochłonięciu przez jądra atomów tego środowiska, bądź uciec z reaktora, bądź też zderzyć się z jądrem (rozproszyć się na nim). W wyniku zderzeń rozproszonych neutrony tracą swą prędkość, czyli ulegają spowolnieniu. Najmniejszą średnią prędkością, którą neutrony mogą osiągnąć przy spowalnianiu jest (w temperaturze 20°C) prędkość 2200 m/sek, której odpowiada energia kinetyczna neutronu 0,025 eV. Jest to prędkość, przy której ruch „gazu” neutronowego odbywa się w stanie równowagi termicznej z atomami danego środowiska materiałowego.

1.6. Z szeregu względów wygodniej jest opisywać ruch neutronów nie za pomocą ich prędkości, lecz za pomocą ich energii kinetycznej. W zależności od wielkości energii odpowiadającej średniej prędkości neutronów w reaktorze, odróżniamy trzy klasy tych urządzeń:

przy energii większej od 0,1 MeV	— reaktory prędkie,
przy energii pośredniej 0,1 MeV do 1 eV	— reaktory pośrednie,
przy energii mniejszej od 1 eV	— reaktory powolne.

Reaktory powolne dzielą się na dwie podgrupy:

przy energii termicznej (0,025 eV przy 20°C)	— reaktory termiczne,
przy energii wyższej od termicznej	— reaktory epitermiczne.

Niniejszy artykuł zajmuje się jedynie reaktorami powolnymi, które stanowią jak dotąd przytłaczającą większość reaktorów doświadczalnych. W dalszym ciągu nie będę też precyzował, czy chodzi o reaktory termiczne, czy też epitermiczne. Wystarczy tu jedynie zauważyć, że reaktory o wymiarach dużych (reaktory na uran naturalny) należą do klasy termicznej, natomiast reaktory o wymiarach małych (reaktory silnie wzbogacone) znajdują się w klasie epitermicznej.

1.7. Strumień neutronów nie jest jednakowy w całej objętości reaktora załadowanego równomiernie paliwem jądrowym. Dla przykładu w reaktorze sześciennym, którego cała objętość jest strefą czynną, strumień posiada następujący rozkład:

$$\Phi = A \cdot \cos \frac{\pi x}{a} \cdot \cos \frac{\pi y}{a} \cdot \cos \frac{\pi z}{a}, \quad (2)$$

gdzie A jest wartością strumienia osiąganą w środku reaktora, zaś a długością krawędzi sześciannego zwiększonej o parę cm w stosunku do wartości geometrycznej. Jak widać strumień spada od wartości największej w środku reaktora do zera w odległości nieco większej od granicy geometrycznej.

W zastosowaniach doświadczalnych podstawowe znaczenie posiada znajomość największego strumienia Φ_{\max} (w powyższym przykładzie $\Phi_{\max} = A$), natomiast dla określenia mocy cieplnej oraz warunków chłodzenia reaktora potrzebna jest także znajomość strumienia średniego $\bar{\Phi}$, przy czym

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{V} \int_V \Phi dV. \quad (3)$$

gdzie V jest objętością części czynnej reaktora (tj. części wypełnionej paliwem jądrowym, czyli tzw. rdzenia reaktora).

Z punktu widzenia eksploatacji reaktora istotne znaczenie posiada osiągnięcie jak najmniejszej wartości stosunku strumienia największego do średniego, czyli tzw. spłaszczenie strumienia. Stosunek ten, określanej dalej przez

$$\varphi = \Phi_{\max}/\bar{\Phi} \quad (4)$$

wynosi przykładowo dla reaktora sześciennego $\varphi = 3,86$. Natomiast drogą różnych zabiegów (otoczenie rdzenia płaszczem z materiału odbijającego neutrony do wnętrza, czyli tzw. reflektorem, zastosowanie nierównomiernego przestrzennie rozkładu paliwa, czy też wprowadzenie w określonych miejscach prętów sterowniczych) można osiągnąć zmniejszenie φ do wartości bliskiej jedności.

1.8. Uzyskanie określonej wielkości strumienia neutronów w reaktorze jest związane z wydzielaniem się pewnych ilości energii cieplnej, w którą ostatecznie przekształca się energia rozszczepienia wynosząca około 200 MeV na akt rozszczepienia. Pomiędzy ilością rozszczepień na sek a mocą cieplną reaktora istnieje następująca odpowiedniość:

$$1 \text{ wat} — 3,1 \cdot 10^{10} \text{ rozszczepień/sek.}$$

Tak więc na to, aby znaleźć moc cieplną reaktora, musimy określić ilość rozszczepień odbywających się w jego rdzeniu w jednostce czasu.

1.9. Dla otrzymania tej ostatniej wielkości konieczne jest zaznajomienie się z pojęciem przekroju czynnego reakcji jądrowych w ogóle, w szczególności zaś z pojęciem przekroju czynnego na rozszczepienie. Tutaj wystarczy stwierdzić, że przekrój czynny na jakąś reakcję σ jest miarą prawdopodobieństwa wystąpienia tej reakcji w jednym jądrze, wyrażoną w $\text{cm}^2/\text{jądro}$; w zastosowaniach reaktorowych pojęcie to określa się zwykle bliżej jako mikroskopowy przekrój czynny na daną reakcję. Mikroskopowy przekrój czynny σ jest cechą charakterystyczną dla jądra danego rodzaju oraz dla energii, z którą reakcja ta się odbywa. Jest on mierzony — ze względu na rząd występujących wielkości w tzw. barnach, przy czym

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{jądro}.$$

Natomiast miarą prawdopodobieństwa danej reakcji we wszystkich jądrach danego izotopu (lub pierwiastka czy też związku) znajdujących się w objętości 1 cm^3 środowiska materiałowego jest makroskopowy przekrój czynny Σ określanej jako iloczyn gęstości jąder atomowych danej substancji i jej mikroskopowego przekroju czynnego, czyli

$$\Sigma = N \cdot \sigma. \quad (5)$$

W zależności od typu reakcji, wielkości σ oraz Σ oznacza się odpowiednimi wskaźnikami, a więc przekroje czynne na rozproszenie: σ_s, Σ_s ; na wychwyty radiacyjny: $\sigma_\gamma, \Sigma_\gamma$; na rozszczepienie: σ_f, Σ_f ; na pochłanianie (tj. wychwyty radiacyjny + rozszczepienie): σ_a, Σ_a ; a wreszcie na wszystkie reakcje, czyli całkowite przekroje czynne σ_T, Σ_T .

1.10. Makroskopowy przekrój czynny można także określić jako prawdopodobieństwo danej reakcji na 1 cm łącznego toru neutronów znajdujących się w 1 cm³ środowiska. Wobec tego gęstość reakcji w jednostce czasu, czyli szybkość reakcji, otrzymujemy jako iloczyn makroskopowego przekroju czynnego i strumienia:

$$\text{Szybkość reakcji} = \Sigma\Phi = N\sigma nv. \quad (6)$$

Zwróćmy uwagę, że pojęcie szybkości reakcji jądrowej zawiera w sobie wszystkie wielkości konieczne dla analizy procesów zachodzących w danym środowisku materiałowym, a mianowicie:

- 1) prędkość, a tym samym i energię kinetyczną neutronów,
- 2) gęstość neutronów,
- 3) gęstość jąder atomowych danej substancji środowiska,
- 4) mikroskopowy przekrój czynny.

W szczególności wzór (6) stosuje się do obliczenia szybkości rozszczepień $N_f \sigma_f \Phi = \Sigma_f \Phi$, gdzie przez N_f oznaczyliśmy liczbę jąder materiału rozszczepialnego (U-235, Pu-239, U-233) w 1 cm³.

1.11. Korzystając z zależności między mocą cieplną a liczbą rozszczepień/sek, można obliczyć obecnie moc cieplną reaktora w kW; a mianowicie

$$P = \frac{1}{3,1 \cdot 10^{13}} \int_V \Sigma_f \Phi dV, \quad (7)$$

przy czym całkowanie przebiega po całej objętości rdzenia reaktora. W większości przypadków stężenie materiału rozszczepialnego jest stałe w każdym punkcie rdzenia (reaktory jednorodne) bądź w każdej komórce podstawowej rdzenia (reaktory niejednorodne), zatem $\Sigma_f = \text{const}$ i wobec tego wzór (7) przechodzi przy uwzględnieniu (3) w

$$P \sim \sigma_f N_f V \bar{\Phi}. \quad (8)$$

Wzór (8) wskazuje, że moc cieplna reaktora jest wprost proporcjonalna do średniego strumienia neutronów. Ponieważ w danym reaktorze wielkości σ_f , N_f oraz V w zasadzie nie są zmienne, zatem jedynie przez zmianę mocy cieplnej uzyskuje się odpowiednią zmianę strumienia.

1.12. Omówmy bliżej zależność (8).

W przypadku reaktorów termicznych stosuje się następujące wartości na mikroskopowe przekroje czynne na rozszczepienie dla różnych izotopów rozszczepialnych [1]:

U-235	590 ± 15 barnów
Pu-239	729 ± 15 barnów
U-233	524 ± 8 barnów

Przy przechodzeniu w obszar epitermiczny przekroje czynne zmniejszają się początkowo według prawa $1/v$, gdzie v jest prędkością neutronu. Dokładne wartości przekrojów czynnych należy znaleźć w odpowiednich tabelach przekrojów czynnych [2].

Ilość jąder materiału rozszczepialnego N_f wyraża się zwykle w charakterystykach reaktorów poprzez gęstość w_f (w g/cm^3), przy czym między w_f a N_f istnieje zależność

$$w_f = A_f N_f / N_0 \quad (9)$$

(wskaźnik f oznacza materiał rozszczepialny), gdzie A_f jest liczbą masową danego izotopu rozszczepialnego, N_0 liczbą Avogadry, tj. $0,602 \cdot 10^{24}$.

Gęstość materiału rozszczepialnego i objętość rdzenia reaktora są od siebie ściśle zależne dzięki warunkowi krytyczności (zob. dalej), przy czym zależność ta jest różna dla różnych typów reaktorów. Oto krańcowe przykłady:

	Gęstość mat. rozszcz. g/cm^3	Objętość rdzenia m^3
Reaktor U_{nat} /grafit niejednorodny	0,002	170
Reaktor U_{wzb} /woda jednorodny	0,070	0,015

Jak widać z powyższego zestawienia, zmniejszaniu się objętości rdzenia odpowiada wzrost gęstości materiału rozszczepialnego, który — to trzeba zaznaczyć — uzyskuje się przez stosowanie paliwa wzbogaconego, tj. zawierającego więcej materiału rozszczepialnego niż uran naturalny (U_{nat} zawiera 0,71% U -235). Zauważyć jednak należy, że zmiana objętości reaktora jest o wiele szybsza (w powyższym przykładzie 11 300 : 1) od zmiany gęstości (1 : 30).

1.13. W reaktorach doświadczalnych wytwarzane ciepło jest produktem bezużytecznym, z tego też względu przy projektowaniu i wyborze typu dąży się do osiągnięcia jak największych wartości strumieni przy jak najmniejszej mocy cieplnej. Duża moc cieplna w reaktorach doświadczalnych jest niepożądana z następujących względów:

- 1) wymaga zastosowania dużych urządzeń chłodzących,
- 2) powoduje, że reaktor zawiera w sobie znaczne ilości promieniotwórczości niebezpiecznej w razie awarii dla otoczenia. Wskaźnikiem

wolnych. Pozostałe 16% aktów absorpcji nie prowadzi do rozszczepienia (wychwyt radiacyjny). Na jeden akt rozszczepienia tworzy się średnio $\nu = 2,45$ neutronów prędkich (średnia energia kinetyczna 2 MeV), a ponadto pewna nieznacząca część tych neutronów rozszczepieniowych wywołuje rozszczepienia prędkie w U-238, który powyżej energii 1 MeV jest także materiałem rozszczepialnym. Ostatecznie na akt pochłonięcia neutronu powolnego przez U-235 otrzymuje się

$$\nu \cdot \frac{1}{1 + \alpha_{235}} \cdot \varepsilon = \eta_{235} \varepsilon = 2,45 \cdot 0,84 \cdot 1,03 = 2,12 \text{ neutronów prędkich} \quad (12)$$

W powyższym wzorze ε oznacza: $\frac{\text{ilość wszystkich neutronów prędkich}}{\text{ilość neutr. prędkich z U}_{235}}$

i nosi nazwę współczynnika rozszczepienia prędkiego. Wartość 1,03 jest przyjęta przykładowo.

Środowisko reaktora powolnego składa się z paliwa jądrowego i lekkiej substancji (np. z grafitu) słabo pochłaniającej neutrony zwanej moderatorem, którego zadaniem jest spowolnienie neutronów prędkich do najniższych możliwych energii. O ile paliwo zawiera poza U-235 także uran U-238, to w pośrednim przedziale energii, szczególnie w okolicy 10 eV (rezonansy absorpcyjne) występuje wielkie prawdopodobieństwo pochłonięcia neutronów przez U-238. Stosunek ilości neutronów, którym udało się minąć tę barierę rezonansową U-238 do ilości neutronów znajdujących się przed barierą określa się mianem współczynnika uniknięcia pochłaniania rezonansowego p . Jeśli przykładowo przyjąć $p = 90\%$, to otrzymamy ilość neutronów pochłoniętych przez U-238 : $0,1 \cdot 2,12 = 0,21$, wobec tego ilość neutronów dochodzących do obszaru powolnego wynosi

$$\eta_{235} \varepsilon \cdot p = 2,12 \cdot 0,90 = 1,91. \quad (13)$$

Przy dyfuzji neutronów powolnych w środowisku reaktora następuje ich pochłanianie przez U-235, U-238, moderator względnie inne materiały (materiały konstrukcyjne, chłodziwo, trucizny jądrowe). Współczynnikiem wykorzystania termicznego f dla którejś substancji reaktora nazywamy stosunek ilości neutronów pochłoniętych przez tę substancję do ilości wszystkich neutronów powolnych (termicznych). Niech w naszym przypadku $f_{\text{mod}} = 8,4\%$, $f_{235} = 32,0\%$ oraz $f_{238} = 59,6\%$, a zatem ilość neutronów pochłoniętych odpowiednio przez moderator wyniesie 0,16, przez U-238 — 0,60, zaś ilość neutronów wchodzących do U-235

$$\eta_{235} \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f_{235} = 1,91 \cdot 0,596 = 1,15. \quad (14)$$

Tak więc prześledziliśmy los neutronów od chwili ich powstania do chwili pochłonięcia przez materiał rozszczepialny w jednym pokoleniu

przy założeniu, że żaden z neutronów nie ulega ucieczce z reaktora (jak gdyby układ był układem o wymiarach nieskończonych).

Stosunek ilości neutronów powolnych wnikających do jąder materiału rozszczepialnego na końcu jednego pokolenia do takiej ilości neutronów na końcu poprzedniego pokolenia bez uwzględnienia ich ucieczki nosi nazwę współczynnika mnożenia neutronów k_{∞} . W naszym przypadku

$$k_{\infty} = 1,15 : 1,00 = 1,15. \quad (15)$$

2.2. Ale wróćmy teraz do rzeczywistego układu reaktorowego o wymiarach skończonych, co oznacza, że uwzględnimy obecnie ucieczkę neutronów zarówno podczas spowalniania jak i w czasie dyfuzji termicznej. Oznaczając przez P_1 prawdopodobieństwo pozostania neutronu w reaktorze w całym okresie jego życia, otrzymujemy efektywny współczynnik mnożenia k_{eff} :

$$k_{\text{eff}} = k_{\infty} \cdot P_1. \quad (16)$$

Współczynnik ten określa ilość neutronów pochłanianych przez U-235 na 1 neutron pochłonięty przez U-235 w poprzednim pokoleniu w danym faktycznym układzie reaktorowym.

2.3. Warunkiem zaistnienia samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej jest $k_{\infty} \geq 1$, natomiast warunkiem pracy reaktora na ustalonym poziomie strumienia neutronów (a zatem i mocy cieplnej) jest

$$k_{\text{eff}} = 1. \quad (17)$$

Ten warunek zwany warunkiem krytyczności mówi, że ilość rozszczepień w każdym pokoleniu jest taka sama, co oczywiście oznacza stały poziom mocy reaktora.

Przy pomocy k_{eff} można bardzo prosto zilustrować przebieg pracy reaktora jądrowego:

Reaktor zbudowany jest tak, by w razie potrzeby k_{eff} było większe lub mniejsze od jedności. W stanie wyłączonym $k_{\text{eff}} < 1$ (stan podkrytyczny), co uzyskuje się przez wprowadzenie do reaktora prętów sterowniczych silnie pochłaniających neutrony. Przy włączaniu reaktora polegającym na wyciąganiu prętów, następuje zwiększenie k_{eff} aż do osiągnięcia wartości $k_{\text{eff}} = 1$. Przy takim położeniu prętów reaktor znajduje się w stanie krytycznym i pracuje w sposób ciągły, ale przy bardzo słabym strumieniu neutronów. Reakcja łańcuchowa jest bowiem inicjowana neutronami powstającymi głównie z rozszczepienia samorzutnego U-238 a gęstość tych rozszczepień w reaktorze jest b. mała. W celu doprowadzenia reaktora do roboczego poziomu strumienia neutronów następuje dalsze wyciąganie prętów do pewnego określonego położenia graniczne-

wolnych. Pozostałe 16% aktów absorpcji nie prowadzi do rozszczepienia (wychwyt radiacyjny). Na jeden akt rozszczepienia tworzy się średnio $\nu = 2,45$ neutronów prędkich (średnia energia kinetyczna 2 MeV), a ponadto pewna nieznacząca część tych neutronów rozszczepieniowych wywołuje rozszczepienia prędkie w U-238, który powyżej energii 1 MeV jest także materiałem rozszczepialnym. Ostatecznie na akt pochłonięcia neutronu powolnego przez U-235 otrzymuje się

$$\nu \cdot \frac{1}{1 + \alpha_{235}} \cdot \varepsilon = \eta_{235} \varepsilon = 2,45 \cdot 0,84 \cdot 1,03 = 2,12 \text{ neutronów prędkich} \quad (12)$$

W powyższym wzorze ε oznacza: $\frac{\text{ilość wszystkich neutronów prędkich}}{\text{ilość neutr. prędkich z U}_{235}}$

i nosi nazwę współczynnika rozszczepienia prędkiego. Wartość 1,03 jest przyjęta przykładowo.

Środowisko reaktora powolnego składa się z paliwa jądrowego i lekkiej substancji (np. z grafitu) słabo pochłaniającej neutrony zwanej moderatorem, którego zadaniem jest spowolnienie neutronów prędkich do najniższych możliwych energii. O ile paliwo zawiera poza U-235 także uran U-238, to w pośrednim przedziale energii, szczególnie w okolicy 10 eV (rezonansy absorpcyjne) występuje wielkie prawdopodobieństwo pochłonięcia neutronów przez U-238. Stosunek ilości neutronów, którym udało się minąć tę barierę rezonansową U-238 do ilości neutronów znajdujących się przed barierą określa się mianem współczynnika uniknięcia pochłaniania rezonansowego p . Jeśli przykładowo przyjąć $p = 90\%$, to otrzymamy ilość neutronów pochłoniętych przez U-238 : $0,1 \cdot 2,12 = 0,21$, wobec tego ilość neutronów dochodzących do obszaru powolnego wynosi

$$\eta_{235} \varepsilon \cdot p = 2,12 \cdot 0,90 = 1,91. \quad (13)$$

Przy dyfuzji neutronów powolnych w środowisku reaktora następuje ich pochłanianie przez U-235, U-238, moderator względnie inne materiały (materiały konstrukcyjne, chłodziwo, trucizny jądrowe). Współczynnikiem wykorzystania termicznego f dla którejś substancji reaktora nazywamy stosunek ilości neutronów pochłoniętych przez tę substancję do ilości wszystkich neutronów powolnych (termicznych). Niech w naszym przypadku $f_{\text{mod}} = 8,4\%$, $f_{235} = 32,0\%$ oraz $f_{238} = 59,6\%$, a zatem ilość neutronów pochłoniętych odpowiednio przez moderator wyniesie 0,16, przez U-238 — 0,60, zaś ilość neutronów wchodzących do U-235

$$\eta_{235} \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f_{235} = 1,91 \cdot 0,596 = 1,15. \quad (14)$$

Tak więc prześledziliśmy los neutronów od chwili ich powstania do chwili pochłonięcia przez materiał rozszczepialny w jednym pokoleniu

przy założeniu, że żaden z neutronów nie ulega ucieczce z reaktora (jak gdyby układ był układem o wymiarach nieskończonych).

Stosunek ilości neutronów powolnych wnikających do jąder materiału rozszczepialnego na końcu jednego pokolenia do takiej ilości neutronów na końcu poprzedniego pokolenia bez uwzględnienia ich ucieczki nosi nazwę współczynnika mnożenia neutronów k_{∞} . W naszym przypadku

$$k_{\infty} = 1,15 : 1,00 = 1,15. \quad (15)$$

2.2. Ale wróćmy teraz do rzeczywistego układu reaktorowego o wymiarach skończonych, co oznacza, że uwzględnimy obecnie ucieczkę neutronów zarówno podczas spowalniania jak i w czasie dyfuzji termicznej. Oznaczając przez P_1 prawdopodobieństwo pozostania neutronu w reaktorze w całym okresie jego życia, otrzymujemy efektywny współczynnik mnożenia k_{eff} :

$$k_{\text{eff}} = k_{\infty} \cdot P_1. \quad (16)$$

Współczynnik ten określa ilość neutronów pochłanianych przez U-235 na 1 neutron pochłonięty przez U-235 w poprzednim pokoleniu w danym faktycznym układzie reaktorowym.

2.3. Warunkiem zaistnienia samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej jest $k_{\infty} \geq 1$, natomiast warunkiem pracy reaktora na ustalonym poziomie strumienia neutronów (a zatem i mocy cieplnej) jest

$$k_{\text{eff}} = 1. \quad (17)$$

Ten warunek zwany warunkiem krytyczności mówi, że ilość rozszczepień w każdym pokoleniu jest taka sama, co oczywiście oznacza stały poziom mocy reaktora.

Przy pomocy k_{eff} można bardzo prosto zilustrować przebieg pracy reaktora jądrowego:

Reaktor zbudowany jest tak, by w razie potrzeby k_{eff} było większe lub mniejsze od jedności. W stanie wyłączonym $k_{\text{eff}} < 1$ (stan podkrytyczny), co uzyskuje się przez wprowadzenie do reaktora prętów sterowniczych silnie pochłaniających neutrony. Przy włączaniu reaktora polegającym na wyciąganiu prętów, następuje zwiększenie k_{eff} aż do osiągnięcia wartości $k_{\text{eff}} = 1$. Przy takim położeniu prętów reaktor znajduje się w stanie krytycznym i pracuje w sposób ciągły, ale przy bardzo słabym strumieniu neutronów. Reakcja łańcuchowa jest bowiem inicjowana neutronami powstającymi głównie z rozszczepienia samorzutnego U-238 a gęstość tych rozszczepień w reaktorze jest b. mała. W celu doprowadzenia reaktora do roboczego poziomu strumienia neutronów następuje dalsze wyciąganie prętów do pewnego określonego położenia graniczne-

go. Reaktor staje się nadkrytyczny, $k_{\text{eff}} > 1$, strumień (a tym samym moc) reaktora wzrasta według prawa wykładniczego:

$$\Phi = \Phi_0 e^{k_{\text{ex}} t/l} = \Phi_0 e^{t/T}. \quad (18)$$

We wzorze powyższym $k_{\text{ex}} = k_{\text{eff}} - 1$ oznacza nadmiar neutronów powodujący lawinowe narastanie reakcji łańcuchowej (względna wartość nadmiaru neutronów $k_{\text{ex}}/k_{\text{eff}}$ zwykle nosi miano reaktywności reaktora), l jest średnim czasem trwania jednego pokolenia neutronów. Zatem strumień wzrasta tym szybciej, im większy jest nadmiar neutronów (czyli im większa jest reaktywność) oraz im krótszy jest czas trwania jednego pokolenia. W powyższym uproszczonym wzorze wielkość $l/k_{\text{ex}} = T$; wielkość T nosi miano okresu reaktora: jest to czas, w którym reaktor zmieni wielkość strumienia (lub mocy) e razy.

Po osiągnięciużądanego poziomu strumienia neutronów (mocy) następuje cofnięcie prętów do położenia krytycznego: reaktor pracuje teraz w sposób ciągły na osiągniętym uprzednio poziomie strumienia (mocy). Wyłączanie reaktora odbywa się przez wprowadzenie prętów sterowniczych do jego wnętrza, wówczas $k_{\text{eff}} < 1$ i reakcja łańcuchowa wygasa.

2.4. W związku z powyższym należy poświęcić kilka słów możliwości sterowania reakcją łańcuchową w reaktorze. Otóż większość neutronów pojawia się w procesie rozszczepienia natychmiast (i stąd nosi nazwę neutronów rozszczepieniowych) i „żyje” w reaktorze przez okres $10^{-4} \div 10^{-3}$ sek w zależności od typu reaktora. Tak krótki czas trwania jednego pokolenia neutronów oznaczałby, gdyby reakcja zależała jedynie od neutronów natychmiastowych, znaczne trudności w sterowaniu: gdyby bowiem założyć, że dopuszczalny okres reaktora T wynosi 1 sek, to przy czasie życia 0,001 sek, dopuszczalny nadmiar neutronów k_{ex} wynosiłby 0,001, czyli 0,1%, a to byłoby znacznym ograniczeniem eksploatacyjnym. Jednakże w każdym pokoleniu neutronów pojawia się oprócz neutronów natychmiastowych pewna nieznaczna ilość β neutronów opóźnionych, których czas życia sięga do kilkudziesięciu sekund. Przy bardzo małych wartościach reaktywności (nadmiaru neutronów) średni czas życia wszystkich neutronów wynosi około 0,1 sek, a zatem w powyższym przykładzie przy $k_{\text{ex}} = 0,001$, otrzymujemy okres reaktora $T = 100$ sekund umożliwiającą bardzo bezpieczne prowadzenie pracy reaktora.

A więc: reaktor jądrowy jest sterowalny w zasadzie tylko wtedy, gdy jego stan krytyczny zależy od neutronów opóźnionych, a ma to miejsce wtedy, gdy nadmiar neutronów k_{ex} nie przekracza ilości neutronów opóźnionych β (w przypadku U-235 $\beta = 0,00755$, Pu-239 $\beta = 0,00364$, U-233 $\beta = 0,00242$ [4]). Jak widać z powyższych danych, reaktor na U-235

jest bardziej bezpieczny od reaktora na Pu-239 czy U-233. Miarą sterowalności reaktora jest jego reaktywność wyrażona przez stosunek k_{ex} do β , przy czym jako jednostkę przyjmuje się 1 „złoty”. Tak więc 1 złoty reaktywności w przypadku U-235 oznacza, że k_{ex} wynosi 0,00755.

Dopóki reaktywność nie przekracza wartości 1 złotego, reaktor jest krytyczny na neutronach opóźnionych. Po przekroczeniu tej granicy reaktor staje się krytyczny wyłącznie na neutronach natychmiastowych. Oczywiście zarówno reaktor krytyczny na neutronach opóźnionych, jak i na neutronach natychmiastowych jest zawsze nadkrytyczny na wszystkich neutronach, różnica polega na wielkości okresu reaktora T .

2.5. Analizę reakcji łańcuchowej według opisu przedstawionego w pktach 2.1 oraz 2.2 przeprowadza się często w postaci bilansu neutronów jednego pokolenia w stanie krytycznym w odniesieniu do jednego neutronu pochłoniętego przez jądro materiału rozszczepialnego. W najprostszej postaci bilans ten ma następującą postać:

Zysk

Ilość neutronów utworzonych w wyniku rozszczepienia 2,12

Straty

Pochłanianie przez U-238 podczas spowalniania	0,21
Pochłanianie przez U-238 podczas dyfuzji termicznej	0,60
Pochłanianie przez moderator, materiały konstrukcyjne, chłodziwo, ew. trucizny oraz pręty sterownicze	0,16
Pochłanianie przez U-235	1,00
Razem: Zysk	2,12
Straty	1,00 + 0,81 + 0,16 = 1,97
	-1,97
Dopuszczalna ucieczka neutronów	0,15

2.6. Podany powyżej przykład numeryczny dotyczy reaktora na uran naturalny, a więc reaktora, w którym materiał rozszczepialny (U-235) występuje w stężeniu 0,71%. Uran naturalny należy do najgorszych pod względem swej wydajności paliw jądrowych, jednakże jest to jedyny materiał występujący w przyrodzie, który można zastosować do reaktorów jądrowych. Złe własności uranu naturalnego jako paliwa ujawniają się w powyższym bilansie faktem, że spośród 2,12 neutronów 0,81, tj. 38% wypada z reakcji łańcuchowej, skutkiem czego na pochłanianie przez inne materiały (oprócz U-235) oraz ucieczkę pozostaje jedynie 0,31 neutronów, czyli 14,7%.

Taki stan rzeczy pociąga za sobą dwa zasadnicze następstwa:

1) W reaktorze na uran naturalny wolno stosować — oprócz paliwa — jedynie materiały o bardzo małym przekroju czynnym na pochłanianie. Oznacza to, że wybór materiałów reaktorowych jest nadzwyczaj ograniczony, ponadto muszą one odznaczać się niespotykaną dotąd w skali technicznej czystością (tzw. „czystością jądrową”) tzn. muszą być pozabawione jakichkolwiek domieszek pochłaniających silnie neutrony.

2) Ze względu na małą wartość dopuszczalnej ucieczki neutronów z rdzenia reaktora, wymiary reaktorów na uran naturalny są bardzo duże (wielkości kilkupiętrowego budynku), co oczywiście oznacza konieczność dużych nakładów inwestycyjnych.

2.7. W przypadku zastosowania paliwa wzbogaconego, podane powyżej ostre warunki technologiczno-konstrukcyjne ulegają znacznemu złagodzeniu. Jest to wynikiem bardziej wydajnego kształtowania się reakcji łańcuchowej. Dla przykładu wskaźmy jej przebieg przy zastosowaniu czystego paliwa jądrowego (tj. np. 100% U-235): wówczas odpada efekt prędkości oraz pochłanianie przez U-238, a zatem w przytoczonym powyżej bilansie neutronów zysk wynosi 2,08, natomiast 38% strat przypadających poprzednio na U-238 może być przewidziane bądź na pochłanianie w materiałach niepaliwowych, bądź na ucieczkę z rdzenia. Sprawia to, że możliwość doboru materiałów reaktorowych jest większa, a ponadto istnieje możliwość znacznego zmniejszenia wymiarów reaktora.

2.8. W przypadku reaktorów na uran naturalny okazuje się rzeczą niemożliwą (poza przypadkiem reaktora z moderatorem ciężkowodnym) zrealizować układ krytyczny przy zastosowaniu równomiernej mieszaniny paliwa oraz moderatora, a to ze względu na fakt, że pochłanianie rezonansowe w U-238 prowadzi do tak dużego ubytku neutronów, że nie można osiągnąć $k_{\text{eff}} = 1$.

Natomiast jeżeli zastosuje się w moderatorze oddzielne skupienia paliwa w postaci tzw. elementów paliwowych rozmieszczonych o ile możliwości w równomiernych odstępach od siebie (w tzw. siatce paliwowej), pochłanianie rezonansowe znacznie spada, a mianowicie od 240 barnów (w przypadku bardzo dużego rozcieńczenia paliwa w moderatorze) do 10 barnów (w przypadku optymalnego układu elementów paliwowych). Jest to związane z następującym zjawiskiem: w reaktorze o jednorodnej mieszaninie paliwa i moderatora (tj. w reaktorze jednorodnym), strumień neutronów rezonansowych jest w każdym punkcie środowiska jednakowy, a zatem ilość pochłonięć przez U-238 w każdym punkcie taka sama. Natomiast w reaktorze niejednorodnym strumień neutronów ulega bardzo silnemu osłabieniu przy wnikaniu do wnętrza elementu

na skutek silnego pochłaniania w warstwie brzegowej, zatem całkowity efektywny przekrój czynny na pochłanianie neutronów rezonansowych przez U-238 poważnie zmniejsza się (tzw. efekt samoosłaniania). Dzięki powyższym faktom reakcja łańcuchowa w reaktorze niejednorodnym na uran naturalny staje się możliwa.

W przypadku zastosowania paliwa wzbogaconego powyższe ograniczenie konstrukcyjne odpada i możliwa staje się realizacja zarówno reaktora niejednorodnego jak i jednorodnego.

2.9. Przechodząc obecnie do oceny wymiarów reaktora ograniczmy się najpierw do wyznaczenia wymiarów najmniejszych, przy których możliwa jest reakcja łańcuchowa, a więc do wymiarów krytycznych reaktora zimnego ze świeżym paliwem. W tym przypadku można pokazać [3], że prawdopodobieństwo pozostania neutronu w rdzeniu reaktora P_1 (zob. pkt 2.2) wynosi w przypadku reaktorów dużych:

$$P_1 = \frac{1}{1 + M^2 B^2}, \quad (17)$$

gdzie M^2 jest kwadratem długości migracji*, zaś B^2 parametrem reaktora. W przypadku reaktorów małych, wzór (17) okazuje się zbyt grubym przybliżeniem. Trzeba wówczas analizować oddzielnie ruch neutronów podczas spowalniania i w czasie dyfuzji termicznej. O ile można założyć, że spowalnianie odbywa się w przybliżeniu w sposób ciągły, to wówczas dokładniejszą formą wzoru (17) jest:

$$P_1 = \frac{e^{-B^2 \tau}}{1 + L_r^2 B^2}, \quad (18)$$

gdzie τ jest tzw. wiekiem Fermiego (wyrażonym w cm^2), natomiast L_r^2 jest kwadratem długości dyfuzji neutronów termicznych w środowisku reaktorowym.

O ile przybliżenie spowalniania ciągłego nie jest słuszne (np. w przypadku reaktora z moderatorem wodnym), to stosuje się przybliżenie wielu grup energetycznych, przez które przebiega proces spowalniania, przy czym zakłada się, że w każdej oddzielnej grupie neutrony nie tracą energii. W tym przypadku prawdopodobieństwo P_1 ma postać:

$$P_1 = \frac{1}{(1 + L_1^2 B^2)(1 + L_2^2 B^2) \dots (1 + L_r^2 B^2)}, \quad (19)$$

gdzie L_1^2, L_2^2, \dots są kwadratami długości dyfuzji odpowiednio w pierwszej, drugiej itd. grupie energetycznej, zaś L_r^2 jak poprzednio kwadratem długości dyfuzji neutronów termicznych.

* Bliższe wyjaśnienie tego pojęcia jest podane dalej (pod 2.10) (przyp. Red.).

2.10. Określmy bliżej pojęcia wieku Fermiego oraz długości dyfuzji. Zarówno wiek Fermiego, jak i kwadraty długości dyfuzji poszczególnych grup energetycznych (w tym także termicznej) są w ten sam sposób powiązane ze średnim kwadratem odległości, do której dochodzi neutron od miejsca wejścia w daną grupę energetyczną do miejsca wyjścia z niej, mianowicie za pomocą wzoru:

$$\begin{aligned} \text{względnie} \quad L_i^2 &= \bar{r}_i^2/6 \\ \tau &= \bar{r}_{sp}^2/6, \end{aligned} \quad (20)$$

gdzie wskaźnik i oznacza i -tą grupę energetyczną, w tym także termiczną, wskaźnik sp cały obszar spowalniania.

Jak zobaczymy dalej (pkt 2.11) w miarę zwiększania wymiarów reaktora parametr jego coraz bardziej maleje. Dla wystarczająco małych B^2 możliwe jest uproszczenie wzorów (19) i (20) do postaci

$$P_1 = \frac{1}{1 + (\tau + L_r^2) B^2} \quad (18a)$$

oraz

$$P_1 = \frac{1}{1 + (L_1^2 + L_2^2 + \dots + L_r^2) B^2}. \quad (19a)$$

Porównując wzory (18a) oraz (19a) z wzorem (17) widzimy, że długość migracji można wyrazić przez:

$$\text{w przypadku modelu spowalniania ciągłego: } M^2 = \tau + L_r^2 \quad (21a)$$

w przypadku modelu spowalniania nieciągłego

$$\text{(dyfuzji wielogrupowej)} \quad M^2 = L_1^2 + L_2^2 + \dots + L_r^2 \quad (21b)$$

Długość migracji neutronów w reaktorze jest zatem pewną miarą średniej odległości, do której dochodzą neutrony od miejsca ich powstania (tj. rozszczepienia) do miejsca ich zniknięcia (w wyniku pochłonięcia).

2.11. Wyjaśnimy obecnie znaczenie drugiej wielkości występującej we wzorach (17—19), a mianowicie parametru reaktora B^2 . Ruch neutronów w reaktorze odbywa się według odpowiednio zmodyfikowanych praw dla ruchu gazu (w tym przypadku gazu neutronowego) w środowisku materiałowym. Prawa te wyrażają się w swej najprostszej postaci przez układ równań różniczkowych dla wieku Fermiego oraz dyfuzji przy określonych warunkach brzegowych. Tymi warunkami są:

— strumień neutronów danej energii jest w każdym punkcie reaktora wielkością skończoną i nieujemną,

— strumień neutronów danej energii przyjmuje wartość zerową na granicy ekstrapolowanej reaktora tzn. w odległości długości ekstrapolacji (wynoszącej do kilku cm) od brzegu geometrycznego bryły reaktora.

Wielkość B^2 jest najmniejszą wartością własną tych równań różniczkowych przy zadanych warunkach brzegowych. W zależności od geometrii bryły reaktora B^2 przyjmuje następujące wartości:

$$\text{dla kuli:} \quad B^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2 \quad (22a)$$

$$\text{dla cylindra:} \quad B^2 = \left(\frac{2,405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 \quad (22b)$$

$$\text{dla sześcianu:} \quad B^2 = \left(\frac{2\sqrt{3\pi}}{a}\right)^2 \quad (22c)$$

gdzie R jest promieniem, H wysokością, zaś a krawędzią (w przypadku sześcianu) reaktora z uwzględnieniem długości ekstrapolacji. Wzór (22b) można bardziej sprecyzować dodając dodatkowy warunek minimum objętości reaktora; wtedy otrzymamy:

$$\text{dla cylindra:} \quad B^2 = \left(\frac{2,945}{R}\right)^2 \quad (22'b)$$

przy zależności $H = 1,847 R$.

Łącznie można przedstawić wzory (22) w postaci:

$$B = b/R \quad (23)$$

(przy podstawieniu $a/2 = R$, gdzie $b = 3,141$ (kula), $= 2,945$ (cylinder) oraz $5,438$ (sześcian)).

2.12. Po tych prostych wyjaśnieniach możliwe jest znalezienie zależności szybkości ucieczki neutronów z reaktora od jego wymiarów. Dla prostoty przeprowadzono rozważanie za pomocą wzoru (17), tj. dla reaktorów dużych. Jeśli $\frac{1}{1 + M^2 B^2}$ przedstawia prawdopodobieństwo pozostania neutronów w reaktorze, to prawdopodobieństwo ucieczki wyrazi się przez

$$1 - \frac{1}{1 + M^2 B^2} = \frac{M^2 B^2}{1 + M^2 B^2}$$

Ponieważ w dużych reaktorach $M^2 B^2$ jest wielkością małą w porównaniu z 1, zatem z dostatecznym przybliżeniem można stwierdzić, że

$$\text{ucieczka neutronów z reaktora} = M^2 B^2 = \frac{b^3 M^2}{R^2} \quad (24)$$

Wzór (24) podaje w najprostszej postaci zależność ucieczki neutronów od wymiarów reaktora.

2.13. Wymiary krytyczne reaktora określa się następująco:

Warunek krytyczności (16) przy zastosowaniu wzoru (17) na P_1 brzmi:

$$\frac{k_{\infty}}{1 + M^2 B^2} = 1. \quad (25)$$

Podstawiając do (25) wzór (23) i rozwiązując względem R otrzymujemy

$$R_{cr} = \frac{bM}{\sqrt{\Delta k}} \quad (26)$$

gdzie $\Delta k = k_{\infty} - 1$ jest nadmiarem neutronów, tj. różnicą pomiędzy liczbą neutronów wytwarzanych w reaktorze a liczbą potrzebną do podtrzymania reakcji łańcuchowej.

Jeśli znany jest skład materiałowy reaktora i jego struktura wewnętrzna (jednorodny-niejednorodny), to po założeniu kształtu bryły reaktorowej (b) uzyskuje się przy pomocy wzoru (26) wymiary krytyczne. Z drugiej strony, jeśli z góry założono wymiary krytyczne (R_{cr}) oraz kształt reaktora (b), to jego skład materiałowy i strukturę należy tak dobrać, by był spełniony wzór (26).

Objętość krytyczną reaktorów o różnej geometrii otrzymujemy na podstawie wzorów (23) oraz (26):

$$\text{dla kuli} \quad V_{cr} = 130 \left(\frac{M}{\sqrt{\Delta k}} \right)^3,$$

$$\text{dla cylindra} \quad V_{cr} = 148 \left(\frac{M}{\sqrt{\Delta k}} \right)^3, \quad (27)$$

$$\text{dla sześcianu} \quad V_{cr} = 161 \left(\frac{M}{\sqrt{\Delta k}} \right)^3.$$

Jak widać z wzorów (27) najmniejszą objętość krytyczną uzyskuje się w przypadku kuli, największą — w przypadku sześcianu. Jest to związane z faktem, że w takiej samej kolejności jak we wzorze (27) układa się przy różnych geometriach stosunek powierzchni zewnętrznej reaktora (do której proporcjonalna jest ucieczka neutronów) do jego objętości (do której proporcjonalna jest ilość wytworzonych neutronów).

2.14. Dla zorientowania przytaczam niektóre wartości wielkości istotnych dla określenia wymiarów reaktora.

Wartość Δk może wahać się od wartości bardzo małych (reaktory na uran naturalny z moderatorem grafitowym) do wartości około 1 (reaktory na czyste paliwo z moderatorem ciężkowodnym).

Wartości M^2 nie można podać bez znajomości współczynnika wykorzystania neutronów termicznych przez moderator f_{mod} , gdyż wartość L_r^2 zależy od niego według zależności

$$L_r^2 = f_{\text{mod}} \cdot L_{\text{mod}}^2. \quad (28)$$

Przytoczyć można natomiast wartości τ oraz L_{mod}^2 dla poszczególnych moderatorów [5]:

	τ	L_{mod}^2
ciężka woda	125	13 456
grafit	364	2 500
tlenek berylu	105	841
beryl	97,2	433
woda	31,4*)	8,1

2.15. Duża procentowo wartość ucieczki neutronów w przypadku małych reaktorów powoduje, że reaktory zbudowane z samego rdzenia tj. z części aktywnej, w której zachodzi reakcja łańcuchowa, byłyby bardzo nieekonomiczne. Celem zmniejszenia wymiarów rdzenia, otacza się go reflektorem, tj. warstwą materiału o właściwościach zbliżonych do właściwości moderatora, a którego zadaniem jest zawracanie neutronów do wnętrza rdzenia. Drugą zaletą, którą uzyskuje się przez zastosowanie reflektora jest zmniejszenie stosunku strumienia największego do średniego, co oznacza bardziej wyrównaną eksploatację reaktora. Rola reflektora jest tym większa, im mniejsze są wymiary rdzenia.

2.16. Obliczone z powyższych wzorów wymiary krytyczne reaktora są wymiarami najmniejszymi i muszą być powiększone ze względu na następujące efekty:

- 1) zmianę temperatury reaktora podczas pracy,
- 2) zwiększające się w miarę przedłużania się okresu roboczego zatrucie jądrowe reaktora,
- 3) pogorszenie właściwości jądrowych przy prowadzeniu doświadczeń (wprowadzanie próbek do rdzenia, wyprowadzanie wiązek neutronowych itd).

Dla obliczenia wymiarów przy uwzględnieniu powyższych warunków eksploatacyjnych posługujemy się zmodyfikowanym wzorem (25) w postaci

$$\frac{k_{\infty}}{1 + M^2 B^2} (1 - \varrho_T - \varrho_p - \varrho_{\text{exp}}) = 1, \quad (29)$$

*) W przypadku wody przez τ oznacza się $\tau = L^2 + L_2^2 + \dots$, tj. sumę kwadratów długości dyfuzji poszczególnych grup energetycznych poza grupą termiczną.

gdzie q oznacza reaktywność przeznaczoną odpowiednio q_T na największą temperaturę dopuszczalną, q_p na największe zatrucie dopuszczalne q_{exp} na największe wykorzystanie jądrowe na doświadczenia.

2.17. Na zakończenie omawiania podstaw teorii reaktorów możemy obecnie przedstawić typowe wielkości reaktorów doświadczalnych różnych typów, przy czym ograniczymy się — jeśli chodzi o paliwo — do dwu grup krańcowo sobie przeciwstawnych, a mianowicie: na paliwo naturalne i na paliwo czyste.

Największe wymiary osiągają reaktory na uran naturalny z moderatorem grafitowym ze względu na małą wartość Δk oraz dużą wartość kwadratu długości migracji M^2 . Typowe wielkości rdzenia: 130—200 m³.

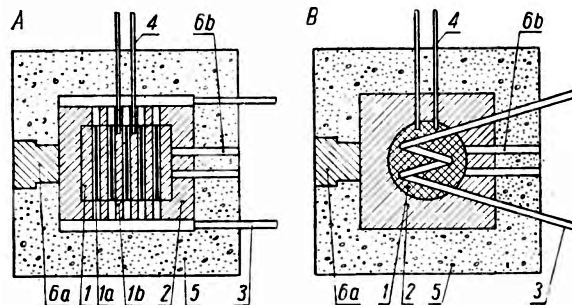
W przypadku reaktorów na uran naturalny z moderatorem ciężkowodnym uzyskuje się poważne zmniejszenie wymiarów dzięki znacznemu wzrostowi Δk (około 0,200) i pewnemu zmniejszeniu M^2 . Typowe wielkości rdzenia: 4 — 15 m³.

Przejdźmy obecnie do reaktorów na paliwo czyste: główne typy to reaktory z moderatorem ciężkowodnym oraz reaktory z moderatorem wodnym. Wymiary reaktorów na ciężką wodę są większe od wymiaru reaktorów w zwykłą wodę, a to ze względu na znaczne różnice w M^2 . Typowe wielkości rdzenia:

- reaktory ciężkowodne: ok. 0,3 m³,
- reaktory wodne niejednorodne ok. 0,090 m³,
- reaktory wodne jednorodne ok. 0,015 m³.

3. Zasady konstrukcji reaktorów doświadczalnych [6], [7]

3.1. Istotnymi częściami składowymi reaktorów doświadczalnych są (rys. 1):



Rys. 1. Części składowe A) reaktora niejednorodnego i B) reaktora jednorodnego
 1 — rdzeń, 1a — elementy paliwowe, 1b — moderator, 2 — reflektor, 3 — układ chłodzący,
 4 — układ sterowniczy, 5 — osłona, 6 — urządzenia doświadczalne, 6a — kolumna termiczna,
 6b — kanały doświadczalne

1. Rdzeń składający się w przypadku reaktora niejednorodnego z:
 - a) elementów paliwowych,
 - b) moderatora;

natomiast w przypadku reaktora jednorodnego z:
mieszaniny paliwa i moderatora.

Rdzeń jest podstawową częścią składową reaktora, w której zachodzi reakcja łańcuchowa rozszczepienia.

2. Reflektor otaczający rdzeń, a służący do zatamowania ucieczki neutronów.

3. Układ chłodzący umożliwiający usuwanie ciepła z wnętrza reaktora.

4. Układ sterowniczy służący do zapewnienia stanu krytycznego reaktora w czasie pracy na ustalonym poziomie strumienia, oraz służący do włączania i wyłączania układu reaktorowego.

5. Osłona przed promieniowaniem dla ochrony personelu oraz aparatury.

6. Urządzenia doświadczalne w reaktorze jak np.

- a) kolumna termiczna,
- b) kanały do wyprowadzania wiązek neutronowych.

Poniżej omówimy bliżej poszczególne części składowe reaktora.

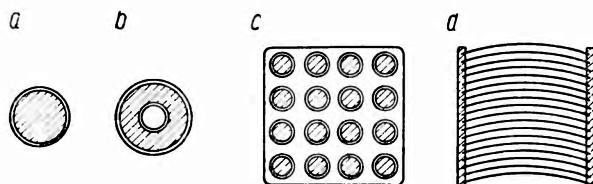
3.2. Rdzeń — paliwo. Paliwo jądrowe składa się z dwu rodzajów materiałów, a mianowicie z materiału rozszczepialnego służącego do podtrzymywania reakcji łańcuchowej (U-235, Pu-239, U-233) oraz materiału rodno (U-238, Th-232). O ile w reaktorach wytwórczych materiał rodny służy do otrzymania nowego paliwa jądrowego (Pu-239 z U-238, natomiast U-233 z Th-232) na drodze przemian jądrowych, a zatem obecność tego materiału w reaktorach tego typu jest nieodzowna, o tyle w reaktorach doświadczalnych, obecność materiałów rodnych, powodująca znaczne zmniejszenie wydajności reakcji łańcuchowej (zob. pkt 2.5 oraz 2.6), jest niepożądana.

3.3. Paliwo jądrowe różni się ze względu na stopień zawartości materiału rozszczepialnego, czyli ze względu na stopień wzbogacenia:

- 1) Paliwo naturalne (tj. uran naturalny) zawierające 0,71% U-235,
- 2) Paliwo słabo wzbogacone ok. 1,5 — 2% materiału rozszczep.,
- 3) Paliwo średnio wzbogacone 5 — 20% materiału rozszczep.,
- 4) Paliwo silnie wzbogacone ok. 90% materiału rozszczep.,
- 5) Paliwo czyste 100% materiału rozszczep.

Jak dotąd stosowano w reaktorach wzbogacenie głównie w U-235, natomiast paliw wzbogaconych w Pu-239 i U-233 należy spodziewać się już w najbliższej przyszłości.

3.4. Paliwo w reaktorach niejednorodnych stosuje się w elementach paliwowych, składających się z materiału paliwowego (uranu) otoczonego szczelną metalową koszulką służącą do zatrzymania produktów rozszczepieniowych oraz do uniknięcia reakcji chemicznej uranu z otoczeniem (rys. 2).



Rys. 2. Przekrój poprzeczny elementu paliwowego:

a) element w postaci pręta, b) element w postaci rury, c) element złożony z pęku cienkich prętów, d) element złożony z pęku płytek.

Omówmy rodzaje elementów paliwowych:

a) Element paliwowy z uranu naturalnego składa się obecnie przeważnie z uranu metalicznego w postaci prętów cylindrycznych (rys. 2a) lub rurowych (rys. 2b). Optymalna średnica pręta wynosi 25 — 28 mm, długość 100 — 300 mm.

W niektórych przypadkach stosowano (na początku rozwoju techniki reaktorowej) elementy paliwowe zawierające pigułki z tlenków uranu, jednakże obecnie zaniechano stosowania tego materiału paliwowego w reaktorach doświadczalnych.

Zaletą stosowania elementów paliwowych z uranu naturalnego jest dostępność uranu naturalnego oraz stosunkowo łatwa produkcja elementów, wadą natomiast — mała osiągalna wydajność strumienia neutronów na MW mocy (rzędu $2 \cdot 10^{11}$).

b) Element paliwowy z uranu lekko lub średniowzbogaconego zawiera w sobie wystarczające ilości U-238 na to, by zapewnić stabilność konstrukcyjną. Często korzysta się ze stopu takiego wzbogaconego uranu z innymi metalami o dobrym przewodnictwie cieplnym i dobrych własnościach konstrukcyjnych (wiązaną z koszulką) np. z glinem lub magnezem. Oprócz wykonania jak w przypadku a) także stosowana jest konstrukcja elementu paliwowego z kilkunastu cienkich prętów średnicy 8 — 10 mm (rozwiązanie radzieckie — rys. 2c).

c) Element paliwowy silnie wzbogacony składa się z szeregu cienkich (grubość 1,5 mm) płytek ze stopu glinu i U-235 (np. w stosunku wagowym 10 : 1) pokrytych obustronnie cienkimi koszulkami aluminiowymi (rozwiązanie amerykańskie). Wykonanie cienkich płytek paliwowych, podobnie jak w b) cienkich prętów jest nadzwyczaj dogodne pod względem odbioru ciepła, dzięki dużej powierzchni grzejnej.

3.5. W reaktorach jednorodnych stosuje się paliwo w następującej postaci:

a) W przypadku moderatora stałego — jednorodna mieszanina np. grafitu i uranu wzbogaconego w postaci np. spieku.

b) W przypadku moderatora ciekłego — roztwór chemicznego związku uranu wzbogaconego np. siarczanu uranylu w moderatorze (np. zwykłej lub ciężkiej wodzie).

c) W przypadku moderatora ciekłego — rozrzedzona zawiesina lub papka paliwa w moderatorze jako substancji nośnej.

3.6. **Rdzeń — moderator.** Moderatory reaktorów powolnych muszą odznaczać się następującymi właściwościami:

1) dużą zdolnością degradacji (zmniejszania) energii neutronów w wyniku zderzeń sprężystych. Zdolność degradacji oznacza się za pomocą tzw. średniego dekrementu logarytmu energii

$$\xi = \overline{\ln(E_1/E_2)}, \quad (30)$$

gdzie E_1 jest energią neutronu przed zderzeniem, zaś E_2 energią neutronu po zderzeniu w układzie laboratoryjnym. Wartość jego jest największa dla najlżejszych jąder i maleje wraz z wzrostem liczby masowej A np. $\xi_{H_2O} = 0,925$, $\xi_{D_2O} = 0,504$, $\xi_{Be} = 0,209$, $\xi_C = 0,158$.

2) dużym prawdopodobieństwem rozproszenia neutronów w obszarze energii pozatermicznych np. $H_2O: \sigma_s = 44,4$ barnów, $D_2O: \sigma_s = 10,5$ barnów, $Be: \sigma_s = 6,1$ barnów, $C: \sigma_s = 4,7$ barnów.

3) małym prawdopodobieństwem pochłaniania neutronów w obszarze termicznym: $D_2O: \sigma_a = 0,0011$ barnów, $Be: \sigma_a = 0,009$ barnów, $C: \sigma_a = 0,0045$ barnów. Zwykła woda posiada dosyć duży przekrój czynny na pochłanianie, mianowicie $\sigma_a = 0,66$ barnów.

Ocenę właściwości danego moderatora przeprowadzamy za pomocą współczynnika spowalniania:

$$MR = \xi\sigma_s/\sigma_a. \quad (31)$$

Dla zorientowania przytaczam wartości współczynnika spowalniania dla moderatorów stosowanych dotychczas w reaktorach doświadczalnych [9]:

ciężka woda	12 000
grafit	170
beryl	159
zwykła woda	83

Powyższe zestawienie świadczy najdobitniej o nieporównywalnych właściwościach ciężkiej wody jako moderatora. Mała wartość MR dla wody uniemożliwia jej użycie w reaktorach niewzbogaconych.

3.7. Spośród podanych powyżej moderatorów dwa występują w postaci stałej (grafit oraz beryl), natomiast dwa w postaci ciekłej (ciężka woda oraz woda zwykła). Zaletą moderatorów stałych są ich dobre właściwości konstrukcyjne, odporność na korozję oraz wytrzymałość na wysokie temperatury, natomiast zaletą moderatorów ciekłych jest możliwość użycia ich także jako bardzo dobrego chłodziwa, w reaktorach jednorodnych — jako nośnika substancji paliwowej, a wreszcie możliwość sterowania reaktorem za pomocą obniżania lub podwyższania poziomu cieczy w zbiorniku reaktora. Wadą moderatorów ciekłych jest konieczność stosowania specjalnego zbiornika utrudniającego dostęp do rdzenia.

Do moderatorów drogich wymagających specjalnych metod technologicznych należą ciężka woda i beryl; tanim moderatorem jest grafit syntetyczny, nie mówiąc już o minimalnym koszcie wody zwykłej. Wszystkie materiały moderatorowe muszą odznaczać się wysoką czystością.

3.8. Reflektor. Ze względu na swe przeznaczenie materiał reflektora powinien odznaczać się przede wszystkim dużą gęstością, mniejszą natomiast wagę przywiązuje się do zdolności degradacji energii oraz do wielkości przekroju czynnego na pochłanianie. Obecnie kolejność wyżej podanych materiałów moderatorowych pod względem stosowalności jako reflektor jest następująca:

beryl, ciężka woda, grafit, woda zwykła.

Drugim względem decydującym o zastosowaniu danego reflektora są jego koszty. Tak np. można zastosować drogi beryl w reaktorach wodnych ze względu na małą wielkość rdzenia tych reaktorów. W przypadku, gdy moderatorem jest ciężka woda, to w rozwiązaniach na uran naturalny stosuje się ją w zbiorniku o wymiarach rdzenia, natomiast poza zbiornikiem umieszcza się reflektor z grafitu.

Prostota konstrukcji w przypadku reaktorów z moderatorem stałym powoduje, że w tych przypadkach reflektor stanowi po prostu przedłużenie rdzenia.

W reaktorach wzbogaconych, których rdzeń zajmuje małą objętość, stosuje się zbiornik o większych rozmiarach tak, że rdzeń zajmuje w nim położenie środkowe i jest otoczony ze wszystkich stron kilkudziesięciocentymetrową warstwą wody (ciężkiej wody).

3.9. Układ chłodzący. Pracy reaktora na danym poziomie strumienia towarzyszy wydzielanie się ciepła, które musi być odprowadzane na zewnątrz w celu zapewnienia stałego działania całego układu. Wskaźnikiem wydajności odbioru ciepła jest wielkość gęstości mocy, tj. stosunek mocy cieplnej reaktora do ilości materiału rozszczepialnego we wsadzie

paliwowym. Największe wartości podawane dotychczas dla reaktorów doświadczalnych są następujące [10] [11]:

chłodzenie gazowe	do 100 kW/kg U-235	(reaktor P-2)
chłodzenie wodne	do 7500 kW/kg U-235	(reaktor MTR)

Gęstość mocy odbieranej z reaktora można zmieniać w szerokim zakresie przez zmianę szybkości przepływu, ciśnienia i temperatury chłodziwa, przy czym ilość chłodziwa znajdująca się w rdzeniu w zasadzie nie ulega zmianie. Oznacza to, że w powyższym zakresie odbioru mocy wielkość reaktora jest niezależna od poziomu mocy.

Wielkość reaktora jednakże ulega zwiększeniu ze względu na warunki cieplne, wtedy, gdy nie uda się dotychczas opanowanymi metodami odebrać wysokich gęstości mocy, względnie gdy taki odbiór nie jest wskazany z powodów ekonomicznych. W tym przypadku wymiary reaktora nie są określone względami jądrowymi, lecz względami cieplnymi.

W przeciwieństwie do reaktorów energetycznych nie zależy nam na dobrych parametrach chłodziwa (tj. wysokiej temperaturze i wysokim ciśnieniu), gdyż ciepło w reaktorach doświadczalnych stanowi jedynie produkt uboczny nie wykorzystywany do wykonywania pracy. Dzięki temu uzyskuje się szereg udogodnień konstrukcyjnych, a mianowicie:

- 1) prosta konstrukcja obiegu chłodzącego,
- 2) niska temperatura chłodziwa umożliwia większy wybór materiałów w obiegu chłodzącym,
- 3) zmniejszone niebezpieczeństwo korozji,
- 4) koszulka elementów paliwowych nie musi odpowiadać tak wysokim wymaganiom eksploatacyjnym jak w reaktorach energetycznych.

3.10. Omówmy główne typy obiegów chłodzących:

1) W przypadku małych gęstości mocy nie potrzeba stosować obiegów chłodzących (reaktory o mocy zerowej). W miarę osiągania gęstości mocy rzędu 1 W/kg U-235 (np. moc około 10 kW, strumień ok. 10^{11}) pojawia się natomiast konieczność stosowania swobodnej konwekcji chłodziwa. Mianowicie jeśli chłodziwem jest woda (lub ciężka woda), to ciepło jest oddawane w obiegu swobodnym albo większej masie wody otaczającej rdzeń (reaktory typu basenu pływackiego), albo jest przekazywane do wymiennika ciepła.

2) O ile zastosowanie obiegu swobodnego nie jest możliwe, lub o ile przejdziemy do większych gęstości mocy powstaje konieczność stosowania obiegu wymuszonego. Istnieją następujące możliwości chłodzenia:

a) Gaz w obiegu otwartym. Jedynym ekonomicznie dopuszczalnym chłodziwem jest powietrze pompowane poprzez reaktor. Układ ten cechuje się prostotą wykonania kanałów chłodzących oraz możliwością łatwego odprowadzenia gazu (powietrza) do komina. Wadą jego jest duże zużycie mocy na pompowanie oraz konieczność stosowania dmuchaw i rurociągów dużych rozmiarów.

Zastosowanie tego obiegu ogranicza się do reaktorów na uran naturalny z moderatorem grafitowym. Dotychczas uzyskany największy odbiór mocy wynosi kW/kg U-235 (BNL).

b) Gaz w obiegu zamkniętym. Przez sprężenie gazu uzyskuje się znaczne polepszenie warunków wymiany ciepła przy małym zużyciu mocy na pompowanie, dzięki czemu udaje się osiągnąć strumień neutronów do 10^{13} . Dzięki zastosowaniu gazu zagrożenie korozji występuje w małych rozmiarach, a układ może wytrzymywać wysokie temperatury. Chłodzenie tego typu nadaje się do zastosowania w reaktorach energetycznych. Dotychczas uzyskano największy odbiór mocy 100 kW/kg U-235 (P-2).

c) Chłodzenie wodą w obiegu wymuszonym (zarówno D_2O jak i H_2O) umożliwia największy odbiór mocy nawet w porównaniu z chłodzeniem ciekłymi metalami. Dotychczas osiągnięto odbiór 4000 kW/kg U-235 w przypadku reaktora wzbogaconego z moderatorem i chłodziwem ciężkowodnym (DIDO), natomiast w przypadku reaktora wzbogaconego z moderatorem i chłodziwem wodnym 7500 kW/kg U-235 (MTR).

Przy porównaniu H_2O z D_2O trzeba zwrócić uwagę, że zaletą H_2O jest mały koszt, prostota układu pompowania oraz urządzeń wymiennikowych, gdyż tolerancje na przeciekanie chłodziwa są łagodne. Natomiast zaletą D_2O jest minimalne pochłanianie neutronów (ważne w reaktorach na uran naturalny) oraz bezpieczeństwo przed zakażeniem radiacyjnym.

Wadą tego typu chłodzenia jest konieczność stosowania wysokich ciśnień w przypadku wysokiej temperatury, a w związku z tym konieczność użycia odpowiednich zbiorników i przewodów ciśnieniowych. W reaktorach doświadczalnych, w których żądamy wysokich wartości strumienia, a nie wysokich temperatur, zagrożenie to nie jest jeszcze tak poważne jak w reaktorach energetycznych.

d) W przypadku bardzo wysokich temperatur (przykładowo powyżej $250^\circ C$), względnie o ile niedopuszczalne jest stosowanie ze względów jądrowych substancji lekkich (np. w reaktorach prędkich) stosuje się ciekłe metale w obiegu chłodzącym. Jak dotąd nie znamy doświadczalnych reaktorów powolnych tego typu.

3.11. Układ sterowniczy [12]. Sterowanie reaktorem jądrowym ma na celu:

- 1) zapewnienie stanu krytycznego reakcji łańcuchowej podczas normalnej pracy reaktora,
- 2) stworzenie możliwości sterowanego przechodzenia z jednego do drugiego poziomu mocy,
- 3) niezawodne wyłączanie reaktora przy dochodzeniu do stanu awaryjnego.

Sterowanie polega na wywoływaniu w reaktorze zmian właściwości jądrowych przez:

- wprowadzanie (lub wyciąganie) prętów sterowniczych o dużej zdolności pochłaniania lub przez
- regulowanie stanu krytycznego przez zmianę poziomu ciekłego moderatora w zbiorniku reaktora, czy też wreszcie przez
- zmianę ucieczki neutronów za pomocą odsuwania lub dostawiania reflektora.

Zasadniczą częścią układu sterowniczego jest zestaw elementów sterowniczych o różnym przeznaczeniu:

- 1) elementy kompensacyjne — służą do wyrównania pod względem właściwości jądrowych nadmiaru paliwa przewidzianego na efekty eksploatacyjne pojawiające się okresowo lub narastające stopniowo podczas pracy reaktora;
- 2) elementy regulacyjne — służą do regulowania małych zmian reaktywności pojawiających się podczas pracy reaktora;
- 3) elementy bezpieczeństwa — zapewniają wyłączanie reaktora przy dochodzeniu do stanu awaryjnego.

Elementy sterownicze mają w większości przypadków postać prętów zawierających silne absorbenty jak kadm, bor lub hafn. Niekiedy stosuje się płyty wprowadzane do reaktora pomiędzy rdzeniem a reflektorem (reaktory ciężkowodne).

3.12. Układów sterowniczych nie wolno zbyt upraszczać ze względu na to, że wyłączenie reaktora musi być zapewnione przy każdym nawet najniekorzystniejszym zbiegu różnych okoliczności. Z tego powodu wykonuje się cały układ podwójnie stosując przy tym urządzenia działające według różnych zasad. W reaktorze i jego otoczeniu umieszcza się szereg przyrządów detekcyjnych i ostrzegawczych (liczniki proporcjonalne, komory jonizacyjne, termostaty, przepływomierze itd), podłączonych do obwodów wyłączeniowych, z których każdy może zadziałać na pręty bezpieczeństwa. Oto wykaz najmniejszej ilości sygnałów przekazywanych do układu sterowniczego:

poziom strumienia neutronów (mierzony więcej niż dwoma przyrządami pomiarowymi),
 poziom strumienia gamma,
 brak zasilania mocy elektr.,
 temperatura paliwa lub moderatora,
 wzrost temperatury chłodziwa,
 temperatura części konstrukcyjnych,
 promieniotwórczość powietrza wietrzącego,
 promieniotwórczość wody chłodzącej,
 promieniotwórczość powietrza w pomieszczeniu reaktora,
 przepływ chłodziwa,
 przepływ powietrza wietrzącego,
 reaktywność (okres reaktora).

Sterowanie reaktorem wymaga bardzo czułych przyrządów pomiarowych o dużym zakresie mierzenia, szczególnie jeśli chodzi o pomiar strumienia neutronów. Bardzo trudne warunki pracy występują bowiem przy uruchamianiu reaktora ze względu na to, że poziom mocy zmienia się do 10^8 a nawet 10^9 razy i musi być starannie regulowany przy zbliżaniu się do wartości roboczej.

3.13. Osłona przed promieniowaniem [13]. Reaktor jest silnym źródłem promieniowania różnego rodzaju, a mianowicie:

- 1) promieniowania neutronów zabierającego 5 MeV energii na akt rozszcz.,
 - 2) promieniowania gamma zabierającego 12 MeV/akt rozszczepienia,
 - 3) promieniowania beta zabierającego 8 MeV/akt rozszczepienia.
- Łącznie w każdym akcie rozszczepienia powstaje promieniowanie o energii około 25 MeV. Jeśli orientacyjnie założymy, że średnia energii cząstek wysyłanych w aktach promieniotwórczych wynosi w reaktorze około 3 MeV, to na każdy akt rozszczepienia przypada około 8 procesów promieniotwórczych. Korzystając z zależności

$$1 \text{ wat ciepła} = 3,1 \cdot 10^{10} \text{ rozszczepień na sek,}$$

$$1 \text{ curie} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ rozpadów/sek}$$

oraz z powyższej oceny ilości rozpadów/akt rozszczepienia możemy określić orientacyjnie promieniotwórczość reaktora w funkcji jego mocy cieplnej:

$$C \text{ (kilocurie)} = 10 \cdot P \text{ (kW)}. \quad (32)$$

A zatem dla przykładu reaktor o mocy cieplnej 2000 kW daje około 20 milionów curie, co wymownie świadczy o niebezpieczeństwie, jakim grozi nieopatrzne obchodzenie się z urządzeniami tego typu.

3.14. W reaktorach niejednorodnych źródła promieniowania są zawarte w elementach paliwowych, natomiast w reaktorach jednorodnych — w całym rdzeniu. Nie całe promieniowanie ma możliwość rozchodzenia się w obszarze rdzenia lub na zewnątrz niego, część, tj. promieniowanie beta jest zupełnie zlokalizowana za pomocą koszulek na elementach paliwowych (reaktory niejednorodne) lub za pomocą zbiornika reaktora (reaktory jednorodne). Także neutrony i fotony gamma ulegają pochłonięciu w rdzeniu i reflektorze i to tym bardziej, im większe są wymiary reaktora. Orientacyjnie można podać, że w dużych reaktorach (z moderatorem grafitowym) wielkość ucieczki fotonów i neutronów nie przekracza 15%, czyli $C = 1,5 P$, natomiast w reaktorach małych ucieczka może dochodzić do 60%, czyli $C = 6 P$.

3.15. Z powyższych względów reaktory muszą być otoczone niezawodną osłoną uniemożliwiającą przedostanie się promieniowania na zewnątrz. Wymagania stawiane osłonom są bardzo ostre: strumień neutronów bądź fotonów musi ulec osłabieniu 10^8 do 10^{12} razy. Mechanizm osłabiania strumienia neutronów różni się od mechanizmu osłabiania strumienia fotonów: w pierwszym przypadku pożądana jest obecność w osłonie materiałów lekkich, w drugim natomiast ciężkich. Osłona musi zatem zawierać obydwa rodzaje substancji, przy czym rozwiązanie konstrukcyjne może polegać na:

a) ustawieniu na przemian oddzielnych warstw materiałów ciężkich i lekkich np. na zanurzeniu płyt żelaznych w wodzie w pewnych odstępach od siebie;

b) zastosowaniu jednolitego materiału np. betonu zawierającego z lekkich materiałów H_2O , O oraz Ca, natomiast z ciężkich kruszywo barytowe lub żelazne. Gęstość optymalna takiego ciężkiego betonu wynosi od 3,5 — 4,5 t/m³.

3.16. Rozpatrzmy następujące warianty zastosowania osłon.

1) Reaktory mocy zerowej (do kilku watów) nie wymagają osłony w ogóle, względnie wymagają osłony bardzo prymitywnej.

2) Reaktory na uran naturalny, których wymiary są duże (do 200 m³) wymagają tak wielkich osłon, że ich objętość może przekraczać 1000 m³, a zatem ilość potrzebnego materiału konstrukcyjnego sięga kilku tysięcy ton.

3) Reaktory wzbogacone, posiadające małe wymiary (1 m³) wymagają osłon, których całkowita objętość jest rzędu 100 m³.

Jak widać, także z punktu widzenia konstrukcji osłon celowa jest budowa reaktorów zwartych, a więc reaktorów wzbogaconych.

3.17. Urządzenia doświadczalne. Reaktor doświadczalny ma w jak największym stopniu umożliwić korzystanie z promieniowania wytwa-

rganego w jego wnętrzu, zatem podstawowym zagadnieniem konstrukcyjnym jest stworzenie możliwości:

- a) dla wyprowadzenia promieniowania o dużym natężeniu na zewnątrz,
- b) dla wprowadzania do rdzenia lub blisko niego próbek materiałowych lub przedmiotów, na których wykonuje się doświadczenia.

Powyższe udogodnienia doświadczalne pogarszają własności jądrowe w rdzeniu, zmniejszają zdolność odbijania neutronów przez reflektor, obniżają szczelność osłony, a ponadto utrudniają właściwe rozwiązanie układu chłodzącego, sterowniczego i urządzeń bezpieczeństwa. Powiększenie masy krytycznej reaktora, konieczne dla spełnienia powyższych żądań, prowadzi do zmniejszenia największego strumienia uzyskiwanego na 1 MW mocy cieplnej.

Należy wskazać na sprzeczne ze sobą wymagania konstrukcyjne i doświadczalne stawiane reaktorowi. Z jednej bowiem strony z przyczyn wyjaśnionych poprzednio wskazaliśmy, że pożądane jest zmniejszanie wymiarów reaktora, dzięki czemu ulegają polepszeniu warunki cieplne, warunki bezpieczeństwa, warunki konstrukcyjne, a także zmniejszają się nakłady inwestycyjne. Z drugiej jednak strony dążenie do zmniejszenia wymiarów pociąga za sobą zmniejszenie ilości stanowisk doświadczalnych, a więc ograniczenie użyteczności i przelotowości reaktora. Przy dokonywaniu wyboru typu reaktora i jego wielkości konieczne jest siłą rzeczy rozwiązanie kompromisowe, które musi uwzględnić przewidywany program badań na tym urządzeniu.

3.18. Konstrukcyjne rozwiązanie powyżej wyrażonych żądań użytkownika polega na wprowadzeniu poprzez osłonę oraz reflektor — kanałów dochodzących do rdzenia lub nawet weń wnikaających. Specjalne kanały służą do wyprowadzania odpowiednio skolimowanych wiązek neutronów do doświadczeń na zewnątrz reaktora (pomiarów przekrojów czynnych). Próbkę materiałową wprowadza się albo oddzielnymi kanałami przeznaczonymi do tego celu, albo wykorzystuje się kanały przeznaczone na elementy paliwowe, lub wreszcie wprowadza się napromieniowywaną substancję do niektórych pętli obiegu chłodzącego zamiast chłodziwa.

Do badania materiałów lub przedmiotów o dużych rozmiarach za pomocą neutronów termicznych stosuje się tzw. kolumny termiczne, tj. zestawy z cegieł grafitowych dostawione do rdzenia i przechodzące przez osłonę. W przypadku reaktorów chłodzonych wodą (z moderatorem wodnym) możliwe jest wygodne prowadzenie doświadczeń na dużych przedmiotach wtedy, gdy rdzeń reaktora jest zanurzony w dużym zbiorniku (reaktory typu basenu pływackiego), w którym dookoła rdzenia znajduje się dużo wolnego miejsca na prowadzenie doświadczeń.

3.19. Należy pamiętać o tym, że nawet najlepiej zbudowany reaktor doświadczalny nie przedstawia dużej wartości jako narzędzie do doświadczeń, gdy nie zostanie uzbrojony w odpowiednią aparaturę w wielu przypadkach specyficzną tylko dla reaktora. Do takiej aparatury należą:

kolimatory i przesłony dla wiązek neutronów i fotonów,
specjalne kolki osłaniające wprowadzane do kanału w ślad za urządzeniem doświadczalnym,

warstwy substancji przeznaczonych do odfiltrowania pożądanego typu promieniowania,

mechaniczne lub pneumatyczne urządzenia przenośne do szybkich naświetleń, 1

termostaty do przeprowadzania ekspozycji przy stałej temperaturze. Wszystkie podane powyżej urządzenia lub przybory stanowią podczas pracy reaktora stale lub przejściowo wyposażenie samego reaktora. Ponadto trzeba pamiętać o całej złożonej aparaturze poza-reaktorowej służącej do wykonywania pomiarów np. o selektorach prędkości neutronów, monochromatorach, spektrometrach promieni gamma itp.

3.20. Dla porównania przytaczam dane o ilości urządzeń doświadczalnych w kilku reaktorach różnych typów:

	Kanały	Kolumny term.	Inne otwory	Literatura
Reaktor z moderatorem grafitowym (BNL)	58	2	420	[14]
Reaktor z moderatorem ciężkowodnym (P-2)	10	1	40	[15]
Reaktor z moderatorem wodnym (ZSRR— —2000 kW)	12	1		[16]
Reaktor wzbogacony z moderatorem ciężkowodnym (CP—5)	21	2	29	[17]

Jak widać najmniejszą ilość możliwości doświadczalnych mamy w reaktorach typu ciężkowodnego (na uran naturalny) oraz reaktorów typu wodnego. W przeciwieństwie do tego reaktor grafitowy ze względu na swą dużą objętość daje możliwość prowadzenia bardzo rozwiniętego programu badań.

W specjalnych reaktorach jak CP-5, DIDO służących głównie do badań technologicznych (reaktory wzbogacone ciężkowodne) lub MTR (reaktory wodne) o silnym strumieniu neutronów termicznych i epitermicznych ilość stanowisk doświadczalnych wzrasta dzięki jak największemu wykorzystaniu całej kubatury reaktora wraz z jego osłoną włącznie. Dzięki

wysokiej wartości strumienia neutronów w reaktorach tego typu istnieje możliwość wykonywania doświadczeń typu inżynierskiego przez wprowadzanie do ich wnętrza tzw. pętli energetycznych oraz innych urządzeń dostosowanych specjalnie do badania materiałów lub części konstrukcyjnych drugich projektowanych reaktorów w trudnych warunkach eksploatacyjnych (autoklawy wodne, kanały gorące).

Literatura

1. Konferencja Genewska, Protokół posiedzenia 17A, 17.8.1955.
2. np. Selected Ref. Material on Atomic Energy, Vol. V. Neutron Cross Sections, 1955.
3. S. Glasstone + M. Edlund. The Elements of Nuclear Reactor Theory 1952, 1955, także przekład rosyjski 1954.
4. Sel. Ref. Material on Atomic Energy. Vol. II Reactor Handbook-Physics, 1955, str. 109.
5. Jak 4. str. 485, 487.
6. L. Kowarski — Konferencja Genewska 1955, Referat P/946; także w książce Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2,233 (1956).
7. E. Bretscher i inni — Konferencja Genewska 1955, Referat P/401; także w „Peaceful Uses of Atomic Energy” Vol. 2. str. 254.
8. Jak 4. str. 110; Nucleonics, 11, 23 (1953).
9. Jak 3. str. 166 wyd. ros.
10. J. Yvon — Konferencja Genewska 1955 Referat P/387; także w Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2,337.
11. Sel. Ref. Mat. on A-Energy Vol. I. str. 151 i dalsze.
12. L. B. Borst, Annual Rev. Nuclear Science, 5, 179 (1955).
13. E. P. Blizard, Annual Rev. Nuclear Science, 5, 73 (1955).
14. Jak 11, str. 383.
15. J. G. Nikołajew — Konferencja Genewska 1955, Referat P/622; także Nukleonika Tom I, Nr 1. 1956 r. str. 3.
16. Jak 11. str. 331; W. H. Zinn — Konf. Gen. 1955 Ref. 861.

Wojciech Królikowski
Instytut Fizyki PAN

O trudnościach kwantowej teorii pola

I. Wstęp

Obecna sytuacja w kwantowej teorii pola wydaje się wskazywać, że teoria ta weszła w okres przełomowy. Świadczy o tym zarówno szybko wzrastająca liczba faktów doświadczalnych nie objętych przez obecną teorię, jak i pojawiające się sprzeczności w samej teorii, które coraz wyraźniej alarmują uwagę teoretyków, zdekoncentrowaną dotychczasowymi sukcesami w zakresie elektrodynamiki kwantowej.

Nowe fakty doświadczalne, które nie mieszczą się w ramach dzisiejszej teorii pola, dotyczą głównie nowych cząstek: ciężkich mezonów i hiperonów. Nie istnieje dotąd udana w pełni koncepcja teoretyczna pozwalająca wprowadzić wspólne pole kwantowe, opisujące jednocześnie różne rodzaje cząstek występujących w doświadczeniach. W braku takiej koncepcji, chcąc opisywać nowe cząstki, musimy wprowadzać dla nich indywidualne pola kwantowe, osobne dla poszczególnych rodzajów cząstek. Każde takie pole jest scharakteryzowane danymi doświadczalnymi odnoszącymi się do rozważanej cząstki, a więc jej masą, spinem zwykłym i izotopowym, parzystością wewnętrzną oraz ewentualnie innymi jeszcze wielkościami wprowadzonymi fenomenologicznie. Za reakcje między cząstkami odpowiada sprzężenie z sobą indywidualnych pól, dobrane fenomenologicznie do obserwowanych reakcji. Przy tym nie udało się dotąd wprowadzić sprzężenia, które opisywałoby jednocześnie tzw. szybkie i powolne reakcje, odróżnione od siebie przez fenomenologiczny schemat Gell-Manna [1], porządkujący w bardzo prosty sposób obserwowane doświadczalnie reakcje*). Trzeba w tej chwili dla obu rodzajów reakcji wprowadzić osobne sprzężenia [2]. Widzimy, że naszkicowana wyżej droga rozszerzania ram obecnej teorii pola jest z teoretycznego punktu widzenia mało zadawalająca, mimo że w zasadzie można by się spodziewać na tej drodze dopasowania teorii do doświadczenia. Tego typu rozwiąza-

* Patrzyć artykuł P. Zielińskiego pt. „Próba systematyzacji cząstek elementarnych Gell-Manna i Paisa”, *Postępy Fizyki* VII, zeszyt 4.

nie problemu cząstek elementarnych miałyby jednak charakter prawie całkowicie fenomenologiczny. Wydaje się, że jesteśmy w przededniu odkrycia nowych koncepcji teoretycznych, które w nowym świetle przedstawiają zagadnienie cząstek elementarnych. Pierwsze próby takich teorii pojawiają się w literaturze [3].

Inne wspomniane na wstępie trudności kwantowej teorii pola dotyczą występujących w niej sprzeczności wewnętrznych, związanych z pojawieniem się rozbieżności. O rozbieżnościach w kwantowej teorii pola wiedzano od dawna, prawie od chwili powstania ok. r. 1929 elektrodynamiki kwantowej, która była pierwszym historycznie działem kwantowej teorii pola. Wiedzano, że rozbieżności te związane są z koncepcją pola kwantowego, którego kwanty są cząstkami punktowymi (dziś takie pole nazywamy lokalnym). Sądzono jednak, że występujące rozbieżności nie mają znaczenia fizycznego i po prostu je odrzucano (jak np. w teorii tłumienia Heitlera). Około 1947 r. nauczono się [4] w elektrodynamice kwantowej z rozbieżnych wyrażeń wydzielać pewne części skończone, którym przypisano znaczenie fizyczne. Są to tzw. poprawki promieniste, które pozwoliły teoretycznie wyjaśnić odkrycia doświadczalne dokonane ok. 1946 r., dotyczące przesunięcia poziomów w wodorze i helu (Lamb, Retherford i inni) oraz anomalnego momentu magnetycznego elektronu (Kusch i inni). Proces wydzielenia skończonych części z rozbieżnych wyrażeń zyskał uzasadnienie fizyczne i jednocześnie dowód wykonalności dla wszystkich wyrazów macierzy S w postępowaniu, które nosi nazwę renormalizacji masy i stałej sprężenia (ładunku). Pokazano mianowicie [5], że (w elektrodynamice kwantowej, a następnie także w ps - ps^*) mezodynamice kwantowej) w macierzy S rozwiniętej według potęg stałej sprężenia można wszystkie rozbieżne wyrazy ugrupować tak, że występują wyłącznie addytywnie do masy i multiplikatywnie do stałej sprężenia, tak że włączając je w masę i stałą sprężenia, a następnie przyrównując te stałe do wartości eksperymentalnych, pozostawiamy w macierzy S wyłącznie wyrazy skończone. Powyższe postępowanie ma określony sens fizyczny: przechodzenia od fikcyjnych cząstek „nagich” do prawdziwych cząstek fizycznych „ubranych” w otaczające je pola „własne”. Postępowanie to jest jak gdyby naprawieniem „błędu” tkwiącego u podstaw dzisiejszej teorii pola, polegającego na istnieniu w niej pojęcia pola swobodnego. W rzeczywistości pole swobodne nie występuje w przyrodzie i nie powinno mieć swego odpowiednika w teorii. Jego miejsce powinno zająć pole oddziałujące z innymi polami znajdującymi się w stanie braku odpowiadających im cząstek fizycznych (w tzw. stanie próżni fizycznej). Stan taki nie jest identyczny ze stanem braku

* Pseudoskalarnej z pseudoskalarnym sprężeniem.

tych pól: mogą mianowicie występować pola własne cząstek fizycznych. Nie udało się dotąd sformułować teorii, w której od początku występowałyby cząstki fizyczne (zamiast nagich), dla której nie trzeba by więc wykonywać renormalizacji. Jak mówiliśmy, renormalizacja separuje w teorii lokalnej rozbieżności z poszczególnych wyrazów macierzy S rozwiniętej według stałej sprężenia i w ten sposób praktycznie usuwa te rozbieżności z rozważań. Warto jednak podkreślić, że renormalizacja nie jest związana z teorią lokalną: jest związana jedynie z naprawianiem wspomnianego wyżej „błędu” teorii, polegającego na występowaniu pola swobodnego. W teorii, w której nie ma rozbieżności (tzn. w teorii o cząstkach rozciągłych, czyli w tzw. teorii nielokalnej), renormalizację trzeba również wykonać, o ile występuje w niej niefizyczne pojęcie pola swobodnego (por. np. [6]), jak to dotąd zawsze ma miejsce. Różnica między teorią nielokalną a lokalną polega na tym, że odseparowaniu i włączeniu w masę i stałą sprężenia ulegają tu wrażenia skończone.

Zagadnienie zbieżności poszczególnych wyrazów macierzy S rozwiniętej według potęg stałej sprężenia należy odróżnić od zagadnienia jej zbieżności jako całości. Renormalizacja czyni zbieżnymi poszczególne wyrazy macierzy S , natomiast nie wiadomo dotąd (nawet dla elektrodynamiki), czy po dokonaniu renormalizacji macierz S jako całość jest zbieżna, czy nie. Nie jest znana również odpowiedź na pytanie ogólniejsze, jak jest ze zbieżnością rozwiązań równań opisujących układy cząstek, w szczególności ich stany związane [7], [8]*. (Rozwiązania tych równań odpowiadające stanom rozproszeniowym dają właśnie macierz S). Są to równania różniczkowo-całkowe o jądrach, które można zrenormalizować czyniąc skończonymi poszczególne wyrazy ich rozwinięć według potęg stałej sprężenia. Zagadnienie zbieżności jąder jako całości oraz następnie rozwiązań tych równań jest problemem otwartym (por. np. [9]).

W elektrodynamice kwantowej z uwagi na małą energię sprężenia łatwo otrzymywalne rozwiązania typu perturbacyjnego według potęg stałej sprężenia dobrze aproksymują ściśle rozwiązania równań formalizmu i dzięki temu pozwalają porównać teorię z doświadczeniem. Porównanie to po dokonanej renormalizacji wykazało nadzwyczajną zgodność teorii lokalnej z eksperymentem, przysparzając wielkiej sławy elektrodynamice kwantowej. Zgodność ta była jednocześnie jak gdyby empirycznym usprawiedliwieniem dla postępowania renormalizacyjnego, które aczkolwiek uzasadnione fizycznie, jest procedurą matematycznie nieusprawiedliwioną. Polega na operowaniu rozbieżnymi wyrażeniami, na przyrównywaniu rozbieżnych wyrażeń do pewnych skończonych, da-

*) Patrz artykuł pt. „O metodzie Tamma-Dancoffa”, *Postępy Fizyki* IV, zeszyt 4.

nych doświadczalnie wartości masy i stałej sprzężenia. Przy tym z góry nie wiadomo, czy takie przyrównanie, nawet gdyby wchodzące w grę wyrażenia były skończone, jak to ma miejsce w teorii nielokalnej, było dopuszczalne, tzn. konsystentne z postacią tych wyrażeń (z obszarem ich zmienności). Zgodność z doświadczeniem dostarcza więc empirycznego dowodu wewnętrznej konsystencji elektrodynamiki kwantowej. Ostatnio pojawiła się jednak tendencja niedowierzania temu dowodowi empirycznemu. Tendencja ta jest reprezentowana przez prace szkoły L a n d a u a [17], które zakwestionowały metodę perturbacyjną rozwiązywania równań formalizmu, stosowaną dotąd w elektrodynamice kwantowej.

Gdy od elektrodynamiki kwantowej przechodzimy do mezodynamiki kwantowej, możliwość porównania teorii z doświadczeniem (przy obecnych możliwościach rozwiązywania równań formalizmu) gwałtownie maleje. Wynika to stąd, że energia sprzężenia w mezodynamice jest duża, a więc rozważania perturbacyjne według potęg stałej sprzężenia źle aproksymują ściśle rozwiązania.

W poszukiwaniu wyjścia z tej sytuacji stworzono do tej chwili cztery metody rozwiązywania równań kwantowej teorii pola, nie opierające się na rozwijaniu według potęg stałej sprzężenia. Są to metody następujące: 1) metoda silnego sprzężenia W e n t z l a i P a u l i e g o [10], polegająca na rozwiązywaniu według potęg odwrotności stałej sprzężenia, 2) metoda pośredniego sprzężenia T o m o n a g i [11], polegająca na wariacyjnym, w zasadzie ścisłym, rozwiązywaniu uproszczonych w pewien sposób (tzw. przybliżenie T o m o n a g i) równań formalizmu, 3) metoda T a m m a - D a n c o f f a [8], [9], [12], polegająca na numerycznym, w zasadzie ścisłym, rozwiązywaniu równań formalizmu po przekształceniu ich w równanie różniczkowo-całkowe układu cząstek z jądrem urwanym na pierwszym wyrazie jego rozwinięcia według potęg stałej sprzężenia*). 4) metoda stałego źródła C h e w a [13], [6], która poza przybliżeniem podobnym do T a m m a - D a n c o f f a unieruchamia źródło pola mezonowego (tzn. nukleon) i wtedy przeprowadza renormalizację w sposób bardziej ścisły i bardziej explicite niż w teorii nieuproszczonej. Pogłębieniem i udoskonaleniem tej metody jest metoda L o w a [14].

Matematyczne szacowanie błędu popełnianego przez powyższe cztery metody aproksymacyjne jest sprawą niesłychanie trudną i w tej chwili niewykonalną. O stosowalności tych metod może więc obecnie rozstrzygnąć jedynie porównanie z doświadczeniem. Porównanie to wskazuje, że metoda T o m o n a g i, metoda T a m m a - D a n c o f f a oraz metoda C h e w a są dużym postępem w stosunku do pierwotnej metody per-

*) Patrz cyt. artykuł w *Postęпах Fizyki*, „O metodzie Tamma-Dancoffa”.

turbacyjnej, jednakże dostarczone przez nie rozwiązania są jeszcze za mało ściśle (o ile wierzymy, że istnieją ściśle rozwiązania zgodne z doświadczeniem). Stosowanie tych metod jest utrudnione przez zagadnienia zbieżnościowe. Okazuje się np., że jądro równania T a m m a - D a n c o f f a urwane na wyrazach do czwartego rzędu rozwinięcia według potęg stałej sprzężenia, nawet po dokonaniu jego renormalizacji, prowadzi do rozbieżności w rozwiązaniu równania (por. np. [9]). Rozbieżności tych nie ma, gdy jądro urwiemy na wyrazach drugiego rzędu i dokonamy renormalizacji. Widzimy, że porównanie mezodynamiki kwantowej z doświadczeniem w sposób rozstrzygający nie jest jeszcze w tej chwili możliwe. W związku z tym stosowanie nie usprawiedliwionej matematycznie procedury renormalizacyjnej nie ma tu sankcji doświadczenia: nie istnieje nawet empiryczny dowód wewnętrznej konsystencji mezodynamiki kwantowej. Sytuacja ta pozostawiała więc jako jedyną na razie możliwość — matematyczne badanie tej konsystencji, przy czym ponieważ nie można badania tego przeprowadzić dla teorii realnej, pojawiła się tendencja badania teorii uproszczonych (ale dostatecznie blisko oddających cechy teorii realnych), których równania można by rozwiązać ściśle i *explicite*, i dla których można by ściśle i *explicite* przeprowadzić postępowanie renormalizacyjne.

Model teorii polowej, dla której można podać ściśle rozwiązania i którą można ściśle zrenormalizować, podał niedawno L e e [14]. Omówieniu tego modelu i wynikającym z niego wnioskowi poświęcimy następną część tego szkicu. Model L e e przedstawia teorię podobną (ale bardziej złożoną) do modelu, w którym skalarnie pole bozonowe oddziałuje z nieruchomym źródłem (fermionem). Ostatni model, jak wiadomo od dawna, można także ściśle rozwiązać i zrenormalizować. Model L e e dostarcza jednak bez porównania więcej wniosków, o których można przypuszczać, że będą się stosować i do teorii realnych.

2. Model Lee

Hamiltonian układu

L e e rozważa dwa neutralne nierelatywistyczne pola fermionowe $\psi_N(\vec{x})$ i $\psi_V(\vec{x})$, oddziałujące z naturalnym relatywistycznym polem bozonowym $\varphi(\vec{x})$. Cząstki odpowiadające tym polom nazywa L e e odpowiednio cząstkami N , V i ϑ . Przyjmijmy, że cząstki N i V są dużo cięższe od cząstek ϑ , tak że można zaniedbać ich odrzuty przy oddziaływaniu z cząstkami ϑ . W związku z tym założymy, że cząstki N i V

są nieruchome. Hamiltonian rozważanych pól swobodnych ma więc postać (przyjmujemy układ jednostek, w którym $\hbar = 1 = c$):

$$(1) \quad \overset{0}{H} = m_{N0} \int d_3x \psi_N^* \psi_N + m_{V0} \int d_3x \psi_V^* \psi_V + \int d_3x [\pi^2 + (\nabla\varphi)^2 + \mu_0^2 \varphi^2],$$

gdzie pola ψ_N , ψ_N^* spełniają relacje antyprzemienności:

$$[\psi_N(\vec{x}), \psi_N^*(\vec{x}')] = \delta(\vec{x} - \vec{x}'), [\psi_N(\vec{x}), \psi_N(\vec{x}')] = 0 = [\psi_N^*(\vec{x}), \psi_N^*(\vec{x}')],$$

podobnie pola ψ_V , ψ_V^* natomiast pola φ , π spełniają relację przemienności

$$[\pi(\vec{x}), \varphi(\vec{x}')] = -i\hbar \delta(\vec{x} - \vec{x}'), [\varphi(\vec{x}), \varphi(\vec{x}')] = 0 = [\pi(\vec{x}), \pi(\vec{x}')].$$

Nadto pola cząstek N , V , ϑ wzajemnie komutują ze sobą.

Na hamiltonian oddziaływania między rozważanymi polami przyjmujemy postać odpowiadającą procesom

$$(2) \quad V \rightleftharpoons N + \vartheta$$

Natomiast możliwość procesów (nawet wirtualnych)

$$(3) \quad N \rightleftharpoons N + \vartheta, \quad 2N \rightleftharpoons \vartheta, \quad V \rightleftharpoons V + \vartheta, \quad 2V \rightleftharpoons \vartheta, \quad N \rightleftharpoons V + \vartheta$$

odrzucaamy. W związku z tymi założeniami mamy

$$(4) \quad \overset{1}{H} = g_0 \int d_3x (\psi_V^* \psi_N \varphi^+ + \psi_N^* \psi_V \varphi^-),$$

gdzie $\varphi = \varphi^+ + \varphi^-$, przy czym

$$(5) \quad \varphi^+(\vec{x}) = \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} a_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}},$$

$$\varphi^-(\vec{x}) = \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} a_{\vec{k}}^* e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}}$$

$a_{\vec{k}}$ i $a_{\vec{k}}^*$ są tu operatorami anihilacji i kreacji cząstki ϑ o pędzie \vec{k} , Ω przedstawia objętość kostki periodyczności dla szeregow Fouriera, zaś $\omega = (k^2 + \mu_0^2)^{\frac{1}{2}}$ jest energią kinetyczną cząstki ϑ o pędzie \vec{k} .

Z uwagi na odrzucenie możliwości procesów wirtualnych (3) fizyczne cząstki N , ϑ nie mają mas połowych, a więc masy cząstek nagich N i ϑ : m_{N0} i μ_0 są równe masom cząstek fizycznych N i ϑ : m_N i μ ; nagie i fizyczne cząstki N i ϑ są identyczne. Natomiast występowanie procesów

wirtualnych (2) powoduje istnienie masy połowej δm_V dla fizycznej cząstki V . Cząstka ta będzie więc miała masę

$$m_V = m_{V_0} + \delta m_V.$$

Możemy do Hamiltonianu $H = \overset{0}{H} + \overset{1}{H}$ wprowadzić zamiast masy fikcyjnej m_{V_0} masę eksperymentalną m_V pisząc go w postaci

$$\begin{aligned} H &= \overset{0}{H} + \overset{1}{H} = \overset{0}{H} + \delta m_V \int d_3x \psi_V^* \psi_V + \overset{1}{H} - \delta m_V \int d_3x \psi_V^* \psi_V = \\ (6) \quad &= m_N \int d_3x \psi_N^* \psi_N + m_V \int d_3x \psi_V^* \psi_V + \frac{1}{2} \int d_3x [\pi^2 + (\nabla\varphi)^2 + \mu^2\varphi^2] + \\ &= g_0 \int d_3x (\psi_V^* \psi_N \varphi^+ + \psi_N^* \psi_V \varphi^-) - \delta m_V \int d_3x \psi_V^* \psi_V. \end{aligned}$$

Przyjmijmy, że cząstki V (podobnie jak N i ϑ) są trwałe, to znaczy, że proces (2) może zachodzić jedynie wirtualnie: żeby sobie tę trwałość zapewnić, założymy, że $m_V - m_N < \mu$.

Zauważmy, że budowa hamiltonianu (6) jest tego typu, że

$$\begin{aligned} (7) \quad &\text{liczba cząstek } V + \text{liczba cząstek } N = \text{const} \\ &\text{liczba cząstek } V + \text{liczba cząstek } \vartheta = \text{const}. \end{aligned}$$

Powyższe prawa zachowania są konsekwencją niezachodzenia procesów (3). Występowanie stałych ruchu (7) powoduje, że stany hamiltonianu H będą superpozycjami stanów o ustalonych sumach cząstek V i N oraz cząstek V i ϑ (lub różniczek cząstek N i ϑ), co sprawia, że zagadnienie własne dla H można tu rozwiązywać explicite.

Stany podstawowe układu

Oznaczamy przez $|N\rangle_0$ i $|V\rangle_0$ oraz przez $|N\rangle$ i $|V\rangle$ stany układu przedstawiające odpowiednio nagie i fizyczne cząstki N i V . Stany $|N\rangle$ i $|V\rangle$ są (z uwagi na trwałość cząstek N i V) stanami własnymi hamiltonianu H , odpowiadającymi energiom m_N i m_V :

$$(8) \quad H|N\rangle = m_N|N\rangle, \quad H|V\rangle = m_V|V\rangle.$$

Będą to (obok próżni fizycznej i stanu jednej fizycznej cząstki ϑ) stany podstawowe układu. Natomiast $|N\rangle_0$ i $|V\rangle_0$ są stanami własnymi hamiltonianu $\overset{0}{H}$, odpowiadającymi energiom m_{N_0} i m_{V_0} (zresztą $m_{N_0} = m_N$):

$$(9) \quad \overset{0}{H}|N\rangle_0 = m_{N_0}|N\rangle_0, \quad \overset{0}{H}|V\rangle_0 = m_{V_0}|V\rangle_0.$$

Stan $|N\rangle$ z uwagi na (7) jest identyczny z $|N\rangle_0$, natomiast stan $|V\rangle$ jest superpozycją stanu $|V\rangle_0$ oraz stanów $a_k^*|N\rangle_0$, w których wy-

stępuje jedna naga cząstka N i jedna naga cząstka ϑ (zresztą nagie cząstki N i ϑ są identyczne z fizycznymi N i ϑ). Możemy to zapisać w postaci

$$(10) \quad \begin{aligned} |N\rangle &= |N\rangle_0 \\ |V\rangle &= Z_2^{\frac{1}{2}} \left[|V\rangle_0 + g_0 \sum_{\vec{k}} f(\vec{k}) a_{\vec{k}}^* |N\rangle_0 \right], \end{aligned}$$

gdzie $Z_2^{\frac{1}{2}}$ jest stałą normalizacyjną (możemy ją bez straty ogólności przyjąć za rzeczywistą — wpłynie to tylko na fazę stanu $|V\rangle$), zaś $f(\vec{k})$ — współczynnikiem proporcjonalnym do amplitudy prawdopodobieństwa znalezienia cząstki ϑ o pędzie \vec{k} w stanie fizycznej cząstki V . O słuszności (10) przekonujemy się formalnie działając kolejno na te stany operatorem H i sprawdzając, czy można spełnić (8). Obowiązkiwanie pierwszego wzoru (10) wynika wtedy natychmiast z faktu, że na mocy (4) $H|N\rangle_0 = 0$, przy czym potwierdza się równość $m_N = m_{N_0}$. Dla wykazania słuszności drugiego wzoru (10) a jednocześnie dla wyznaczenia $Z_2^{\frac{1}{2}}$ i $f(\vec{k})$ oraz związku m_V z m_{V_0} wykonujemy następujący rachunek:

$$\begin{aligned} H|V\rangle &= (\overset{0}{H} + \overset{1}{H}) Z_2^{\frac{1}{2}} \left[|V\rangle_0 + g_0 \sum_{\vec{k}} f(\vec{k}) a_{\vec{k}}^* |N\rangle_0 \right] = \\ &= Z_2^{\frac{1}{2}} \left[m_{V_0} |V\rangle_0 + g_0 \sum_{\vec{k}} (m_N + \omega) f(\vec{k}) a_{\vec{k}}^* |N\rangle_0 + \right. \\ &\quad \left. + g_0 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} a_{\vec{k}}^* |N\rangle_0 + g_0^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} f(\vec{k}) |V\rangle_0 \right] = \\ &= Z_2^{\frac{1}{2}} \left\{ \left[m_{V_0} + g_0^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} f(\vec{k}) \right] |V\rangle_0 + g_0 \sum_{\vec{k}} \left[(m_N + \omega) f(\vec{k}) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} \right] a_{\vec{k}}^* |N\rangle_0 \right\}. \end{aligned}$$

Widzimy stąd, że drugie równanie (8) będzie spełnione przez $|V\rangle$, dane wzorem (10), jeśli

$$\begin{aligned} m_{V_0} + g_0^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} f(\vec{k}) &= m_V, \\ (m_N + \omega) f(\vec{k}) + (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} &= m_V f(\vec{k}), \end{aligned}$$

tzn. jeśli

$$f(\vec{k}) = (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} (m_v - m_N - \omega)^{-1}, \quad (11)$$

$$\delta m_v = m_v - m_{v_0} = g_0^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} (m_v - m_N - \omega)^{-1}.$$

Korzystając z (10) i (11) otrzymujemy na podstawie warunku normalizacyjnego $\langle V|V\rangle = 1$, że

$$Z_2^{-1} = 1 + g_0^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} (m_v - m_N - \omega)^{-2}. \quad (12)$$

Widzimy, że rozbieżne wyrażenie δm_v można włączyć addytywnie w skończoną eksperymentalną masę $m_v = m_{v_0} + \delta m_v$ (normalizacja masy), zaś rozbieżne wyrażenie Z_2^{-1} da się włączyć — jak za chwilę zobaczymy — multiplikatywnie w skończoną eksperymentalną stałą sprzężenia (renormalizacja stałej sprzężenia).

Stany rozproszeniowe układu

Rozważmy najprostszy proces rozproszeniowy

$$N + \vartheta \rightarrow N + \vartheta. \quad (13)$$

Oznaczmy przez $|N + \vartheta\rangle$ stan własny hamiltonianu H opisujący proces (13) odpowiadający pewnej energii $m_N + \omega_0$:

$$H|N + \vartheta\rangle = (m_N + \omega_0)|N + \vartheta\rangle. \quad (14)$$

Stan $|N + \vartheta\rangle$ z uwagi na (7) i (10) można przedstawić jako superpozycję stanu $|V\rangle$ i stanów $a_k^*|N\rangle$:

$$\begin{aligned} |N + \vartheta\rangle &= c|V\rangle + \sum_{\vec{k}} \chi(\vec{k}) a_k^* |N\rangle \equiv \\ &= cZ_2^{\frac{1}{2}}|V\rangle_0 + \sum_{\vec{k}} \left[\chi(\vec{k}) + cg_0Z_2^{\frac{1}{2}}f(\vec{k}) \right] a_k^* |N\rangle_0. \end{aligned} \quad (15)$$

Stwierdzamy słuszność (15) i jednocześnie wyznaczamy c i $\chi(\vec{k})$ działając na (15) operatorem H . Mamy

$$\begin{aligned} H|N + \vartheta\rangle &= \left(\overset{0}{H} + \overset{1}{H} \right) \left[c|V\rangle + \sum_{\vec{k}} \chi(\vec{k}) a_k^* |N\rangle \right] = \\ &= m_v c |V\rangle + \sum_{\vec{k}} (m_N + \omega) \chi(\vec{k}) a_k^* |N\rangle + g_o \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} \chi(\vec{k}) |V_o\rangle = \\ &= \left[m_v c Z_2^{\frac{1}{2}} + g_o \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} \chi(\vec{k}) \right] |V\rangle + \sum_{\vec{k}} \left[(m_N + \omega) \chi(\vec{k}) + \right. \\ &\left. + m_v c g_o Z_2^{\frac{1}{2}} f(\vec{k}) \right] a_k^* |N\rangle. \end{aligned}$$

Widzimy stąd, że równanie (14) będzie spełnione przez $|N + \vartheta\rangle$ dane wzorem (15), jeśli

$$m_v c Z_2^{\frac{1}{2}} + g_o \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} \chi(\vec{k}) = (m_N + \omega_o) c Z_2^{\frac{1}{2}},$$

$$(m_N + \omega) \chi(\vec{k}) + m_v g_o Z_2^{\frac{1}{2}} f(\vec{k}) = (m_N + \omega_o) \left[\chi(\vec{k}) + c g_o Z_2^{\frac{1}{2}} f(\vec{k}) \right],$$

tzn. jeśli

$$(16) \quad (\omega - \omega_o) \chi(\vec{k}) = (m_N - m_v + \omega_o) c g_o Z_2^{\frac{1}{2}} f(\vec{k}),$$

$$(m_N - m_v + \omega_o) c Z_2^{\frac{1}{2}} = g_o \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-\frac{1}{2}} \chi(\vec{k}).$$

Zauważmy, że

$$0 = \langle V | N + \vartheta \rangle = c + \sum_{\vec{k}} \chi(\vec{k}) \langle V | a_k^* | N \rangle = c + g_o Z_2^{\frac{1}{2}} \sum_{\vec{k}} f(\vec{k}) \chi(\vec{k}),$$

tzn.

$$(17) \quad c = -g_o Z_2^{\frac{1}{2}} \sum_{\vec{k}} f(\vec{k}) \chi(\vec{k}).$$

Wstawiając (17) do pierwszego związku (16) otrzymujemy następujące równanie całkowe na $\chi(\vec{k})$

$$(18) \quad (\omega - \omega_0) \chi(\vec{k}) = g_0^2 Z_2 \int d_3 k' K(\omega, \omega') \chi(\vec{k}'),$$

gdzie

$$(19)$$

$$K(\omega, \omega') = (m_V - m_N - \omega_0) (4\omega\omega')^{\frac{1}{2}} [(2\pi)^3 (m_V - m_N - \omega) (m_V - m_N - \omega')]^{-1},$$

przy czym skorzystaliśmy ze wzoru zamieniającego sumę $\sum_{\vec{k}}$ na całkę $\int d_3 k$:

$$\frac{(2\pi)^3}{\Omega} \sum_{\vec{k}} = \int d_3 k.$$

Widzimy z (18), że rozbieżne wyrażenie Z_2^{-1} można włączyć moltiplikatywnie w wielkość

$$(20) \quad g = g_0 Z_2^{\frac{1}{2}},$$

którą utożsamimy z eksperymentalną wartością stałej sprzężenia (renormalizacja stałej sprzężenia). Mimo że $Z_2 = 0$, to jednak obierając g skończone, będziemy mieli przekrój czynny na proces (13) różny od zera.

Równanie (18) łatwo rozwiązujemy korzystając z faktu, że jego jądro $K(\omega, \omega')$ jest zdegenerowane. Mamy bowiem

$$K(\omega, \omega') = K(\omega) K(\omega'),$$

gdzie

$$K(\omega) = (m_V - m_N - \omega_0)^{\frac{1}{2}} (2\omega)^{\frac{1}{2}} [(2\pi)^{\frac{3}{2}} (m_V - m_N - \omega)]^{-1}.$$

Równanie (18) możemy zapisać w postaci

$$(21) \quad (\omega - \omega_0) \chi(\vec{k}) = g^2 A K(\omega),$$

gdzie

$$(22) \quad A = \int d_3 k K(\omega) \chi(\vec{k}).$$

Przepisując równanie (21) w postaci

$$(23) \quad \chi(\vec{k}) = \delta(\omega - \omega_0) + P \frac{1}{\omega - \omega_0} g^2 A K(\omega)$$

(P oznacza nakaz brania przy całkowaniu po ω wartości głównej Cau-

chy'ego) składamy amplitudę $\chi(\vec{k})$ rozpraszającej się cząstki ϑ z fali stojącej $\delta(\omega - \omega_0)$, spełniającej równanie swobodne $(\omega - \omega_0)\chi_0(\omega) = 0$, oraz z różnicy fali wychodzącej i wchodzącej $P \frac{1}{\omega - \omega_0}$, wytworzonej przez oddziaływanie cząstki ϑ z cząstką N . Współczynnik przy $P \frac{1}{\omega - \omega_0}$ wzięty dla wartości $\omega = \omega_0$ da nam wtedy przesunięcie fazowe δ dla procesu rozproszeniowego (13) za pośrednictwem wyrażenia $\frac{1}{\pi} \operatorname{tg} \delta$. A więc

$$(24) \quad \operatorname{tg} \delta = \pi g^2 AK(\omega).$$

Wstawiając (23) do (22) wyznaczamy A :

$$(25) \quad A = 4\pi k_0 \omega_0 K(\omega_0) \left[1 - gP \int d_3 k \frac{K^2(\omega)}{\omega - \omega_0} \right]^{-1}.$$

Wzory (23) i (25) wyznaczają amplitudę $\chi(\vec{k})$ (rozwiązanie równania (18)), zaś (24) i (25) przesunięcie fazowe dla procesu (13):

$$(26) \quad \operatorname{tg} \delta = (2\pi)^2 g^2 k_0 \omega_0 K^2(\omega_0) \left[1 - g^2 P \int d_3 k \frac{K^2(\omega)}{\omega - \omega_0} \right]^{-1} =$$

$$= \frac{g^2 k_0}{4\pi (m_V - m_N - \omega_0)} \left[1 - \frac{g^2}{16\pi^3} P \int \frac{d_3 k (m_V - m_N - \omega_0)}{\omega (\omega - \omega_0) (m_V - m_N - \omega)^2} \right]^{-1}.$$

Wzór (26) przedstawia ściśle rozwiązanie problemu rozproszeniowego (13), które w przypadku, gdy g jest skończone, jest wolne od rozbieżności.

Podobnie jak dla procesu (13) możemy znaleźć ściśle rozwiązanie także dla np. drugiego możliwego procesu rozproszeniowego z jedną cząstką ϑ :

$$V + \vartheta \rightarrow V + \vartheta,$$

opisanego przez równanie

$$H |V + \vartheta\rangle (m_V + \omega_0) |V + \vartheta\rangle.$$

Rozwiązanie to z uwagi na (7) ma postać

$$|V + \vartheta\rangle = \sum_{\vec{k}} \psi(\vec{k}) a_k^* |V\rangle + \sum_{\vec{k}_1, \vec{k}_2} \chi(\vec{k}_1, \vec{k}_2) a_{k_1}^* a_{k_2}^* |N\rangle,$$

gdzie amplitudy $\psi(k)$ i $\chi(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$ można wyznaczyć. Tu także występuje zrenormalizowana stała sprzężenia $g = g_0 Z_2^{\frac{1}{2}}$. Przyjmując ją skończoną uzyskuje się rozwiązanie wolne od rozbieżności.

Porównanie z metodą rozwijania według potęg stałej sprzężenia*).

Problemy występujące w modelu Lee można także rozwiązywać i renormalizować za pomocą metody rozwijania na szereg według potęg stałej sprzężenia (inwariantna perturbacyjna metoda obliczania macierzy S).

Konstruując macierz S w reprezentacji interakcji o hamiltonianie

$$\hat{H} - \delta m_v \int d_3 x \psi_v^* \psi_v$$

znajdujemy, stosując zwykle metody Dysona-Wicka [5] następujące reguły Feynmanowskie, [4] dla modelu Lee, wiążące wzajemnie jednoznacznie wyrazy macierzy S (rozwinętej według potęg stałej sprzężenia) z diagramami Feynmana:

1. Każda linia cząstki N daje czynnik

$$S_N(p_0) = (p_0 - m_N + i\varepsilon)^{-1},$$

(p_0 — energia, zerowa składowa 4-pędu, $\varepsilon > 0$ — wielkość infinitezymalna, określająca przepis omijania biegunów przy całkowaniu po p_0).

2. Każda linia cząstki V daje czynnik

$$S_V(p_0) = (p_0 - m_v + i\varepsilon)^{-1}.$$

3. Każda linia cząstki ϑ daje czynnik

$$\Delta(p_0) = (-k_\mu^2 - \mu^2 + i\varepsilon)^{-1},$$

przy czym każdemu zmiennemu pędowi k_n odpowiada całkowanie

$$(2\pi)^{-4} \int d_3 k.$$

4. Każdy wierzchołek daje czynnik g_0 .

Następnie stwierdza się, że wszystkie diagramy z „pętlami zamkniętymi” można odrzucić z rozważań, o ile przy diagramach „bez pętli zamkniętych” będziemy zamiast S_N , S_V , Δ i g_0 używać propagatorów

*) Ustęp ten będzie zrozumiały dla Czytelnika znającego elementy metody Dysona obliczania macierzy S . Metodę tę może Czytelnik poznać np. z książki Achiezera i Beresteckiego, „Kwantowa Elektrodynamika”, Moskwa 1953. Pierwotna metoda Feynmana była referowana w artykule J. Rzewuskiego, *Postępy Fizyki* III, Zeszyt 2.

S'_N , S'_v , Δ' i funkcji wierzchołkowej $g_o \Gamma$, zawierających w sobie wszystkie poprawki pochodzące od „pętli zamkniętych” (poprawki własne). Z uwagi na uproszczony charakter oddziaływania w modelu Lee funkcje te można ściśle obliczyć. Okazuje się wtedy, że

$$\begin{aligned} \Gamma &= 1 \\ \Delta'^{-1}(p_o) &= -k_\mu^2 - \mu^2 = \Delta^{-1}(p_o) \\ S_N'^{-1}(p_o) &= p_o - m_N = S_N^{-1}(p_o) \\ S_V'^{-1}(p_o) &= p_o - m_v + \delta m_v - \Sigma(p_o) \end{aligned} \quad (27)$$

gdzie

$$\Sigma(p_o) = g_o \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} (p_o - m_N - \omega)^{-1}. \quad (28)$$

Funkcje Γ , Δ' , S'_N nie potrzebują renormalizacji (jest to konsekwencją niewystępowania procesów (3)). Renormalizację S'_V przeprowadzamy nakładając warunki

$$[S_V'^{-1}(p_o)]_{p_o = m_v} = 0 \quad [dS_V'^{-1}(p_o)/dp_o]_{p_o = m_v} = Z_2^{-1} \quad (29)$$

Z (29), (27) i (28) dostajemy

$$\delta m_v = \sum (m_v) = g_o^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} (m_v - m_N - \omega)^{-1} \quad (30)$$

oraz

$$Z_2^{-1} = 1 + g_o^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} (m_v - m_N - \omega)^{-2}. \quad (31)$$

Wzory (30) i (31) są identyczne ze wzorami (11) i (12) metody bezpośredniej. Propagator S'_V możemy napisać w postaci

$$S'_V(p_o) = Z_2 S_{Vc}(p_o), \quad (32)$$

gdzie

$$\begin{aligned} S_{Vc}^{-1} &= Z_2 S_V'^{-1} = Z_2 \left[p_o - m_v + g_o^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} \left(\frac{1}{m_v - m_N - \omega} - \frac{1}{p_o - m_N - \omega} \right) \right] = \\ &= Z_3 (p_o - m_v) \left[1 + g_o^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} p_o - m_N - \omega)^{-1} (m_v - m_N - \omega)^{-1} \right] = \end{aligned} \quad (33)$$

$$= Z_2(p_0 - m_V) \left[1 + g_0^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} (m_V - m_N - \omega)^{-1} \left(\frac{1}{m_V - m_N - \omega} - \frac{1}{m_V - m_N - \omega} + \frac{1}{(p_0 - m_N - \omega)} \right) \right] = (p_0 - m_V) \left[-g_0^2 Z_2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} \frac{p_0 - m_N}{(p_0 - m_N - \omega)(m_V - m_N - \omega)^2} \right].$$

Widzimy stąd, że jeśli zrenormalizowana stała sprzężenia $g = g_0 Z_2^{\frac{1}{2}}$ jest skończona, wtedy zrenormalizowany propagator $S_{Vc}(p_0) = Z_2^{-1} S'_V$ jest wolny od rozbieżności.

Zauważmy, że propagator $S_{Vc}(p_0)$ ma poza biegunem $p_0 = m_V$ pewien drugi biegun odpowiadający zerowaniu się drugiego czynnika w (33). Biegun ten odpowiada drugiemu trwałemu poziomowi masy cząstki V , innemu od m_V . Proces renormalizacji był tu przeprowadzony w ten sposób, że otrzymane wzory nie są symetryczne ze względu na oba poziomy masy: masa połowa δm_V dotyczyła tylko poziomu m_V . Można jednak — jak to pokazali Umezawa i Visconti [16] — rozwiązanie prowadzić w taki sposób, że oba poziomy wystąpią symetrycznie. Istnienie drugiego poziomu masy wpływa decydująco, jak zobaczymy na końcu tego szkicu, na brak wewnętrznej konsystencji metody renormalizacji dla modelu Lee.

Dla zakończenia dowodu renormalizacji macierzy S wystarczy zauważyć, że stała niezrenormalizowana g_0 , występująca w macierzy S poza propagatorem S'_V , pojawi się w każdym wyrazie macierzy S zawsze w kombinacji $g_0^2 S'_V$ tzn. w kombinacji $g_0^2 Z_2$. Wynika to stąd, że diagramy zawierające rzeczywiste (nie wirtualne) emisje i absorpcje cząstek ϑ dają wyrazy równe zeru z uwagi na trwałość cząstek V ($m_V - m_N < \mu$).

Stwierdziliśmy więc ostatecznie, że wszystkie rozbieżności w poszczególnych wyrazach macierzy S rozwiniętej według potęg stałej sprzężenia można addytywnie włączyć do masy $m_V = m_{V_0} + \delta m_V$ i multiplikatywnie do stałej sprzężenia $g = g_0 Z_2^{\frac{1}{2}}$. Obierając m_V i g skończone i równe wartościom doświadczalnym usuwamy nieskończoności z poszczególnych wyrazów macierzy S (renormalizacja masy i stałej sprzężenia).

Używając metody rozwijania według potęg stałej sprzężenia uzyskaliśmy odnośnie renormalizacji identyczne wyniki, jak w metodzie bezpośredniego rozwiązywania równania stanu. Oczywiście zbieżność rozwinięć według stałej g_0 jest innym zagadnieniem. Opierając się na pierwszych wyrazach rozwinięcia macierzy S według potęg stałej sprzężenia nie można nic powiedzieć o dopuszczalności tego rozwinięcia. Po-

równanie obu metod pokazuje następnie, że stała Z_2 , zdefiniowana w drugiej metodzie wzorem (29) za pośrednictwem pochodnej funkcji $S'_V{}^{-1}(p_0)$ w jej zerze m_V , jest — jak to wynika z pierwszej metody (wzór (10)) — prawdopodobieństwem znalezienia nagiej cząstki V w stanie fizycznej cząstki V .

Sprzeczność wewnętrzna metody renormalizacji

Ze wzorów (12) i (20) wynika, że

$$(34) \quad Z_2 = 1 - g^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} (m_V - m_N - \omega)^{-2}$$

oraz

$$(35) \quad g_0^2 = g^2 \left[1 - g^2 \sum_{\vec{k}} (2\omega\Omega)^{-1} (m_V - m_N - \omega)^{-2} \right]^{-1}.$$

Jeśli więc zrenormalizowana stała sprzężenia g jest skończona, rzeczywista i różna od zera, wtedy z (34) wynika, że

$$(36) \quad Z_2 = -\infty.$$

Wzór (36) jest w sprzeczności z interpretacją Z_2 jako prawdopodobieństwa, które musi być zawarte w przedziale $\langle 0,1 \rangle$. Następnie z (35) wnioskujemy — przy tych samych założeniach co do g jak poprzednio — że zachodzi

$$(37) \quad g_0 = i\infty^{-1}.$$

Widzimy z (37), że procedura renormalizacji stałej sprzężenia nie może być uważana za granicę procesu, w którym występuje niezrenormalizowana stała sprzężenia g_0 o wartościach rzeczywistych, jak to powinno być przy hermitowskim operatorze $\overset{1}{H}$. Przeciwnie, zrenormalizowane wyrażenia na przekroje czynne w modelu Lee (rozważone przez nas poprzednio) otrzymujemy biorąc w operatorze $\overset{1}{H}$ czysto urojone wartości na stałą g_0 i każąc jej zgodnie z (35) dążyć do zera po osi urojonej wraz z dążącą do nieskończoności górną granicą całkowania po k . Ponieważ jednak, jak widzieliśmy, wartości własne hamiltonianu i elementy macierzy S są funkcjami tylko zrenormalizowanej stałej sprzężenia g (którą wybieramy rzeczywistą), zachowuje się rzeczywisty charakter widma energii i unitarność macierzy S , mimo urojonej wartości g_0 , a więc niehermitowskiego charakteru hamiltonianu. Wtedy transformacja między stanami nagich cząstek i stanami fizycznych cząstek nie jest unitarna, co wyjaśnia fakt, że Z_2 nie leży w przedziale $\langle 0,1 \rangle$. Wydawałoby się więc z powyższego, że biorąc urojoną stałą g_0 (więc niehermitowski hamiltonian) pozbywamy się sprzeczności w metodzie renormalizacji.

Jednakże postępowanie renormalizacyjne przedstawione powyżej było dostosowane do jednego tylko poziomu masy fizycznej cząstki V . W rzeczywistości w modelu Lee, jak wspomnieliśmy już, występują dwa poziomy masy cząstki V . U m e z a w a i V i s c o n t i [16] pokazali, że renormalizację można przeprowadzić symetrycznie ze względu na oba poziomy. Wtedy otrzymuje się osobne Z_2 dla obu poziomów, zatem i osobne

$g = g_0 Z_2^{\frac{1}{2}}$. Przy tym okazuje się, że stosunek obu g jest urojony niezależnie od wartości niezrenormalizowanej stałej sprzężenia g_0 ; nie można więc obrać obu g jednocześnie rzeczywistymi. Stąd wynika, że zrenormalizowana macierz S dla modelu Lee nie jest jednak unitarna (niezależnie od wartości g_0). Unitarność zrenormalizowanej macierzy S nie da się uratować przez obranie stałej g_0 jako urojonej, jak to się wydawało wynikać z renormalizacji wykonanej tylko ze względu na jeden poziom masy. Nieunitarność macierzy S jest sprzeczna z podstawami dzisiejszej teorii kwantów, oznaczałaby bowiem nietrwałość unormowania stanów, a więc niemożliwość interpretacji statystycznej.

Mamy więc następującą sytuację w modelu teorii pola podanym przez L e e. Albo niezrenormalizowaną stałą sprzężenia g_0 przyjmiemy za skończoną i rzeczywistą, a wtedy uzyskujemy dwie nieskończone stałe sprzężenia g i unitarną w zasadzie macierz S , ale o wyrazach rozbieżnych. Albo użyjemy urojonej stałej g_0 dążącej do ∞ , uzyskując wtedy dwie skończone stałe g , z których jedna będzie rzeczywista, druga urojona, oraz macierz S o wyrazach wolnych od rozbieżności, ale która będzie nieunitarna.

Nasuują się następujące możliwości wyjaśnienia przyczyn powyższych trudności modelu Lee, a zarazem trudności dzisiejszej teorii pola. Albo: 1) teoria lokalna w ten sposób deformuje rzeczywistość, że metoda renormalizacji nie może jej związku z rzeczywistością uratować i prowadzi do sprzeczności. Albo: 2) fakt, że pewna teoria pola nie przedstawia fizycznie teorii zamkniętej, tak silnie wpływa na zagadnienie jej zbieżności, że stosowanie do niej metody renormalizacji prowadzi do sprzeczności. Pierwsza możliwość mówiłaby, że w ogóle nie można mówić o cząstkach punktowych, druga — że w teorii nie zamkniętej fizycznie nie można mówić o cząstkach punktowych.

Literatura

1. M. Gell-Mann, Phys. Rev., **92**, 833 (1953).
R. G. Sachs, Phys. Rev., **99**, 1573 (1955).
2. B. d'Espagnat i J. Prentki, Nuclear Physics, **1**, 33 (1956).
R. Utiyama, Phys. Rev., **100**, 248 (1955).

3. A. Pais, *Physica*, **19**, 869 (1953).
H. Enatsu, *Prog. Theor. Phys.*, **11**, 125 (1954); **12**, 363 (1954).
J. Rayski, *Acta Phys. Pol.*, **14**, 107 (1955).
M. A. Markow, *On the Classification of Hyperons and Heavy Mesons*, Moscow 1956.
4. H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, **72**, 399 (1947).
J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **76**, 790 (1949).
R. Feynman, *Phys. Rev.*, **76**, 769 (1949).
5. J. F. Dyson, *Phys. Rev.*, **75**, 1736 (1949).
G. C. Wick, *Phys. Rev.*, **80**, 168 (1950).
J. C. Ward, *Proc. Phys. Soc.*, **373A**, 54 (1951);
J. C. Ward, *Phys. Rev.*, **84**, 897 (1951).
P. T. Matthews i A. Salam, *Rev. Mod. Phys.*, **23**, 311 (1951);
P. T. Matthews i A. Salam, *Phys. Rev.*, **94**, 185 (1954).
6. G. F. Chew, *Phys. Rev.*, **94**, 1748 (1954).
7. E. E. Salpeter i H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, **84**, 1232 (1951).
J. Schwinger, *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S.*, **37**, 452, 455 (1951).
M. Gell-Mann i F. Low, *Phys. Rev.*, **84**, 350 (1951).
M. Günther, *Phys. Rev.*, **88**, 1411 (1952); **94**, 1347 (1954).
K. A. Johnson, *Phys. Rev.*, **101**, 433 (1956).
H. Umezawai i A. Visconti, *Nuovo Cimento*, **1**, 1079 (1956).
8. M. Tamm, *J. Phys. USSR*, **9**, 449 (1945).
S. M. Dancoff, *Phys. Rev.*, **78**, 382 (1950).
M. Lévy, *Phys. Rev.*, **88**, 72, 725 (1952).
A. Klein, *Phys. Rev.*, **90**, 1101 (1953); **91**, 740 (1953); **92**, 1017 (1953);
A. Klein, *Phys. Rev.*, **94**, 195, 1052, 1676 (1954).
M. Cini, *Nuovo Cimento*, **10**, 526, 614 (1953).
J. F. Dyson, *Phys. Rev.*, **91**, 1543 (1953).
J. C. Taylor, *Phys. Rev.*, **95**, 1313, (1954); **96**, 1438 (1954).
B. Kurşunoğlu, *Phys. Rev.*, **96**, 1690 (1954).
W. Królikowski i J. Rzewuski, *Nuovo Cimento*, **2**, 203 (1955); **3**, 260 (1956).
9. R. H. Dalitz i F. J. Dyson, *Phys. Rev.*, **99**, 301 (1955).
10. G. Wentzel, *Helv. Phys. Acta*, **13**, 269 (1940).
W. Pauli i S. M. Dancoff, *Phys. Rev.*, **62**, 85 (1942).
R. Serber i S. M. Dancoff, *Phys. Rev.*, **63**, 143 (1943).
A. N. Kaufman, *Phys. Rev.*, **92**, 468 (1953).
H. Miyazawa, *Phys. Rev.*, **97**, 1399 (1955).
11. S. Tomonaga, *Prog. Theor. Phys.*, **2**, 6, 63 (1947).
R. Watson i E. W. Hart, *Phys. Rev.*, **79**, 918 (1950).
P. T. Matthews i A. Salam, *Phys. Rev.*, **86**, 715 (1952).
F. Harlow i B. Jacobsohn, *Phys. Rev.*, **93**, 333 (1954).
R. J. Ridelli i B. D. Fried, *Phys. Rev.*, **94**, 1736 (1954).
T. D. Lee i R. Christian, *Phys. Rev.*, **94**, 1760 (1954).
M. H. Friedman i T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **100**, 1494 (1955).
12. F. J. Dyson et al., *Phys. Rev.*, **95**, 1644 (1954).
W. M. Visscher, *Phys. Rev.*, **96**, 788 (1954).
M. H. Kalos i R. H. Dalitz, *Phys. Rev.* **100**, 1515 (1955).
13. G. F. Chew, *Phys. Rev.*, **89**, 591 (1953); **94**, 1755 (1954); **95**, 1669 (1954).

14. F. E. Low, *Phys. Rev.*, **97**, 1392 (1955).
G. C. Wick, *Rev. Mod. Phys.*, **27**, 339 (1955).
L. Castillejo, R. H. Dalitz i F. J. Dyson, *Phys. Rev.*, **101**, 453 (1956).
M. Cini i S. Fubini, *Nuovo Cimento*, **3**, 764 (1956).
15. T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **95**, 1329 (1954).
G. Källén i W. Pauli, *Dan. Mat. Fys. Medd.* (1955).
16. H. Umezawa i A. Visconti, *Nuclear Physics*, **1**, 20 (1956).
17. L. D. Landau, A. Abrikosow i L. Halotnikow, *Suppl. Nuovo Cimento*, **3**, 80 (1956) oraz liczne prace szkoły Landaua w czasopismach radzieckich.

Włodzimierz Żuk

Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej

Nieklasyczne metody analizy masowej

Działanie spektrografów masowych oparte jest na ogniskujących właściwościach jednorodnego pola magnetycznego oraz radialnego pola elektrycznego. Tę samą właściwość pola magnetycznego wykorzystuje się także w przyrządach z pojedynczą soczewką magnetyczną, tj. w spektrometrach.

Metoda, w której wykorzystane są ogniskujące właściwości wspomnianych pól elektrycznych i magnetycznych, jest szeroko w analizie masowej stosowana i osiągnęła wysoką precyzję. W obecnej chwili można jednak nazwać ją już metodą klasyczną, gdyż równoległe z nią stosowane są nowsze, oparte na zupełnie innych zasadach. Radialne pole elektryczne w nowych metodach analizy masowej nie jest używane, zaś jednorodne magnetyczne tylko w niektórych przypadkach i zazwyczaj nie w roli pola bezpośrednio ogniskującego.

A. Spektrometr z cykloidalnymi torami jonów

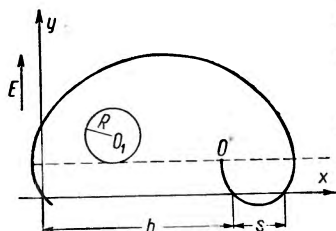
Jedna z pierwszych prób stosowania nieklasycznych metod w spektrometrii została dokonana już w 1938 r. przez Bleakneya i Hiple'a [1]. W spektrometrze tych autorów wiązka jonów została poddana jednoczesnemu działaniu wzajemnie prostopadłych jednorodnych pól, elektrycznego i magnetycznego. Jeżeli prędkość początkowa jonu leży w płaszczyźnie prostopadłej do pola magnetycznego, tor jonu będzie w ogólnym przypadku cykloidą. Ruch jonu można rozpatrywać jako złożony z ruchu po okręgu koła ze stałą prędkością kątową oraz ruchu postępowego środka okręgu, przesuwanego się ze stałą prędkością liniową wzdłuż powierzchni ekwipotencjalnej pola elektrycznego.

W zależności od wielkości i kierunku prędkości początkowej jonu tor jego może być cykloida wydłużona, skrócona, zwyczajna, zaś w specjalnym przypadku linia prosta leżąca na powierzchni ekwipotencjalnej pola. Dla celów spektrometrii masowej największe znaczenie ma pierwszy przypadek.

Odległość odpowiadających sobie punktów cykloidy nie zależy od kierunku i wielkości prędkości jonów wchodzących w pole

$$h = 2\pi E \frac{mc^2}{eH^2}. \quad (1)$$

Jeżeli w początku układu współrzędnych O znajduje się źródło jonów, jony o tym samym stosunku m/e zostaną ogniskowane w punkcie O' w odległości h (rys. 1).



Rys. 1. Przypadek cykloidy wydłużonej

O — przedmiot, O' — obraz

Z zależności pierwszej przez różniczkowanie otrzymujemy wyrażenie na zdolność rozdzielczą

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{h}{\Delta h}. \quad (2)$$

Konstruktorzy pierwszego spektrometru tego typu zbudowali dwa aparaty: jeden, w którym torem jonów była cykloida skrócona, następnie zaś spektrometr większy, w którym torem była cykloida wydłużona. Jednak i ten drugi przyrząd nie był dłuższy, gdyż odległość $h + s$ wynosiła zaledwie 9,5 cm. Widmo masowe metanu uzyskane za pomocą drugiego aparatu pozwala ocenić zdolność rozdzielczą na około 80. Zgodnie z wzorem (1) i (2) zdolność rozdzielcza nie zależy od prędkości jonu. Autorzy podają, że zmiana napięcia przyspieszającego jony o 50% nie wpływa w sposób widoczny na postać widma.

Spektrometry względnie spektrografy z cykloidalnym torem jonów nie znalazły większego zastosowania. Ich główną wadą jest konieczność użycia stosunkowo silnych pól magnetycznych w dużej przestrzeni. Niemniej przyrządy tego typu budowane są i obecnie. M o n k, G r a v e s i H o r t o n opisują zbudowany w 1947 r. spektrometr zastosowany do separacji izotopów [2]. Odległość pomiędzy szczeliną źródła jonów a kolektorem wynosiła 40 cm. Odpowiednio duża była także zdolność rozdzielcza, równa 400. Ponieważ szczelina źródła jonów miała długość aż 7,6 cm przy szerokości 0,5 mm, można było uzyskać znaczne, rzędu mikroamperów, prądy jonowe.

B. Wyznaczanie mas z pomiaru czasu przelotu jonów

Masy jonów mogą być wyznaczone także bez pomocy pola magnetycznego jedynie na zasadzie pomiaru czasu przelotu jonu od źródła do kolektora. Tego typu spektrometry budowane były począwszy od 1948 roku [3-6]. Jony nie są wytwarzane w sposób ciągły, lecz impulsami za

pomocą wiązki elektronowej o zmiennym natężeniu [7]. Zastosowanie pulsujących wiązek pozwala zaznaczyć moment powstania jonów, od którego począwszy zaczynamy liczyć czas. W obecnej chwili technika pomiaru bardzo krótkich czasów jest tak rozwinięta, że możliwe jest wyznaczenie z dostateczną dokładnością czasów przelotu jonów na odcinkach nie przekraczających 1 metra długości.

Stosowane są dwie metody przyspieszania jonów. Pierwsza polega na przyspieszaniu wytworzonych jonów określoną różnicą potencjałów, wskutek czego wszystkie uzyskują tę samą energię. Prędkość jonu możemy wyznaczyć z wzoru na energię kinetyczną, dzieląc zaś długość l spektrometru przez tę prędkość znajdujemy czas przelotu:

$$t = l \left(\frac{m}{2V_0 e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

m — masa jonu, e — ładunek wyrażony w jednostkach elektrostatycznych, V_0 napięcie przyspieszające, także w jednostkach elektrostatycznych.

Różniczkując wzór (3) otrzymujemy wyrażenie na zdolność rozdzielczą:

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{t}{2\Delta t}. \quad (4)$$

W podanym wyrażeniu Δt oznacza czas pulsacji wiązki elektronowej powodującej jonizację i jest rzędu $0,5 \cdot 10^{-6}$ sekundy.

W drugiej metodzie wytworzone w gazie jony przyspieszamy impulsem napięcia. Jeżeli pole przyspieszające zaniknie wcześniej, nim jony przebędą jego obszar, czas działania pola bez względu na masy jonów będzie ten sam i uzyskane przez jony pędy będą równe. Czas przelotu na odległość l wyrazi się wzorem:

$$t = \frac{lm}{Et_p e} = \frac{lm}{P_0}, \quad (5)$$

gdzie E oznacza natężenie pola elektrycznego, t_p czas trwania pulsacji przyspieszającej jony, zaś P_0 uzyskany pęd. Widzimy, że czas przelotu jest proporcjonalny do masy, metoda może więc dawać dokładne wyniki także dla jonów o dużych liczbach masowych. Na zdolność rozdzielczą zamiast wzoru (4) otrzymujemy:

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{t}{\Delta t}, \quad (6)$$

a więc wartość dwukrotnie większą niż ta, jaką daje metoda przyspieszenia jonów do stałej wartości energii.

W rzeczywistości jednak czas trwania pulsacji wiązki elektronowej można uzyskać tak krótki, że wówczas nie on, lecz inne czynniki będą ograniczać zdolność rozdzielczą spektrometru. Do najważniejszych z nich należy energia ruchu cieplnego jonów $V_T e$. Przyjmując, że zdolność rozdzielcza spektrometru ograniczona jest energią cieplną jonów i kładąc we wzorze (4) $\Delta t = \frac{V_T}{V_0} t_0$, dla metody stałych energii otrzymujemy:

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{tV_0}{2t_0V_T} \approx \frac{V_0}{2V_T}. \quad (7)$$

W podanych wzorach przez t_0 oznaczony został czas przelotu jonu dla przypadku, gdy energia cieplna jonu równa jest zeru. Zakładając $V_T = 0,1$ wolta i żądając, aby $\frac{m}{\Delta m} = 150$, na V_0 , tj. napięcie przyspieszające, otrzymujemy $V_0 \geq 120$ wolt.

Jeżeli jony są przyspieszane uzyskując stałe pędy, energie ich są odwrotnie proporcjonalne do mas

$$V_p e = \frac{P_0^2}{2m}. \quad (8)$$

W tym przypadku czas przelotu można obliczyć z wzoru (5). Różniczkując wzór (5) przy uwzględnieniu wzoru (8) oraz założeniu, że dyspersja czasów przelotu jest spowodowana prędkościami termicznymi jonów, na nieokreśloność czasu w metodzie stałych pędów uzyskujemy wyrażenie:

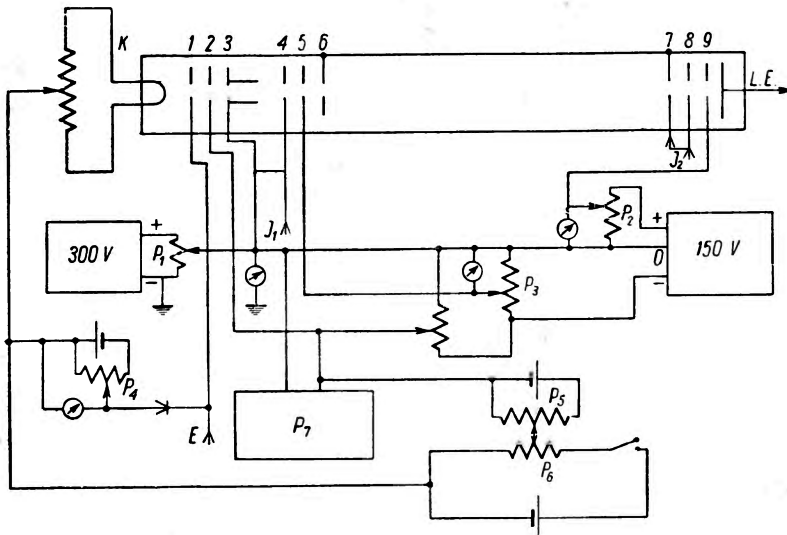
$$\delta t = \pm \left(\frac{V_T}{V_p} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot t_0. \quad (9)$$

Zakładając, że czynnikiem ograniczającym zdolność rozdzielczą jest energia termiczna jonów, z wzoru (6) kładąc $\Delta t = 2\delta t$ znajdujemy:

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{1}{2} \left(\frac{V_p}{V_T} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

We wzorze (8) V_p oznacza napięcie odpowiadające energii, jaką uzyskuje jon przy pędzie równym P_0 . Założenia analogiczne do tych, jakie były zrobione przy dyskusji wzoru (7), tj. $\frac{m}{\Delta m} = 150$, $V_T = 0,1$ wolta, na V_p dają wartość około 10 000 woltów. Wynika stąd, że w przypadku, gdy zdolność rozdzielcza ograniczona jest energią termiczną jonów, wygodniejsza w zastosowaniu jest metoda przyspieszania jonów do stałej energii.

Schemat spektrometru pracującego na zasadzie pomiaru czasu przelotu jonów podany został na rysunku 2. Źródło jonów składa się z wolframowej katody K oraz sześciu płaskich siatek.



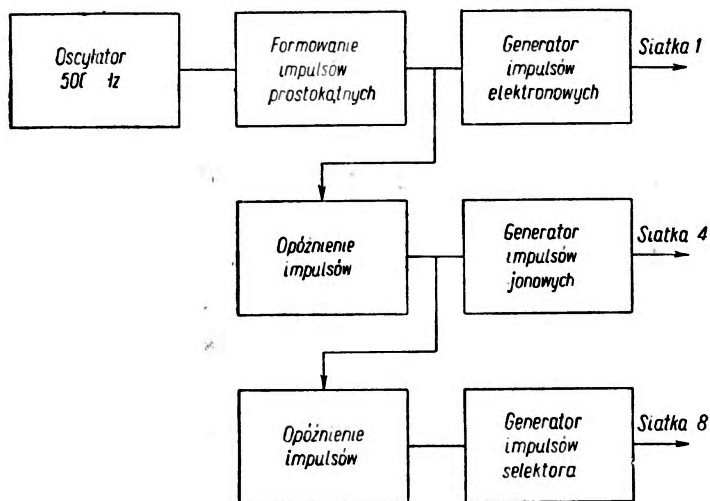
Rys. 2. Schemat spektrometru działającego na zasadzie pomiaru czasu przelotu jonów

E — wyjście generatora impulsów elektronowych, J — wyjście generatora impulsów selektora, P₁ — P₇ — potencjometry

Elektrony emitowane z katody są przyspieszane elektrodami 1, 2 i 3 do żądanej energii. Obszar zawarty pomiędzy siatką 3 a 4 jest wolny od pola i w nim następuje jonizacja gazu. Do elektrody 4 dołączony jest generator impulsów. Po włączeniu napięcia przyspieszającego elektrony, przyłożonego do siatki 1, pojawia się napięcie ujemne na siatce 4, wyciągające jony z obszaru jonizacji. Jony te zostają następnie jeszcze raz przyspieszone i w tym celu siatki 5 i 6 znajdują się na potencjałach niższych od potencjału obszaru jonizacji. Pomiędzy siatką 6 i 7 jony poruszają się w obszarze bezpolowym, gdyż elektrody te znajdują się na potencjale komory spektrometru. Siatka 8 kolektora dołączona jest także do generatora impulsów. Pozwala to przepuścić przez tę siatkę paczki jonów tylko określonych mas, które zostają następnie zebrane na kolektorze. Ponieważ obok jonów przewidzianych mas przez siatkę 8 mogą także przedostać się i inne, posiadające najczęściej mniejsze energie, przed kolektorem znajduje się siatka 9 na potencjale dodatnim, hamująca jony zbyt małych prędkości.

W opisanych spektrometrach aparatura elektryczna posiada specjalnie duże znaczenie. Schemat blokowy pokazany został na rysunku 3.

Oscylator wytwarza drgania o częstotliwości 5000 na sekundę. Częstota ta została tak dobrana, że nowy impuls następuje dopiero wtedy, gdy jony z poprzedniego zostały już zebrane. Długość impulsów elektronowych jest wyznaczana przez oddzielny układ. Podobnie niezależny generator wyznacza czas trwania impulsu na siatce 4, wyciągającej jony. Czasy



Rys. 3. Schemat blokowy aparatury elektrycznej

trwania impulsów wiązki elektronowej jak też jonowej mogą być niezależnie od siebie regulowane w przedziale od 2 μ sek do 20 μ sek. Siatka 8 uzyskuje impulsy 0,1 μ sek, które powinny być dokładnie określone w czasie. Specjalna aparatura pozwala synchronizować impulsy na siatce 4 i 8 z impulsami elektronowymi. Wszystkie impulsy pomimo różnych czasów trwania powtarzają się z częstotliwością 5000 razy na sekundę.

Spektrometry działające na opisanej zasadzie posiadają komory długości około 1 metra. W roku 1953 przy ich pomocy osiągnano zdolność rozdzielczą około 30, zaś w 1955 ponad 100. Mogą być z powodzeniem stosowane do wyznaczania potencjałów jonizacyjnych, istnieją także próby użycia ich w przemyśle naftowym do analizy węglowodorów [4, 6].

C. Wyznaczanie mas z pomiaru czasu obiegu jonu po spirali w polu magnetycznym

Torem cząstki naelektryzowanej poruszającej się w jednorodnym polu magnetycznym jest w ogólnym przypadku linia śrubowa. Ponieważ promień toru wzrasta proporcjonalnie do prędkości cząstki, czas obiegu

nie zależy od prędkości jak też kąta, pod którym cząstka wbiega w pole.

$$t = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi mc}{e \cdot H}. \quad (11)$$

Po wyrażeniu masy jonu w jednostkach masy atomowej m i założeniu, że jon posiada ładunek jednostkowy, czas obiegu w mikrosekundach możemy znaleźć z wzoru

$$t = 652 \frac{m}{H} \mu\text{sek}. \quad (12)$$

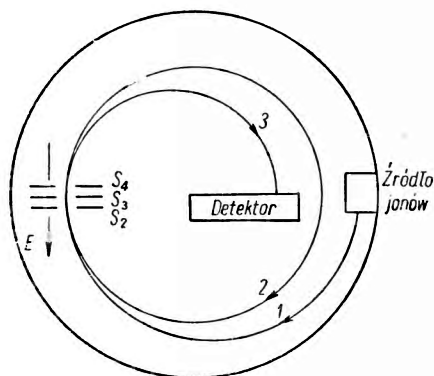
Dla jonów o tych samych masach w jednorodnym polu magnetycznym zachodzi więc ogniskowanie w czasie. Łatwo można udowodnić, że jednocześnie zachodzi także ogniskowanie przestrzenne wiązki jonowej.

Pierwsze próby wyznaczenia masy jonów z pomiaru czasu obiegu po linii śrubowej były podjęte przez Stephensa i Goodsmitta i polegały na wprowadzaniu rozbieżnych wiązek jonowych w pole magnetyczne solenoidu równoległe do linii sił pola [5,8]. Początkowo stosowanie tej metody było utrudnione znacznymi wymiarami aparatury. Promień okręgu jest proporcjonalny do składowej prędkości, prostopadłej do pola magnetycznego, natomiast długość linii śrubowej jest iloczynem czasu obiegu t i składowej prędkości jonu w kierunku pola. Zmniejszenie wymiarów aparatury związane jest więc ze zmniejszeniem tych prędkości oraz udoskonaleniem metod pomiaru czasu.

W roku 1951 Hays, Richards i Goodsmitt opisali spektrometr działający na podanej zasadzie, za pomocą którego wyznaczali masy z dokładnością 0,001 j.m.a. [9]. Jednorodne pole magnetyczne zostało wytworzone wewnątrz kuli o średnicy około 50 cm, na powierzchni której w odpowiedni sposób nawinięto uzwojenie. Wiązka elektronów biegnąca równoległe do pola magnetycznego jonizowała gaz. Powstałe jony były przyspieszane napięciem około 10 V w kierunku prostopadłym do pola. W obecności pola magnetycznego o natężeniu $H = 450$ Oe promień okręgu dla jonu o masie 150 j.m.a będzie wynosić 12,5 cm. Jony poruszały się jednak nie po okręgach kół, a po liniach śrubowych, gdyż dzięki ich energii cieplnej istniała składowa prędkości równoległa do pola magnetycznego. Po wykonaniu od kilku do 12 okrążeń jony zbierał kolektor umieszczony 12 cm poniżej źródła jonów.

Udoskonalony spektrometr pozwalający wyznaczać masy na podstawie pomiaru czasu obiegu jonów w polu magnetycznym zbudował Smith [10]. Spektrometr ten został nazwany synchronometrem. Komora spektrometru (rys. 4) jest metalowym cylindrem ustawionym w szczelnie elektromagnesu, szerokości ok. 5 cm i średnicy 45 cm. Pulsujące źródło jonów emituje jony prostopadle do linii sił pola magnetycznego.

Napięcie przyspieszające jest tak dobrane, że dla natężenia pola magnetycznego ok. 800 Oe promień krzywizny wiązki wynosi 10 cm. Po odchyleniu o kąt 180° wiązka jonów zostaje zebrana na układzie szczelin S_2 ,



Rys. 4. Zasada działania synchronometru

S_3 i S_4 . Szczeliny S_2 i S_4 są na potencjale ziemi, zaś do S_3 dołączony został generator impulsów. Z chwilą gdy grupa jonów długości s znajduje się pomiędzy S_3 i S_4 , pojawia się impuls — hamujące pole elektryczne. Energia jonów maleje, wskutek czego mogą one omijając

źródło jonów, wykonać pewną ilość obiegów po okręgu zaznaczonym numerem 2. Następny impuls znów zmniejsza prędkość jonów, które po półokrążeniu zbierane są na kolektorze. Oznaczając tak jak i poprzednio czas obiegu przez t , zaś liczbę okrążeń jonu n na zdolność rozdzielczą synchronometru możemy zapisać wyrażenie:

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{nt}{\Delta(nt)} = \frac{L}{2s} \quad (13)$$

Zdolność rozdzielcza jest tym większa, im większą liczbę okrążeń wykonuje jon oraz im dokładniej może być wyznaczony czas obiegów nt . Długość toru zakreślonego przez jon w polu magnetycznym została oznaczona przez L , zaś długość grupy jonów przez s .

W doświadczeniach Smitha $L = 56$ m, $s = 2,8$ mm. Dla masy jonu 18 mamy $nt = 1 \cdot 10^{-3}$ sek, zaś $\Delta nt = 0,1$ μ sek. Uzyskana zdolność rozdzielcza była więc rzędu $9 \cdot 10^3$. Z pomiaru różnicy czasów przeletu dla jonu S^+ oraz O_2^+ Smith znalazł masę izotopu siarki 33 równą $32,9823 \pm 0,0010$ j.m.a.

Podobnymi metodami można prawdopodobnie uzyskać znacznie większe zdolności rozdzielcze. Natężenia wiązek jonowych w miarę wzrostu ilości okrążeń n lub długości toru L stają się coraz mniejsze. Wymaga to użycia do detekcji jonów powielaczy elektronowych. Także konieczność stosowania pól magnetycznych w dużych objętościach należy zaliczyć do wad synchronometru.

D. Metoda rezonansu jonów w polu magnetycznym i zmiennym polu elektrycznym

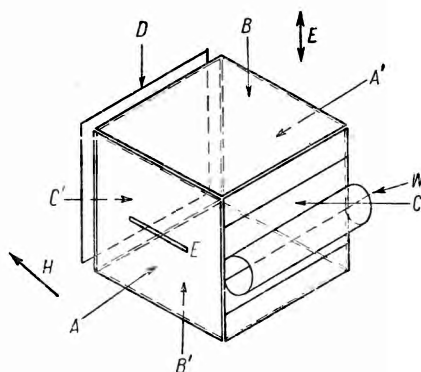
Spektrometr działający na zasadzie rezonansu jonów w zmiennym polu elektrycznym w sposób podobny do cyklotronu skonstruowali w

1951 r. Sommer, Thomas oraz Hipple [11], zaś Berry w 1954 r. opracował jego teorię [12]. Konstruktorzy nazwali zbudowany przez nich przyrząd omegatronem. Późniejsze prace dotyczyły zastosowania omegatronu do analizy par związków organicznych [13], czułości i zdolności rozdzielczej [14] oraz charakterystyki przyrządu [15].

Schemat omegatronu widzimy na rysunku 5. Obok komory tego spektrometru zaznaczone zostały także kierunki pól: magnetycznego i elektrycznego. Wolframowa katoda W emituje elektrony, które są przyspieszane wzdłuż linii sił pola magnetycznego. Wiązka elektronowa jest polem magnetycznym dokładnie zogniskowana, przechodzi przez szczelinę w ścianie puszkii przeciwległej katodzie i zostaje zebrana przez pułpkę elektronów, posiadającą względem puszkii potencjał dodatni.

Wszystkie elektrody wykonane zostały z amagnetycznego stopu miedzi z niklem, zaś całość zamknięta w szklanym naczyniu. Ścianka przednia utrzymująca katodę ma kształt kwadratu. Długość puszkii liczona w kierunku pola magnetycznego jest nieco krótsza od boku tego kwadratu. Całość mieściła się w szczelinie stałego magnesu szerokości 3,1 cm. Magnes był mały i ważył zaledwie 15 kg.

Zasada działania omegatronu jest bardzo prosta. Wytworzone podczas przejścia elektronów w gazy jony posiadają energię ruchu cieplnego lub energię uzyskaną podczas dysocjacji molekuł. Skutkiem tego toru ich będą liniami śrubowymi o osiach równoległych do linii sił pola magnetycznego. Zgodnie z wzorem (12) lub (11) czas obiegu po linii śrubowej będzie zależał jedynie od stosunku masy jonu do ładunku oraz od natężenia pola magnetycznego. Jeżeli do B i B' przyłożymy zmienne napięcie, którego okres będzie równy czasowi obiegu, wytworzone jony, których masy spełniają warunek rezonansu, będą przyspieszane w swoim ruchu po spirali, wskutek czego ich energia oraz promień toru wzrosną. W chwili gdy promień spirali staje się równy odległości od wiązki elektronowej do kolektora, jony zostają zebrane na kolektorze. Dla ułatwienia zbierania jonów przez kolektor płyty kondensatora B , B' są na średnim potencjale ziemi, zaś ścianki boczne puszkii posiadają mały potencjał dodatni, rzędu 1 wolta. W tych warunkach przyrząd jest bardzo czuły



Rys. 5. Schemat omegatronu
 B , B' — dna puszkii, służące jako okładki kondensatora, A , A' , C , C' — ścianki boczne puszkii, D — elektroda zbierająca elektrony, E — wycięcia na kolektorze, W — wolframowa katoda

i pozwala przy ciśnieniu gazu rzędu 10^{-6} mm Hg uzyskiwać prądy dochodzące do 10^{-10} A.

Energia, jaką uzyskuje jon w chwili osiągnięcia kolektora, zależy od miejsca powstania jonu i wyraża się wzorem, który stosuje się także do cyklotronu. Napięcie odpowiadające tej energii, wyrażone w jednostkach elektrostatycznych napięcia, można obliczyć z wzoru:

$$V_k = \frac{H^2 r_0^2 e}{2 m c^2}. \quad (14)$$

Widmo masowe najłatwiej uzyskać przez zmianę częstości pola elektrycznego, skutkiem czego na kolektorze będą zbierane jony o coraz innym stosunku masy do ładunku. Zdolność rozdzielcza maleje wraz ze wzrostem masy jonu i wyraża się wzorem:

$$\gamma = \frac{m}{\Delta m} = \frac{e r_0 H^2}{E_0 m c^2}. \quad (15)$$

W podanym wzorze E_0 oznacza skuteczne natężenie zmiennego pola elektrycznego, wyrażone w jednostkach elektrostatycznych natężenia.

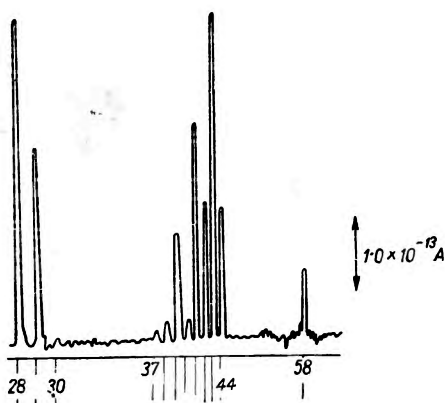
Jon porusza się po linii śrubowej, której promień krzywizny wzrasta. Zakładając dla uproszczenia, że ruch odbywa się w jednej płaszczyźnie, podobnie jak dzieje się to w cyklotronie, długość toru można obliczyć korzystając z wzoru [15]:

$$L = 2 \gamma r_0, \quad (16)$$

gdzie podobnie jak i poprzednio r_0 oznacza największy promień spirali.

Dane liczbowe dotyczące wprowadzonych wielkości zostały zebrane w tabelce. Podane wielkości są typowe dla omegatronu i dotyczą pracy w dwóch różnych przypadkach, różniących się natężeniem pola magnetycznego, jak też przyłożonym napięciem zmiennym. Podane zostały także wartości liczbowe dotyczące jonów o różnych masach.

Widzimy, że zgodnie z wzorem (15) wraz ze wzrostem masy zdolność rozdzielcza maleje. Widmo masowe butanu uzyskane za pomocą omegatronu pokazane zostało na rysunku 6. Wierzchołki w okolicy liczby masowej 44 są jeszcze dostatecznie dobrze rozdzielone. W tym przypadku napięcie przyspieszające elektrony wynosi 72 V, natężenie wiązki elektronowej



Rys. 6. Widmo masowe butanu uzyskane za pomocą omegatronu

0,5 A, natężenie pola magnetycznego 3 800 Oe oraz ciśnienie gazu $1,4 \cdot 10^{-6}$ mm Hg.

Charakterystyczne wielkości omegatronu

Wielkość	$H = 2\ 300\ 0e$ $E_0 = 0,5\ V/1,5\ cm$ $r_0 = 0,7\ cm$		$H = 4\ 500\ 0e$ $E_0 = 1\ V/1,5\ cm$ $r_0 = 0,7\ cm$	
	$\frac{m}{e}$	2	28	2
ω	$1,1 \times 10^7$	$7,9 \times 10^5$	$2,16 \times 10^7$	$1,54 \times 10^6$
V_k w voltach	62	4.4	240	17
$\gamma = \frac{m}{\Delta m}$	190	13,5	360	26
L w cm	270	19	500	36
t w 10^{-6} sek	69		67	

ω — Częstość kołowa pola elektrycznego.

t — czas przelotu jonu od źródła do kolektora.

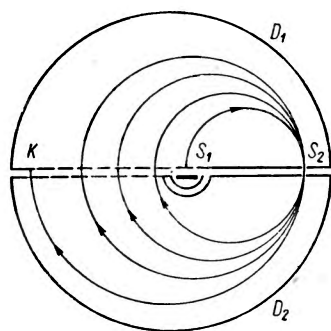
E. Spektrometr o działaniu złożonym

Zarówno w synchronetrze, jak też w omegatronie została wykorzystana zasada cyklotronu. W roku 1956 Robinson podał jednak projekt budowy spektrometru złożonego, w pierwszej fazie działającego jako spektrometr o małej zdolności rozdzielczej z 180° kątem odchylenia, natomiast w drugiej fazie działającego analogicznie do cyklotronu [16]. Podobnie jak i cyklotron, spektrometr ma posiadać dwa duanty, oznaczone na rysunku literami D_1 i D_2 .

Jony określonej energii, wytworzone w źródle (rys. 7), po odchyleniu o kąt 180° zbierają się na szczeliny S_2 . W tej fazie przyrząd działa więc jak spektrometr z 180° soczewką magnetyczną. Zdolność rozdzielcza tej soczewki jest jednak mała, wskutek czego przez szczelinę S_2 przedostają się jony nie tylko określonej masy m_0 , lecz także mas zbliżonych. Do duantów przyłożone jest pulsujące napięcie o częstości radiowej.

W szczeliny S_2 jony są przyspieszane, wskutek czego promień toru zwiększa się.

Po odchyleniu o dalsze 180° jony znów przechodzą przez granicę duantów. Tym razem w momencie przejścia nie powinno być między



Rys. 7. Spektrometr o działaniu złożonym
 S_1 — szczelina źródła jonów,
 S_2 — szczelina selekcyjująca,
 K — kolektor, D_1, D_2 — duanty

duantami różnicy napięć. Tylko w tym przypadku promień następnego półokręgu nie ulegnie zmianie i jony przedostaną się przez szczelinę S_2 . W ten sposób jony, których czas obiegu równy jest okresowi pulsacji napięcia będą przedostawać się stale przez szczelinę S_2 . Po każdym okrążeniu energia jonów i promień toru będą wzrastać. Po osiągnięciu dostatecznie dużego promienia wiązka jonów zbiera się na kolektorze.

Z polem elektrycznym będą zsynchronizowane jony wykonujące jedno okrążenie w czasie, który odpowiada $2n_0 + 1$ pełnych okresów pola. Jeżeli masę tych jonów oznaczymy przez m_0 , to obok nich także i jony o masie m_1 będą zsynchronizowane z polem, jeżeli tylko $n_1 = n_0 \pm 1$. Pierwsza część spektrometru, którą stanowi 180° soczewka magnetyczna o małej zdolności rozdzielczej, ma za zadanie eliminowanie „wyższych harmonicznych”.

F. Selekcja jonów polem elektrycznym o częstotliwości radiowej

Rozdzielenie jonów w zależności od ich mas przez zastosowanie zmiennego pola elektrycznego o częstotliwości radiowej oparte jest na zasadzie akceleratora liniowego. Dla danej częstotliwości tylko jony posiadające określoną wartość stosunku masy do ładunku mogą być zsynchronizowane z polem. Jony takie przy przejściu przez układ siatek uzyskują w polu dodatkową energię i przedostają się na kolektor. Przed kolektorem znajduje się siatka na potencjale dodatnim, zapobiegająca gromadzeniu się na kolektorze jonów zbyt małej energii, nie zsynchronizowanych z polem.

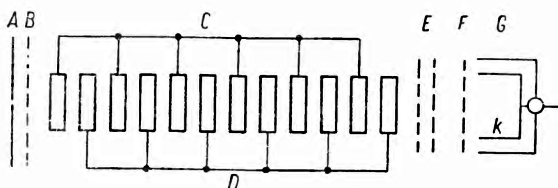
Metodę selekcji jonów polem elektrycznym o częstotliwości radiowej wprowadzili Bennett (1950), Redhead (1952), Crowell (1953) i inni [7], [18], [23]. Znalazła ona zastosowanie do analizy gazów, w szczególności analizy gazów atmosferycznych [19], oraz do badania procesów jonizacyjnych zachodzących podczas wyładowania elektrycznego [20]. Komora spektrometru jest zazwyczaj szklaną rurą z wsuniętymi wewnątrz elektrodami i siatkami metalowymi. Były jednak budowane komory całkowicie metalowe z wyjątkiem izolacji w miejscu wprowadzenia przewodów [21]. Średnica komory jest rzędu kilku centymetrów, zaś średnica siatek przyspieszających jony około 1,5 cm. Długość komory, zależna od liczby siatek przyspieszających, wynosi kilkanaście do kilkudziesięciu centymetrów. Starannego wykonania wymagają siatki. Wykonane są zazwyczaj z cienkiego, około 0,01 mm drutu wolframowego, naciągniętego na otworze kołowym elektrody, równolegle w odstępach od 0,5 do 1 mm. Ponieważ w rurze analizatora znajduje się kilkanaście i więcej siatek, przez które ma przedostać się strumień jonów bez znaczącego osłabienia, przezroczystość pojedynczej siatki nie powinna być

mniejsza od 95%. Odległość między siatkami wynosi kilka milimetrów. Zmusza to do dokładnego zachowania odstępów między siatkami i równoległego ich ustawienia. Pomimo tych warunków wymaganych od konstrukcji komora spektrometru jest stosunkowo łatwa od wykonania i mało kosztowna.

Uzyskany strumień jonowy nie jest ograniczony szczelinami i dlatego posiada duże natężenie. Z łatwością daje się otrzymywać prądy rzędu $5 \cdot 10^{-8}$ A. Do pomiaru ich można stosować zarówno proste wzmacniacze prądów stałych, jak też i zmiennych. Brak magnesu oraz mniejsze wymagania dotyczące próżni w aparaturze jeszcze bardziej upraszczają konstrukcję.

Zdolność rozdzielcza tego typu przyrządów jak też dokładność wyznaczenia względnych natężeń wierzchołków (maksimów) jonowych są znacznie mniejsze niż spektrometrów z polem magnetycznym. Natomiast czas potrzebny do uzyskania widma jest rzędu sekundy, a więc bez porównania krótszy niż w spektrometrach magnetycznych. Aparatura jest lekka, łatwo przenośna i może służyć do specjalnych celów, np. komora może być użyta jako sonda do badania wyładowania w gazie, a umieszczona w rakiecie stratosferycznej — do badania składu górnych warstw atmosfery.

Na rysunku 8 pokazana została komora przyśpieszeń, skonstruowana przez Boyda i Morrisona (1955), użyta w charakterze sondy do



Rys. 8. Komora spektrometru z polem elektrycznym o częstotliwości radiowej

badania koncentracji jonów w gazach [22]. Rozmiary elektrod przyśpieszających są małe i całość może być zamknięta w rurze ze stali nierdzewnej o średnicy 2 cm. Spektrometr nie posiada żarzonej katody, gdyż służy do analizy już wytworzonych w gazie jonów. Elektroda A jest blaszką platynową z małym otworkiem w środku. Pomiary były wykonywane przy znacznym ciśnieniu gazu, dochodzącym do 1 mm. Aby w tych warunkach utrzymać dostatecznie niskie ciśnienie w spektrometrze, otwór w elektrodzie A miał średnicę zaledwie 0,05 mm. Natomiast do uzyskania silniejszego prądu jonowego przy ciśnieniach niskich otwór wejściowy mógł być odpowiednio poszerzony. Dyfundujące do komory jony są przyśpieszane polem istniejącym między A i B. W tym

celu między A i B przyłożone zostało napięcie od 500 do 1000 V. Tak wysokie napięcie ma na celu uniezależnienie widma masowego od energii ruchu cieplnego wchodzących jonów. Elektroda B jest siatką z drutu wolframowego, rozciągniętego w odstępach $1/14$ mm. Układ elektrod C , D stanowił 12-stopniowy akcelerator liniowy. Elektrody te wykonane zostały wprost w postaci płyt z otworami, bez siatek. Dołączone one są do generatora drgań o częstości radiowej. Średni ich potencjał w czasie pracy równy był potencjałowi elektrody B , natomiast amplituda napięcia zmiennego wynosiła około 5 V.

Elektrodę E stanowiły dwie skrzyżowane siatki. Elektroda ta znajdowała się na potencjale wyższym względem elektrody A celem zahamowania jonów, które nie były w rezonansie z polem, i posiadały zbyt niską energię. Do zahamowania jonów znaku przeciwnego od tych, które zbierane były na kolektorze, służyła elektroda F , zaś część G stanowiła osłonę kolektora.

Teoria spektrometru została opracowana przez Redheada i Crowella [23]. Podczas przejścia jonu przez układ siatek uzyskuje on od pola elektrycznego dodatkową energię. Zakładając, że napięcie przyspieszające jest duże w porównaniu z napięciem zmiennym przyłożonym do siatek, co rzeczywiście ma miejsce (1000 V i 5 V), na przyrost energii otrzymujemy wyrażenie:

$$W = \Delta \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = v \Delta(mv) = v \int F dt, \quad (17)$$

w którym m oznacza masę, v prędkość jonu, zaś F siłę, z jaką zmienne pole oddziałowuje na jon. Przyłożone na siatki napięcie może mieć formę impulsów prostokątnych lub postać sinusoidy $V = \sin(\omega t + \vartheta)$. Energia przekazana jonowi przez zmienne pole elektryczne jest funkcją fazy ϑ , jaką posiada zmienne napięcie dla $t = 0$, tj. w chwili przejścia jonu przez pierwszą siatkę. Wynik działania pola elektrycznego na jon zależy także od wyrażenia:

$$\alpha = \frac{s\omega}{v} = s\omega \left(\frac{m}{2eV_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

które można uważać za kąt określający fazę, w jakiej jon przechodzi odległość między siatkami.

Przyrost energii jonu jako funkcji ϑ i α w przypadku postaci sinusoidalnej przyłożonego napięcia można obliczyć z wyrażenia:

$$W = - \frac{2eV}{\alpha} \cos \left(\frac{N\alpha}{2} + \vartheta \right) \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \sin \frac{N\alpha}{2}, \quad (19)$$

gdzie N oznacza liczbę przyspieszających elektrod. Przyrost energii osiąga maksimum dla ϑ spełniającego równanie [23]:

$$\frac{Na}{2} + \vartheta = n_1\pi, \quad (20)$$

n_1 — liczba całkowita,

$$W_m = \frac{2eV}{a} \operatorname{tg} \frac{a}{2} \sin \frac{Na}{2}. \quad (21)$$

Wyrażenie na W_m jest funkcją a , a tym samym zgodnie z (18) także i funkcją stosunku masy do ładunku jonu. Najwyższe maksimum uzyskujemy dla $a = \pi$, określającego warunek synchronizacji. W tym przypadku z wzoru (21) otrzymujemy:

$$W_m(\pi) = \frac{2NeV}{\pi}. \quad (22)$$

Z wzoru (18) wynika, że masa jonu jest proporcjonalna do a^2 , stąd na zdolność rozdzielczą spektrometru znajdujemy:

$$\gamma = \frac{m_0}{m_2 - m_1} = \frac{a_0^2}{a_2^2 - a_1^2}.$$

Indeks o odnosi się do jonów, które najłatwiej przechodzą przez układ elektrod, zaś 1 i 2 do jonów już nie osiagających kolektora. W obecnej chwili spektrometry podobnej konstrukcji pozwalają osiągnąć zdolność rozdzielczą dochodzącą do 100.

Opisane metody analizy masowej ustępują zarówno pod względem dokładności wyznaczenia składu izotopowego pierwiastków, jak też zdolności rozdzielczej spektrometrom względnie spektrografom klasycznym.

Już obecnie jednak w tablicach mas atomowych obok mas wyznaczonych za pomocą spektrografów podwójnie ogniskujących podawane są wartości uzyskane przy użyciu synchrometru. Jednocześnie do ilościowej analizy masowej składników gazowych stosowane są coraz częściej spektrometry z polem elektrycznym o częstotliwości radiowej. Aparatura tego typu jest znacznie prostsza i tańsza od używanej dotychczas, a jednocześnie umożliwia przeprowadzanie analizy masowej w bardzo krótkim czasie.

Literatura

1. W. Bleakney, J. A. Hipple, Jr., Phys. Rev., 53, 521 (1938).
2. C. W. Monk, J. D. Graves, J. L. Horton, Rev. Sci. Instr., 18, 796 (1947).
3. D. F. Eggers, A. E. Cameron, Rev. Sci. Instr., 19, 605 (1948).

4. M. M. Wolff, W. E. Stephens, *Rev. Sci. Instr.*, **24**, 616 (1953).
5. S. A. Goudsmith, *Phys. Rev.*, **74**, 622 i 1537 (1948).
6. H. Katzenstein, S. Friedland, *Rev. Sci. Instr.*, **26**, 324 (1955).
7. R. E. Fox, W. M. Hickam, T. Kjeldas, D. J. Grove, *Phys. Rev.*, **84**, 859 (1951).
8. W. Stephens, *Phys. Rev.*, **69**, 691 (1946).
9. E. Hays, P. Richards, S. Goudsmith, *Phys. Rev.*, **84**, 824 (1951).
10. L. G. Smith, *Rev. Sci. Instr.*, **22**, 114 (1951).
11. H. Sommer, H. A. Thomas, J. A. Hipple, *Phys. Rev.*, **82**, 697 (1951).
12. C. E. Berry, *J. Appl. Phys.*, **25**, 28 (1954).
13. W. A. Morgan, Jernakoff, K. P. Lanneau, *Am. Chem. Soc. Symposium on Process Instrumentation*, Chicago, September 1955.
14. D. Alpert, R. S. Buritz, *J. Appl. Phys.*, **25**, 202 (1954).
15. A. G. Edwards, *Brit. J. Appl. Phys.*, **6**, 44 (1955).
16. C. F. Robinson, *Rev. Sci. Instr.*, **27**, 88 (1956).
17. W. H. Bennet, *J. Appl. Phys.*, **21**, 143 (1950).
18. P. A. Redhead, *Canadian J. Phys.*, **30**, 1 (1952).
19. J. W. Townsend, *Rev. Sci. Instr.*, **23**, 538 (1952).
20. R. L. F. Boyd, *Nature*, **165**, 142 (1950).
21. J. Dekleva, *Bull. Sci. Cons. Acad. Yougoslavie*, **1**, 71 (1953).
22. R. L. F. Boyd, D. Morris, *Proc. of Phys. Soc.*, **68**, 1 (1955).
23. P. A. Redhead, C. R. Crowell, *J. Appl. Phys.*, **24**, 331 (1953).

Enrico Fermi

Geneza projektu wyzwolenia energii jądrowej *)

Podajemy dosłowny tekst ostatniej mowy Enrico Fermi, wygłoszonej w Amerykańskim Towarzystwie Fizycznym nieoficjalnie i bez notatek w Columbia University, w sobotę wieczór, 30 stycznia 1954 r. Mowa, którą podajemy poniżej, jest kopią z taśmy i rozmyślnie pozostawiliśmy ją bez korekty, w formie nie opracowanej. Taka nieformalność wywołałaby z pewnością niezadowolenie u Fermiego, który był bardzo wymagający, gdy chodziło o wydawnictwa jego pism. Tym jednak, którzy znali Fermiego, lub słyszeli go przemawiającego, dosłowna kopia może choć na chwilę przywrócić dźwięk jego głosu. Tego nie zdoła uczynić żaden oficjalny dokument. Podczas dorocznego zebrania „Physics at Columbia University” — część sesji poświęcono tej mowie.

„Panie Prezesie, Panie Dziekanie Pegram, Koledzy, Panie i Panowie!

Wydaje mi się rzeczą stosowną przypomnieć w dwusetną rocznicę Uniwersytetu Columbia kluczową rolę, jaką odegrał Uniwersytet w początkowych fazach doświadczeń oraz w organizowaniu wstępnych prac, które wiodły do rozwoju energii atomowej.

Miałem szczęście być współpracownikiem Laboratorium Pupina w pierwszym etapie jego rozwoju. Spotkałem się z pewnymi trudnościami we Włoszech, toteż będę zawsze wdzięczny Uniwersytetowi Columbia za ofiarowanie mi stanowiska w Departamencie Fizyki w tak ważnej chwili, dając mi, jak już to zaznaczyłem, rzadką sposobność stania się świadkiem całej serii wydarzeń wyżej wspomnianych.

Żywo staje mi w pamięci pierwszy miesiąc mej pracy w Laboratorium Pupina, styczeń 1939 r., kiedy to wypadki zaczęły tak szybko postępować. W tym okresie Niels B o h r był zajęty cyklem odczytów w Princeton i przypominam sobie, jak pewnego popołudnia Willis L a m b wrócił bardzo podniecony ogłaszając nam wielką nowinę podaną mu przez B o h r a. Tą wiadomością było odkrycie rozszczepienia i co najmniej zarysu jego interpretacji. Jak pamiętacie, owo odkrycie dotyczy poprzednich prac H a h n a i S t r a s s m a n n a, a sama myśl interpretacji powstała dzięki pracy L i s e M e i t n e r i F r i s c h a, którzy przebywali w owym czasie w Szwecji.

* Wg *Physics Today*, 8, No 11, (1955).

W tym samym miesiącu, lecz nieco później, zorganizowano zebranie w Waszyngtonie w Instytucie Carnegie'go łącznie z Uniwersytetem George Washington. Brałem w nim udział wraz z licznym gronem przedstawicieli Uniwersytetu Columbia. Tam po raz pierwszy podjęto dyskusję, częściowo poważnie, częściowo żartobliwie nad tym, czy nowo odkryte zjawisko rozszczepienia jądra może być źródłem energii jądrowej. Przypuszczano, że jeśli zachodzi możliwość rozszczepienia — przy poważnym naruszeniu równowagi struktury jądrowej, to wysyłanie jakichś neutronów byłoby mało prawdopodobne, ale, jeśli jakieś neutrony są wysyłane, to jest możliwe, że jest ich więcej niż jeden. Stawialiśmy hipotezę, częściowo dla samej przyjemności dyskusji, że są wysyłane dwa. Jeśli zaś istnieje ich więcej niż jeden, jest rzeczą możliwą, że na przykład 2 neutrony, każdy z osobna spowodować mogą rozszczepienie, w czym oczywiście widzimy początek całego mechanizmu maszyny reakcji łańcuchowej.

Powyższe argumenty były jednym z tematów dyskusji na konferencji i spowodowały lekki dreszcz podniecenia na samą myśl możliwości wyzwolenia energii jądrowej. Jednocześnie rozpoczęto gorączkowe doświadczenia w wielu laboratoriach z Pupinem włącznie. Pamiętam, że przed wyjazdem otrzymałem telegram z Waszyngtonu od Dunninga, w którym donosi mi o pomyślnym wyniku doświadczenia, którego celem było odkrycie fragmentów rozszczepienia. Podobno to samo doświadczenie przeprowadzono w 6 czy 7 miejscowościach w Ameryce i 3 lub 4 w Europie; jeśli się nie mylę, w tej ostatniej nieco wcześniej.

Teraz rozpoczęła się długa i mozolna praca na Uniwersytecie Columbia, w celu wzmocnienia niepewnych twierdzeń dotyczących możliwości wydzielania neutronów i upewnienia się, czy neutrony rzeczywiście wydzielają się przy rozszczepieniu. A jeśli tak, jaka będzie ich liczba? rzecz jasna bowiem, iż sprawa liczby jest kwestią podstawową, gdyż od niej zależy większe lub mniejsze prawdopodobieństwo możliwości lub niemożliwości istnienia reakcji łańcuchowej.

Pracę tę wykonali równocześnie w Columbii Zinn i Szilard na swoją rękę, Anderson zaś i ja — na swoją.

Pracowaliśmy niezależnie jedni od drugich, stosując odmienne metody, ale naturalnie, zachowując ścisły kontakt i donosząc sobie o naszych rezultatach. Jednocześnie we Francji podjęła się tej samej pracy grupa ludzi, na czele której stali Joliot i von Halban.

Wszystkie 3 grupy doszły do tego samego wniosku — zdaje mi się, że Joliot doszedł do niego parę tygodni przed nami, a mianowicie, że neutrony są wysyłane i że są dość liczne, mimo że nie ustalono jeszcze dokładnych ilości, a na tych obliczeniach nie można było polegać.

Opowiadają ciekawy szczegół w związku z tym okresem. Otóż zrodziła się wówczas tajemniczość, która była naszą plagą przez dobrych kilka lat. Wbrew zaś ogólnemu przypuszczeniu — tajemniczość ta wypływała nie od generałów ani oficerów, ale od fizyków. Człowiekiem zaś, który jest najbardziej odpowiedzialny za ten pomysł, zupełnie nowy dla fizyków, był Szilard.

Nie wiem, ilu z Was zna Szilarda. Jestem pewny, że wielu. Jest on niewątpliwie osobliwym człowiekiem, bardzo inteligentnym (Ogólna wesołość). — Widzę, że się rozumiemy (Śmiech). — Jest to błyskotliwy, świetny umysł i lubi — takie przynajmniej jest moje wrażenie — zaskakiwać ludzi.

Był rok 1939 i, jak Państwu wiadomo, wojna była w powietrzu. Biorąc więc pod uwagę okoliczności oraz niebezpieczeństwo, że energia jądrowa i prawdopodobnie broń atomowa staną się głównym narzędziem nazistów, umożliwiając im zawojowanie świata, postanowił zaskoczyć fizyków, proponując im zerwanie z tradycją publikowania doniosłych rezultatów, jak tylko *Physical Review* lub inne naukowe pisma mogły nadażyć z ich drukiem. Uważał więc, że lepiej być ostrożnym i zachować w tajemnicy niektóre wyniki do czasu, w którym jasne się stanie, czy będą stanowiły dla nas niebezpieczeństwo, czy też przeciwnie, wydają pomoc.

Szilard rozmawiał zatem z wieloma ludźmi i przekonał ich, że powinni należeć do jakiegoś tam tajnego stowarzyszenia. Mniejsza o jego nazwę, dość, że mieli się spotykać w ścisłym gronie i prywatnie dzielić się informacjami, nie publikując ich. Wysłał w tym duchu cały szereg kablogramów do Joliot, który znajdował się we Francji, lecz nie otrzymał od niego przychylniej odpowiedzi. Joliot, według dotychczasowego zwyczaju fizyków, publikował nadal rezultaty swych doświadczeń. Dzięki temu fakt, że neutrony są obficie wyzwalane przy rozszczepieniu z wydajnością rzędu 1, 2 lub 3 — przestał być tajemnicą. Wobec tego możliwość reakcji łańcuchowej stała się dla ogółu fizyków bardziej prawdopodobna niż do tej pory.

Druga ważna faza rozpoczętej pracy na Uniwersytecie Columbia jest związana z czysto teoretycznymi dyskusjami. Bohr i Wheeler twierdzili, że przynajmniej za większość rozszczepień przez neutrony termiczne odpowiedzialny jest nie obfity izotop uranu 238, ale rzadki izotop 235, który, jak wiecie, występuje w uranie naturalnym w stosunku 0,71%. Zwrócono uwagę na parzystą liczbę neutronów w uranie 238 i nieparzystą w uranie 235, które — na podstawie dyskusji o energiach wiązania, prowadzonej przez Bohra i Wheelera — czyniły prawdopodobnym to, że uran 235 łatwiej ulega rozszczepieniu.

Rzecz jasna, że ważną sprawą na tym etapie było poparcie tych doświadczeń, których podjęli się Dunning i Booth, wspólnie z Nierem. Nier podjął się części spektrograficznej, usiłując oddzielić minimalną, chociaż oczywiście możliwie dużą ilość uranu 235, Dunning zaś i Booth w Columbii podjęli się przeprowadzić doświadczenia z ową minimalną ilością w celu odkrycia, czy ulegnie rozszczepieniu z większym przekrojem niż zwykły uran.

Dziś już wszyscy oczywiście wiemy, że owe doświadczenie potwierdziło teorię podsuwaną przez Bohra i Wheelera, wykazując, że z punktu widzenia jakiegokolwiek próby, na przykład skonstruowania maszyny, która wyzwalałaby energię jądrową — kluczowym izotopem uranu był faktycznie uran 235. Jak Państwo widzą, sprawa ta ma pierwszorzędne znaczenie głównie z tego powodu, że w owym czasie nie doceniano jej tak dalece, jak obecnie.

Podstawową sprawą w budowie maszyny wytwarzającej reakcję łańcuchową jest doprowadzić do tego, by każde rozszczepienie wytwarzało pewną ilość neutronów, które z kolei wytworzą rozszczepienie. Jeśli początkowe rozszczepienie spowoduje więcej niż jedno rozszczepienie, wtedy, rzecz oczywista, reakcja trwa. Jeśli początkowe rozszczepienie powoduje mniej niż jedno dalsze rozszczepienie, wtedy reakcja nie postępuje. Jeśli się użyje odosobnionego, czystego izotopu U-235, możemy się spodziewać, że nieuchronna strata neutronów będzie minimalna, a wobec tego, jeśli w rozszczepieniu zostaje wysłany więcej niż 1 neutron — otrzymanie reakcji łańcuchowej będzie tylko kwestią gromadzenia dostatecznej ilości uranu 235. Jeśli jednak do każdego grama uranu 235 dodamy około 140 gramów uranu 238, zwiększy się współzawodnictwo, gdyż znajdzie się cały balast, gotów porwać zbyt obfite neutrony, pochodzące z rozszczepienia, i dlatego było wówczas rzeczą jasną, że jednym ze sposobów umożliwienia produkcji reakcji łańcuchowej było odizolowanie izotopu U-235 od dużo obfitszego izotopu U-238.

Obecnie mamy w naszych laboratoriach cały szereg butelek oznaczonych etykietami izotopu. Cóż mam wymienić? Żelazo 56 na przykład, albo uran 235 lub uran 238. Butelki te nie są tak pospolite, jak szereg butelek z pierwiastkami chemicznymi, możemy jednak łatwo je otrzymać, jeśli odpowiednio przyciśniemy Oak Ridge Laboratory (Śmiechy). Ale w owym czasie uważano izotopy za coś, czego żadne czary nie rozdziela.

Niewątpliwie był jeden wyjątek, mianowicie deuter, który już wtedy był dostępny w butelkach. Ale naturalnie deuter jest izotopem wodoru, w którym oba izotopy mają stosunek mas: dwa do jednego co jest bardzo dużym stosunkiem. W przypadku jednak uranu stosunek mas jest po prostu 235 do 238, różnica więc jest zaledwie ponad 1%. Oczywiście

stanowi to tak minimalną różnicę, że nie można się dziwić, iż nie brano pod uwagę sprawy rozdzielienia większej ilości uranu.

Dlatego pod koniec roku 1939 zaczął wyłaniać się dwutorowy atak na problem energii jądrowej. Pierwszym krokiem było oddzielenie w większych ilościach, w kilogramach, może w dziesiątkach kilogramów — nikt właściwie nie zdawał sobie sprawy z ilości, jaka będzie potrzebna. Liczono się jednak z bardzo wielkim zapotrzebowaniem oraz z tym, że trzeba będzie oddzielić fantastyczną, jak na owe czasy, ilość uranu 235 od balastu dużo liczniejszego, towarzyszącego mu uranu 238.

Druga szkoła głosiła, że może uzyskałoby się odrobinę więcej neutronów, gdyby przy pewnej pomysłowości udało się użyć je skutecznie i dojść do otrzymania reakcji łańcuchowej bez oddzielania izotopów. Powiem, że wydawało to się wówczas zadaniem ponad ludzkie możliwości.

Pracując osobiście, pracując długie lata nad neutronami, specjalnie nad powolnymi neutronami, przyłączyłem się do drugiego zespołu i starałem się używając nierozdzielonego uranu — zrobić z niego, co się da.

Początkowe próby, badania i dyskusje nad tym, jak oddzielić izotopy uranu, rozpoczęli Dunning i Booth, naradzając się z profesorem Ureyem. Z drugiej strony Szilard, Zinn, Anderson i ja rozpoczęliśmy doświadczenia po innej linii, co pociągało za sobą ogromną liczbę pomiarów.

Nigdy jednak nie mogłem zrozumieć, dlaczego nasze pomiary były takie liche. Teraz widzę, że pomiary robione w dziedzinie fizyki pionów są bardzo niedostateczne. Prawdopodobnie dlatego, że do tej pory nie wpadliśmy na właściwe tricki, poza tym — rzecz zrozumiała — nie mieliśmy wówczas tak potężnych ułatwień, jakie mamy dzisiaj. Jest rzeczą bez porównania łatwiejszą prowadzić doświadczenia używając stosu jako źródła neutronów, niż to było w czasach, gdy używaliśmy źródeł raduberylu, gdy geometria była jedynym istotnym sposobem kontroli, lub gdy trzeba było używać cyklotronu wtedy, gdy natężenie było bardziej pożądaną cechą niż dobra geometria.

Doszliśmy jednak prędko do wniosku, że chcąc mieć jakąkolwiek szansę powodzenia z naturalnym uranem, musimy użyć powolnych neutronów. Trzeba było więc mieć moderator, a mogła być nim woda lub jakaś inna substancja. Rychło odrzuciliśmy wodę, która skutecznie powoduje spowolnienie neutronów, ale absorbuje ich za wiele, a na to pozwolić sobie nie mogliśmy. Przyszło więc nam na myśl, czy nie można by użyć grafitu. Nie jest on tak skuteczny, jeśli chodzi o spowolnienie neutronów, z drugiej zaś strony wiedząc tak mało o właściwościach

absorpcji grafitu, mogliśmy żywić pewne nadzieje, że absorpcja będzie słaba.

Przechodzimy teraz do momentu w 1939 r., gdy Einstein wystosował swój sławny list do Prezydenta Roosevelta, w którym donosił mu o nowych prądach w fizyce, o tym, co się knuje na świecie, i że jego zdaniem, obowiązkiem Rządu jest zainteresować się tymi odkryciami i dopomóc w dalszym ich rozwoju. Rzeczywiście pomoc przysłała w wysokości 6 tysięcy dolarów, a w kilka miesięcy później owe 6 tysięcy dolarów użyto w celu zakupu olbrzymich ilości grafitu lub ściślej powiedziawszy, co wydawało się olbrzymią ilością w czasach, gdy oko fizyków nie było jeszcze zdeformowane (Ogólna wesołość).

Fizycy więc z 7 piętra Laboratorium Pupina chodzili osmoleni jak górnicy po szychcie (śmiechy), a żony, do których nocą zmęczeni wracali, nie mogły zrozumieć, co się dzieje. Myśmy wiedzieli, skąd ten swąd, ale one... (Ogólna wesołość).

A myśmy tymczasem starali się tylko dowiedzieć coś niecoś o właściwościach absorpcji grafitu, gdyż kto wie, może ten materiał okaże się bezwartościowy. Budowaliśmy więc kolumny grafitowe o niebywałych wymiarach, mniej więcej 4×10 stóp. Był to pierwszy przypadek, by aparatury fizyczne — a te kolumny grafitowe stanowiły bez wątpienia aparaturę — były tak wielkie, że mogłeś urządzać wspinaczkę na ich szczyty, wspinać się zaś na nie, chcąc nie chcąc, musiałeś. Nie inaczej rzecz się działa z cyklotronami. W każdym razie dla mnie była to wspinaczka, gdy po raz pierwszy zacząłem się wdrapywać na szczyt mojej aparatury, która była również bardzo wysoka, ja nie jestem duży... (Ogólna wesołość).

Źródła neutronów znajdowały się na dnie, myśmy zaś badali, jak neutrony traciły prędkość i jak wysoko przenikały w górę kolumny, gdyż naturalnie, gdyby absorpcja była silna, neutrony nie dochodziłyby zbyt wysoko. Ponieważ jednak okazało się, że absorpcja była faktycznie mała, neutrony dochodziły łatwo w górę kolumny. Stosując szczyptę matematycznej analizy, można było domyślić się, jaka jest wielkość przekroju na absorpcje, kluczowego elementu umożliwiającego stwierdzenie, czy istnieje możliwość utworzenia jednostki reakcji łańcuchowej przy pomocy grafitu i naturalnego uranu.

Nie będę wchodził w szczegóły tego doświadczenia. Trwało ono lata całe i wymagało naprawdę wielu godzin, wielu dni i tygodni wyczerpanej pracy. Muszę tu nadmienić, że prawie od samego zarania naszych wysiłków byliśmy w stałym kontakcie z Princeton University, gdzie z równym wysiłkiem pracowała grupa z Wignerem, Creutzem

i Bobem Wilsonem, robiąc pomiary, których myśmy nie mieli możliwości przeprowadzić w Columbia University.

Z czasem zaczęliśmy stwierdzać, jakie pomiary powinny być zrobione i jak dokładnie należy znać to, co nazwę „eta”, „f” i „p” — nie mam niestety czasu, aby Państwu wytłumaczyć, co one oznaczają. Otóż te trzy wielkości „eta”, „f” i „p” musiały być pomierzone, aby ustalić, co mogło, a co nie mogło być zrobione. I rzecz oczywista, iloczyn „ety”, „f” i „p” musiał być większy od jedności. Z czego wynika, jak nam to już dziś wiadomo, że przeprowadziwszy jak najlepiej doświadczenie, można by osiągnąć iloczyn 1,1. Jeśli bylibyśmy więc w stanie przeprowadzić pomiary tych trzech wielkości z dokładnością 1%, moglibyśmy dojść do przekonania, iż iloczyn był np. 1,08 plus minus 0,03 i gdyby taki przypadek zaistniał, powiedzielibyśmy sobie „jazda dalej”. Gdyby jednak iloczyn był 0,95 plus minus 0,03, może po prostu powiedzielibyśmy: „nie tędy droga” — i szukalibyśmy innego wyjścia.

Wspomniałem już o niezmiernie nikłych możliwościach pomiarów w fizyce neutronów, jakimi dysponowaliśmy w owych czasach. Dokładność osobnych pomiarów „eta”, „f” lub „p” dochodziła do $\pm 20\%$. (Ogólna wesołość). Jeśli na podstawie dobrze znanych prawideł statystyki dodamy 3 błędy rzędu 20% — wynikiem będzie błąd rzędu 35%.

Jeśli więc odkryjecie np. 0,9 plus minus 0,3 — co właściwie wiecie? — Właściwie nic (Ogólna wesołość). Jeśli odkryjecie 1,1 plus minus 0,3, znów niewiele wiecie. Otóż w tym właśnie leżał nasz kłopot. I w samej rzeczy, jeśli wejrzycie w naszą początkową pracę, aby dowiedzieć się, jakie były szczegółowe wartości podane przez tego lub innego eksperymentatora, dotyczące dajmy na to „eta” — usłyszycie, że nieścisłość dochodziła 20% lub nawet więcej. Mam wrażenie, że się nie mylę, twierdząc, iż dużo zależało od temperamentu danego fizyka. Dla dokładności powiem, że optymiści uważali za rzecz konieczną — pchnąć te wartości jak najwyżej, a pesymiści, do których i ja należałem, starali się utrzymać je jak najniżej (Śmiechy). W rzeczywistości naprawdę nikt nic nie wiedział, postanowiliśmy więc zmienić metodę. Trzeba było obmyśleć taki rodzaj doświadczenia, który dając kompletny pomiar wprost iloczynu „eta”, „f” i „p” — nie wymagałby dokonania pomiaru wszystkich trzech z osobna. W ten sposób uniknęlibyśmy może błędu, który sam z siebie odpadłby i pozwolił nam dojść do odpowiednich wniosków. Udaliśmy się więc do dziekana P e g r a m a, człowieka, który miał magiczną władzę na Uniwersytecie i wytłumaczyliśmy mu, że koniecznie potrzebujemy wielkiej sali.

Żądając wielkiej sali — mieliśmy na myśli naprawdę obszerny budynek. W rozmowach z nami oświadczył sentencjonalnie, że jego zda-

niem kościół nie byłby odpowiednim miejscem na laboratorium fizyczne, ale według mnie, kościół był dokładnie tym, co by nam odpowiadało (Ogólna wesołość). W rezultacie poszedł na zwiady po całym obszarze Uniwersytetu, a myśmy szli w ślad za nim po ciemnych korytarzach, pod rozmaitymi rurami ogrzewniczymi itp., po zakamarkach w celu znalezienia możliwego miejsca dla tego doświadczenia, oraz ewentualnie dużej sali, niekoniecznie kościoła — tylko czegoś podobnego. Miejsce takie odkryliśmy w Schermerhorn.

I tam rozpoczęliśmy budowę czegoś, co, jak na owe czasy, przewyższało w swym ogromie wszystkie dotychczasowe konstrukcje. Obecnie, gdyby tę budowę ktoś oglądał, dobyłby z pewnością szkło powiększające (śmiech) i przypatrywałby się jej z bliska, choć wedle pojęć ówczesnych wydawała się imponująca.

Była to konstrukcja z cegieł grafitowych, między którymi były porozrzucone w pewnym układzie duże sześciennie puszki zawierające tlenek uranu. Jak Państwu zapewne wiadomo, grafit jest substancją czarną, podobnie tlenek uranu. Człowiek zaś mający do czynienia z wieloma tonami tych substancji staje się czarny jak one, a poza tym musi być bardzo silny. Co do nas, byliśmy w miarę silni, ale bądź co bądź byliśmy tylko naukowcami (wesołość), więc dziekan P e g r a m zaczął się znów rozglądać i orzekł, że to jest zajęcie przechodzące nasze słabe siły. Przypomnił sobie, że istnieje w Columbii drużyna piłkarska (śmiechy), złożona z tuzina chłopaków, którzy wynajmują się na godziny tylko po to, by przebrnąć przez College. Dlaczego ich nie zatrudnić?

Był to wspaniały pomysł. Co za rozkosz móc dysponować pracą tych jurnych chłopców, którzy wypełniali puszki uranem i przerzucali paki 50 lub 100-funtowe z tą samą łatwością, z jaką inny manipulowałby paczuszkami ważącymi 3 lub 4 funty. A przy podawaniu tych blaszank unosiły się w powietrzu różnokolorowe, przeważnie czarne chmury, nie wiadomo — pyłu czy gniewu naszych zakurzonych i osmolonych ofiar (Wesołość).

W ten sposób rósł tzw. w owych czasach wykładniczy stos. Był to wykładniczy stos, gdyż w teorii, rzecz zrozumiała, wchodzi w grę wykładnicza funkcja. Przeznaczeniem konstrukcji było całkowite zbadanie, nie wchodząc w szczegóły, czy reakcyjność stosu, czynnik reprodukcji przekracza wartość 1. Otóż okazało się, że był 0,87. To oznacza, że o 0,13 jest mniejszy niż 1, a to było niedobre. Mimo tych niepowodzeń mieliśmy od tej chwili mocny punkt wyjścia i głównym naszym zadaniem było przekonać się, czy potrafimy wydusić dodatkowe 0,13 lub, co byłoby bardziej pożądane — jeszcze odrobinę więcej. Przede wszystkim, jak już Państwu wspominałem, te wielkie puszki mieściły się w blaszankach. Jak się zaś zachowywało żelazo? Żelazo może tylko zaszkodzić, może po-

chłonać neutrony, a tego chcieliśmy uniknąć. Poszły więc blaszanki za burtę. A czystość materiału? Wzięliśmy próbki i z charakterystycznym dla nas fizyków brakiem wprawy w analizach chemicznych próbowaliśmy odkryć zanieczyszczenia, a stanowczo zanieczyszczenia takie istniały. Nie umieliśmy ich określić, ale imponowały nam przynajmniej swoją masą (Wesołość).

Zastanówmy się teraz, jaka może być ich rola. — Rzecz jasna, mogą tylko szkodzić. Możliwe nawet, że szkodzą w stosunku 13%. W końcu grafit był oczyszczony według pojęć owych czasów, w których wytwórcy grafitu nie troszczyli się o to, by usunąć pewne zanieczyszczenia absorbujące neutrony. Czekwały nas jednak wielkie osiągnięcia w tej dziedzinie. Szilard przede wszystkim poczynił w owym czasie zdecydowane i mocne kroki, starając się zorganizować początkowe fazy produkcji czystych surowców. Dokonał on wspaniałego dzieła, które ujęła później w swoje ręce organizacja potężniejsza od samego Szilarda. A dla zdzierzenia Szilardowi trzeba aż kilku silnych osobników (Śmiechy).

Zbliżamy się do Pearl Harbor. W tym czasie, zdaje mi się, kilka dni przedtem zainteresowanie pracami nad uranem przypadkowo rozpowszechniło się; rozpoczęto po całym kraju, na rozmaitych uniwersytetach podobną pracę do naszej w Columbii. Rząd przedsięwziął zdecydowaną akcję w celu zorganizowania roboty, a oczywiście Pearl Harbor dał ostateczny impuls do utworzenia takiej organizacji. Zdecydowano w najwyższych sferach rządowych, że praca nad reakcją łańcuchową wytworzona za pomocą nierozdzielonych izotopów uranu — będzie prowadzona w Chicago.

W tym czasie opuściłem uniwersytet Columbia i po kilku miesiącach pobytu, na przemian raz w New Yorku, to znów w Chicago, ostatecznie pozostałem w Chicago, aby tam dalej prowadzić pracę i od tej chwili, z paroma znacznymi wyjątkami, praca w Columbii w projekcie wyzwolenia energii jądrowej skoncentrowała się na fazie rozdzielania izotopów.

Jak już wskazałem, praca ta była zainicjowana przez Bootha, Dunninga i Ureya około roku 1940, a przy reorganizacji, założono obszerne laboratorium w Columbii pod kierownictwem prof. Ureya. Praca tamże osiągnęła ogromne powodzenie i szybki jej rozwój spowodował wystawienie olbrzymiego laboratorium badawczego, które współpracowało z Union Carbide Company przy założeniu w Oak Ridge rozdzielczych obiektów przemysłowych. To był jeden z trzech koni, na które stawiali kierownicy projektu energii jądrowej. Jak Państwu wiadomo, wszystkie trzy konie doszły do mety prawie równocześnie w lecie 1945 r. Dziękuję. (Brawa).

W. Hume-Rothery: ELEKTRONY, ATOMY, METALE I STOPY. Z drugiego wydania angielskiego tłumaczył Romuald Romicki, PWN Warszawa 1955.

Autor, profesor Wiliam Hume-Rothery, znakomity specjalista fizyki metali, twórca słynnych reguł dotyczących składu stopów metalicznych, czynny naukowo po dziś dzień profesor w Oxford, postanowił udostępnić metalurgom pracującym w przemyśle zrozumienie podstaw fizycznych ich własnej wiedzy.

Było to piękne zamierzenie. Ale jeszcze piękniejsze wydaje się mistrzowskie przeprowadzenie tego trudnego zadania. Obierając formę dyskusji między młodym naukowcem — fizykiem a pracującym w przemyśle starym metalurgiem — inżynierem, autor starał się na przestrzeni swych pięciuset stron utrzymać czytelnika w stanie nieprzymuszonej, lecz skupionej uwagi. Forma dyskusji czy dialogu jest lekka, pytania proste. Odpowiedzi jasne. Ale nie upraszczają zagadnień. Zdumiewająca jest precyzja pojęć, jaką autor zdołał osiągnąć. Z prawdziwym zadowoleniem przeczytałem na przykład dyskusję na str. 18 o jednostkach krystalograficznych Siegbahna i angströmach — szczególnie często pomijanych zupełnie. Kapitalne są liczne zastrzeżenia autora w tych punktach, gdzie ściśle albo wyczerpujące potraktowanie tematu nie jest możliwe. Autor nie puszcza luźno żadnych nieścisłości. Trafność jego sformułowań naprawdę godna jest podziwu.

Zdumiewa także zakres poruszonych tematów. Uwzględniając okoliczność, że inżynier nie ma żadnego albo też ma bardzo mgliste pojęcie o fizyce, Hume-Rothery rozpoczyna od dyskusji pojęć podstawowych. Opisuje atom wodoru, fale elektronowe i fale świetlne, mówi o mechanice falowej. Wolałbym, aby równanie Schrödingera umieszczone było w samym tekście dialogu, a nie w uzupełnieniu. W ogóle o równaniu falowym można by powiedzieć więcej. Ale — może naprawdę metalurg doznałby wówczas uczucia zniechęcenia?

Dyskusja funkcji falowych w polu centralnym, konkretniej: opis stanów s , p , d atomu wodoru, jest przeprowadzona bardzo dobrze. I niepostrzeżenie prowadzi nas autor od wodoru, poprzez hel, lit aż do — uranu. Układ periodyczny nie został zilustrowany zwyczajną tablicą Mendelejewa, którą zresztą inżynier znajdzie w swym kalendarzu chemicznym. Zamiast tej tablicy podane są trzy inne tablice, m. in. tak zwany katalog elektronowy — bardzo pomocny, rzecz jasna, w całej dalszej dyskusji.

Część druga poświęcona jest budowie metali. Omówiony jest metal jako kryształ i poczynione są pierwsze kroki w kierunku wykładu elektronowej teorii metali. Materiał oparty jest na przejrzysto opisanych faktach doświadczalnych i umotywowany doskonale dobranymi przykładami. Np. zreferowane są na samym początku podstawowe wyniki spektroskopii miękkich promieni Roentgena i opisane rentgenowskie pasma emisyjne metali. Stąd krok tylko do wprowadzenia — podstawowych dla całego wykładu — pojęć gęstości stanów elektronowych $N(E)$ i liczby elektronów $n(E)$ w metalu.

Jak wiadomo, teoria pasmowa metali, zwłaszcza jej kierunek rozwinięty najbardziej w Angli, potrafiła w terminach gęstości stanów elektronowych wyjaśnić szereg własności metali i stopów. Wiążą się z tym ważne wyniki teoretycznej metalurgii, ujęte m.in. w słynne reguły Hume-Rothery'ego, Jonesa i innych.

Oczywiście w dalszej dyskusji wyłożone są gruntowniej podstawy teorii elektronów w pudle, czyli teorii Sommerfelda i wprowadzone są pojęcia powierzchni Fermiego, energii maksymalnej i energii średniej. Dalej — tu już wkraczamy we właściwą teorię pasmową — wyłożone są zasadnicze własności kwantowe elektronów w polu periodycznego potencjału. Wprowadzone jest równanie Bragga i zdefiniowane jest pojęcie strefy Brillouina.

Obawiam się tylko, że inżynier czytając te rozdziały nie potrafi zdać sobie sprawy, że właśnie w tym miejscu dowiadyuje się rzeczy — z punktu widzenia teorii pasmowej — najważniejszych.

Dalej przechodzi autor do opisu wiązań kowalentnych. Nie rozumiem, dlaczego tłumacz pisze w każdym miejscu, nawet w tytułach rozdziałów „wiązanie kowalentne (atomowe)”. Podobnie należałoby pisać w każdym miejscu „glin (aluminium)”, aby zarówno inżynier jak i fizyk byli zadowoleni.

Systematycznie opisane są struktury typowo metaliczne.

Wyjaśniona jest różnica między metalami, izolatorami i półprzewodnikami. Na 12 stronach powiedział tu autor w prosty i wystarczająco ścisły sposób wszystko, co metalurg musi wiedzieć o zachowaniu się elektronów kryształu pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego.

Bardziej szczegółowa analiza czystych metali rozpoczyna się od opisu tzw. średnic atomowych, jakimi operuje teoria. Następnie omówione są metale jedno i dwuwartościowe, których dyskusja jest szczególnie łatwa. Ale potem dyskutuje autor z równą maestrią własności metali przejściowych. Referuje tu zarys teorii metali przejściowych, którą stworzył był Linus Pauling.

Omówiony jest dalej ferromagnetyzm. Trzeba powiedzieć, że nie ma mowy w tym wykładzie o nowych teoriach ferromagnetyzmu. Zapewne, są to teorie zbyt skomplikowane, aby dało się je przedstawić w popularnej formie. Tym bardziej, że zadawalającej teorii nie mamy do dziś dnia.

Ciekawe, że autor pokusił się o włączenie do swej książki zagadnienia odkształceń plastycznych. Opisał jakościowo i zilustrował schematycznymi rysunkami najważniejsze typy dyslokacji i przedyskutował ich rolę w odkształceniach.

Pod koniec rozdziału autor przyznaje, że „dotychczas pozostaje, niestety, luka między teorią elektronową i teorią przemieszczeń.”

Wreszcie część trzecia — teoria stopów .

Umiejętnie prowadził autor dyskusję: wiedział, do czego zmierza. Teraz wykorzystując poprzednio podane wiadomości przekonująco potrafi uzasadnić na gruncie teorii elektronowej metali prawidłowości tworzenia się stopów i związków metalicznych. Omówione są pierwotne roztwory stałe, fazy pośrednie, związki elektryczne, nadstruktury i związki śródwęzłowe.

Wykresy równowagi są naszkicowane na kilkunastu rycinach. Jednakowoż autor nie prowadzi rozważań termodynamicznych. Omawia teorie stopów właśnie z mikroskopowego punktu widzenia. Dyskusja toczy się przede wszystkim w terminach takich jak średnice atomowe, gęstości stanów elektronowych, wypełnione i niewypełnione strefy Brillouina, stężenia elektronowe.

Oczywiście w dzisiejszym stanie wiedzy nie należy przeceniać roli, jaką teoria elektronowa metali odgrywa w metalurgii. Raczej teoria ta tłumaczy jakościowo

fakty, i to tylko najprostsze fakty. Nie przewiduje nowych. Nie może dać odpowiedzi na szereg interesujących i praktycznych pytań. W chwili obecnej teoria elektronowa doskonali znacznie swoje metody. Niezwykle ciężkie jej komplikacje rachunkowe są powodem tego, że np. krzywe gęstości stanów znane są dla paru zaledwie metali, i to w sposób bardzo, ale to bardzo przybliżony. A jednak usprawiedliwione jest przypuszczenie, że idąc w kierunku wskazanym przez teorię pasmową uzyska się wyniki dobrze odpowiadające faktom doświadczalnym. W każdym razie istotna wydaje się okoliczność, że teoria elektronowa daje klucz do zrozumienia podstawowych zasad tworzenia się stopów. Teorie J o n e s a struktur α i β mosiądzu i reguły H u m e - R o t h e r y ' e g o stanowią tu piękne przykłady. I przyznać trzeba, że materiał dyskutowany na gruncie teorii elektronowej jest zdumiewająco szeroki.

Część czwarta poświęcona jest omówieniu najprostszyc zjawisk i pojęć z dziedziny budowy jądra atomowego. Wydawało mi się, że ten rozdział nie jest konieczny w książce przeznaczonej dla metalurgów. Jednakże w niedalekiej przyszłości fizyka jądrowa wkroczy w życie codzienne. Należy więc przypuszczać, że każdy inżynier będzie zainteresowany w poznaniu tej nowej dziedziny zjawisk, choćby w najbardziej ogólnych zarysach.

Rozmawiałem o tej książce z inżynierami różnych specjalności. Między innymi z takimi, którzy studiując w Belgii, poznawali w toku kursu politechnicznego metalurgię opartą na nowoczesnej teorii elektronowej metali. Wszyscy inżynierowie wypowiadają się jak najbardziej pozytywnie o książce H u m e - R o t h e r y ' e g o i o konieczności poznania fizycznych założeń oraz nowych metod teoretycznej metalurgii. Zastanawiającą jest rzecz, iż na politechnikach naszych nie wyklada się dotychczas teorii elektronowej metali. Ani na wydziale hutniczym, ani na wydziale łączności program, jak dotąd, nie przewiduje się w ogóle elektronowej teorii metali, stopów czy półprzewodników.

Państwowemu Wydawnictwu Naukowemu należy się najwyższe uznanie za udostępnienie tej książki polskiemu czytelnikowi. Szatę graficzną otrzymała książka dobrą. Złe są tylko reprodukcje fotografii. Nic prawie na nich nie widać — tak są niewyraźne.

Podpisy pod rysunkami nie doczekały się należytej korekty. Np. na str. 297 zamiast „najgęściej wypełniona” wydrukowano „najczęściej”.

Tłumaczenie żywego tekstu dialogu jest na ogół poprawne, często bardzo dobre. Parę zdań tylko zanadto skomplikowano: np. na str. 308: „ogólnie główne wartościowości chemiczne wskazują liczbę elektronów, które mogą zostać zaburzone w stopniu dostatecznym, aby mogły wziąć udział w połączeniu chemicznym i można by zapewne zdać sobie sprawę, w jakim to jest stosunku do stopnia, do jakiego elektrony można zaburzyć, aby wzięły udział w wiązaniach w stanie stałym.”

Przypisy polskiej redakcji nie są bardzo szczęśliwe.

Konieczniewymaga sprostowania przypis na str. 265. H u m e - R o t h e r y pisze: „Na rys. 59 i 61 podane są krzywe ograniczające obwiednie stanów obsadzonych w zależności od liczby elektronów wprowadzonych do kryształu. Krzywe te nazywaliśmy izoenergetycznymi, ponieważ łączą one stany o tej samej energii.” A przypis dodaje w tym miejscu: „Krzywe te są izoenergetyczne jedynie wówczas, gdy mają kształt okręgów kół. Gdy w miarę wypełniania strefy obwiednia obsadzonych stanów energii przestaje być kołem — przestaje ona równocześnie być krzywą izoenergetyczną (przyp. red).”

Otóż właśnie nie tak. Przypis, o ile go w ogóle pozostawimy, mógłby brzmieć: „Krzywe, będące obwiedniami stanów obsadzonych są izoenergetyczne zawsze.

Krzywe izoenergetyczne w dwuwymiarowym przekroju przestrzeni wektora k nie zawsze mają kształt kół. W miarę wypełniania strefy krzywa izoenergetyczna będąca obwiednią stanów obsadzonych przestaje na ogół być kołem.“

Na str. 454 napisano: „masa może się zmieniać w energię i na odwrót” a dalej dodano przypis: „Dzisiejsza fizyka stwierdza, że nigdy nie zachodzi przemiana masy w energię i na odwrót, a istnieje tylko ścisły związek między nimi etc.” Otóż trzeba powiedzieć, że Hume-Rothery mówi w oryginale krótko: „Mass and energy are interchangeable.” i raczej niedoskonałe tłumaczenie dało powód do przypisu niż sam autor.

Mówię o tych szczegółach tłumaczenia tylko dlatego, że uważam, iż książka warta jest jak najstaranniejszej uwagi.

W sumie uważam książkę za najlepszą pozycję wśród tłumaczeń fizycznych PWN w 1955 roku.

M. Suffczyński

Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

Międzynarodowe Colloquium poświęcone luminescencji nieorganicznych ciał krystalicznych

(Paryż, 22—27 maja 1956 r.)

Z inicjatywy profesorów Faculté des Sciences de Paris Maurycego Curie i Jerzego Destriau zostało zorganizowane przez Centre National de la Recherche Scientifique i Laboratoire de Luminescence de la Faculté des Sciences de Paris międzynarodowe Colloquium, poświęcone zagadnieniom luminescencji nieorganicznych ciał krystalicznych. Wyżej wymienieni profesorowie kierowali organizacją Colloquium, mając do pomocy dra N. Arpiariana i dra Daniela Curie, którzy pełnili obowiązki sekretarzy Colloquium.

W Colloquium wzięli udział przedstawiciele 13 państw. Każdy z uczestników otrzymał pełne teksty wszystkich zgłoszonych referatów w języku francuskim (ze streszczeniem angielskim). Referaty te wraz z głosami w dyskusji mają być ogłoszone w *Journal de Physique* oraz w jednym z tomów *Collection des Colloques Internationaux du Centre de la Recherche Scientifique*.

Referenci proszeni byli o ograniczenie się do wygłoszenia jedynie dziesięciominutowych streszczeń swych referatów, a to w celu zaoszczędzenia czasu na dyskusję. Zgłoszenia do dyskusji przyjmowane były nie później niż przed początkiem posiedzenia, a więc w każdym razie przed wysłuchaniem przez dyskutanta referatu (taki sposób prowadzenia dyskusji możliwy był jedynie dzięki temu, że każdy z uczestników miał do dyspozycji pełny tekst referatów). Treść swych przemówień dyskutanci wpisywali na specjalnych formularzach, które oddawali jednemu z sekretarzy.

Program konferencji przewidywał wygłoszenie 43 referatów. Jednakże w rzeczywistości referatów było więcej — poza zgłoszonymi — wygłoszono szereg dodatkowych komunikatów. Nie wszyscy referenci mogli przybyć na Colloquium (specjalnie żałowano, że nie przybyli profesorowie E. F. Gross z Moskwy, który miał mówić o ekscytonach i dr. P. P. Feofilow z Leningradu, który miał mówić o anizotropii centrów luminescencji w kryształach mieszanych). Referaty nieobecnych zostały odczytane przez innych uczestników Colloquium, proszono jednak o niezabieranie głosu w dyskusji na temat tych referatów. Językiem obrad był w zasadzie język francuski, jednakże częstym w użyciu był również i język angielski. Każdy z uczestników został zaopatrzony przez biuro Colloquium w owalną kartkę ze swym nazwiskiem i miejscem zamieszkania, którą nosił przy klapie marynarki przez cały czas trwania Colloquium. W ten sposób osoby nie znające się osobiście, lecz jedynie z prac, miały ułatwione wzajemne poznanie się.

Otwarcie Colloquium nastąpiło 22 maja przed południem, zamknięcie — 27 maja w południe. Kolejnymi przewodniczącymi posiedzeń naukowych byli: profesor Peter Pringsheim („Grand-père de la Luminescence”, jak go nazywano), profesor A. Guntz (Alger), profesor M. Schön (Monachium), doktor F. E. Williams (General Electric Co., Schenectady), profesor R. Freymann (Rennes),

profesor W. L. Liowszin (Moskwa), profesor G. Destriau (nazywany „père de l'electroluminescence”, ponieważ on to wykrył zjawisko elektroluminescencji zwane także „efektem Destriau”, Paryż), profesor A. Terenin (Moskwa), profesor H. P. Kallmann (Nowy Jork).

Ze względu na ogromny rozrost badań luminescencji kryształów organizatorzy Colloquium ograniczyli tematy referatów wyłącznie do tej dziedziny — nie było więc wcale mowy ani o luminescencji gazów, ani też o luminescencji roztworów (francuscy specjaliści z tych ostatnich dziedzin nie wzięli nawet udziału w Colloquium)*.

Na początku obrad zajmowano się głównie strukturą centrów luminescencji, wpływem różnych czynników na własności centrów (np. obecności tlenu w fosforach, użycia różnych topników itp.). Najczęściej badanym fosforem był fosfor ZnS z różnymi aktywatorami. Niektórzy referenci (np. Grillot) demonstrowali swe fosfory (świecenie tych fosforów, wzbudzone „światłem Wooda”, było bardzo dobrze widoczne przy świetle dziennym).

F. E. Williams zreferował teorię centrów luminescencji, utworzonych przez „stowarzyszone” ze sobą donory i akceptory (aktywatory i koaktywatory). Tworzeniu się takich par donor-akceptor sprzyja fakt wzajemnego przyciągania się donora i akceptora siłami coulombowskimi.

N. Arpiarian wykrył ciekawe zjawisko: niektóre wygaszacze („trucizny”) przy małych stężeniach nie tylko nie wygaszają fotoluminescencji niektórych fosforów [$ZnS(Au)$], lecz ją nawet silnie wzmacniają; dopiero przy dużych stężeniach występuje normalne zjawisko wygaszania.

Dalsze referaty poświęcone były prawom gaśnięcia fotoluminescencji (Liowszin, Adirowicz), wydajności (Antonow-Romanowski), własnościom pułapek elektronowych (Daniel Curie), promieniowaniu podczerwonemu germanu, powstającemu przy przepływie prądu w „kontaktach zaporowych” dzięki rekombinacji elektronów z dziurami (Aigrain i inni).

Wiele referatów poświęconych było zjawisku elektroluminescencji (zjawisku Destriau), oraz zjawisku elektrofotoluminescencji, występującemu przy jednoczesnym działaniu na fosfor światła (lub promieni X) i pola elektrycznego (zmiennego).

Bardzo efektowną demonstrację elektrofotoluminescencji przeprowadził Williams: rzucił na ekran elektrofotoluminescencyjny przezroczę; po włączeniu pola elektrycznego jasność obrazu wielokrotnie wzrosła; samo pole lub samo światło wywołują jedynie bardzo słabe świecenie.

Były również omawiane fotoprzewodnictwo kryształów, efekt fotoelektryczny i inne.

Ostatnie trzy referaty (E. F. Grossa, S. Nikitina i H. Habera) poświęcone były ekscytonom, tworom utworzonym w siatkach krystalicznych przez parę elektron i dziura, przyciągającą się nawzajem siłą coulombowską. Jest to więc twór „wodoroidalny” i posiada widmo zbliżone do widma wodoru (różnice pochodzą m. in. stąd, że w ekscytonie zamiast masy elektronu i protonu występują efektywne masy elektronu i dziury). Bardzo ładne fotografie widm ekscytonów w Cu_2O , PbI_2 , HgI_2 , oziębionych do temperatur ciekłego azotu lub nawet ciekłego helu,

*) Szczegółowe omówienie treści wszystkich komunikatów przekraczałoby ramy niniejszego sprawozdania. Podam jedynie dane orientacyjne, dotyczące tematyki obrad (tematyka ta, wspomnę nawiasowo, należy niewątpliwie do dziedziny „ciała stałego”). Nie będę przy tym na ogół wymieniał nazwisk referentów.

pokazał S. Nikitin (Strassburg). Szerokość linii w tych widmach była rzędu jednego lub kilku Å.

Prawie wszystkie referaty wywoływały bardzo ożywione dyskusje. Najczęściej zabierał głos F. E. Williams, bo prawie do każdego referatu (można by całe Colloquium przezwąć z pewną dozą sższszności „Colloquium Williamsa”), bardzo często zabierali głos również Grillot i Daniel Curie.

Profesor Maurycy Curie wygłosił przed zamknięciem Colloquium przemówienie, w którym ocenił bardzo dodatnio pożytek, jaki to Colloquium przyniosło, podkreślił jednak i fakt, że międzynarodowe zebrania naukowe są jakby nowoczesną wieżą Babel, gdzie ludzie mówią różnymi językami i mają trudności we wzajemnym rozumieniu się.*

Po zakończeniu Colloquium uczestnicy mogli zwiedzić Laboratoire de Luminescence de la Faculté des Sciences de Paris, kierowane przez prof. Maurycego Curie. W pracowni tej pracuje większość paryskich uczestników Colloquium. Z tego, co widziałem w tej pracowni, największe wrażenie sprawiła na mnie demonstracja ogromnego wzmocnienia przez pole elektryczne świecenia ekranu, wzbudzonego promieniami X (elektrofotoluminescencja).

Poza ramami Colloquium miałem okazję zwiedzić pracownię fizyczną w Ecole Normale Supérieure. Prowadzone tam są niezwykle ciekawe prace, dotyczące przejść pomiędzy poziomami Zeemanowskimi w atomach (np. w parze Na). Przejścia te są wywoływane przez zmienne pole magnetyczne (jak w znanych doświadczeniach Rabi'ego). Na to, aby te przejścia mogły być obserwowane, należy wzbogacić obsadę niektórych poziomów Zeemanowskich kosztem innych. To wzbogacenie odbywa się na drodze optycznej („pompowanie optyczne”). Również na drodze optycznej odbywa się detekcja przejść pomiędzy poziomami magnetycznymi. Najciekawsze

jest to, że zaobserwowano przejścia nie tylko dla częstości $\omega = \frac{\Delta E}{\hbar}$ (ΔE różnica

energii poziomów Zeemanowskich, ω częstości kołowa), lecz również i dla $\omega = \frac{\Delta E}{n\hbar}$,

gdzie $n = 1, 2 \dots 6$. Ma się więc do czynienia z przejściami „wielokwantowymi“.

Wraz z p. P. Jaszczyn mieliśmy również okazję zwiedzenia części pracowni, w której pracuje prof. Aigrain i jego współpracownicy. Pracownia Fizyczna Ecole Normale Supérieure jest bardzo dobrze urządzona i dobrze zaopatrzona. Dla przykładu warto przytoczyć, że niektóre prace wykonywane są z określonymi izotopami pierwiastków (np. z parzystymi izotopami Hg), w użyciu jest ciekły hel, przechowywany w dużych metalowych dewarach (za pomocą specjalnych urządzeń większa część parującego helu jest zbierana i używana do ponownego skroplenia).

Chciałbym tu podkreślić z wdzięcznością niezwykle serdeczną gościnność, którą okazywali gospodarze francuscy, a specjalnie prof. M. Curie, dr i pani D. Curie, prof. Destriau, prof. i pani Grillot, dr Arpiarian, prof. Kastler, polskim uczestnikiem Colloquium — p. P. Jaszczyn i A. Jabłońskiemu. Radosnym dla mnie przeżyciem było spotkanie po wielu latach niewidzenia się (obecnie już siedemdziesięcioletniego) profesora P. Pringsheima wraz z jego Małżonką.

A. Jabłoński

*) Ja osobiście rozumiałem dobrze język francuski, gdy przemawiali Francuzi i Belgowie, oraz język angielski, gdy przemawiali Anglicy. Natomiast nie rozumiałem na ogół tych języków, gdy przemawiali przedstawiciele innych narodowości.

Zgromadzenie Ogólne Polskiej Akademii Nauk

W dniach 11—12 czerwca br. odbyły się w Warszawie obrady Zgromadzenia Ogólnego Polskiej Akademii Nauk, poświęcone omówieniu działalności Akademii w roku ubiegłym.

Prezes Polskiej Akademii Nauk prof. J. Dembowski w swoim przemówieniu nawiązał do zagadnienia kultu autorytetów, w szczególności w kwestii rozwoju młodzieży, podkreślając konieczność położenia nacisku na samodzielność myślenia młodzieży oraz uwydatniając znaczenie ścierania się różnych poglądów w nauce. Stwierdził, że naukę polską — mimo poważnych osiągnięć — cechuje w niektórych ważnych dziedzinach zacofanie, zaopatrzenie zakładów naukowych jest niedostateczne, zarobki pracowników naukowych są niskie, a wpływ nauki na życie gospodarcze kraju zbyt mały. Musi wzrosnąć zaufanie do ludzi nauki.

Po referacie prof. Dembowskiego odczyt pt. „Indie a Zachód“ wygłosił przebywający w Polsce prof. S. Radhakrisnan, wiceprezydent Republiki Indii.

Następnie prof. H. Jabłoński, sekretarz naukowy PAN, złożył sprawozdanie z działalności Akademii za rok ubiegły. Prof. Jabłoński podkreślił na wstępie znaczenie uchwały Prezydium Rządu z dn. 14 stycznia br. w sprawie ważnych dla gospodarki narodowej prac naukowo-badawczych oraz wyko-

rzystania nowych osiągnięć nauki i techniki. Zobowiązuje to placówki Akademii do rozszerzenia prac w wielu dziedzinach, m. in. z fizyki jądra, zastosowania nowych materiałów półprzewodnikowych, konstrukcji maszyn matematycznych. Nowe plany Akademii na rok 1956 przewidują dalszy wzrost współpracy międzynarodowej. Mówiąc o konieczności zwiększenia roli Akademii w życiu kraju, prof. Jabłoński wymienił czynniki hamujące: biurokratyzację aparatu państwowego i Akademii, ciasny „praktycyzm“, niedoceniając badania teoretycznych. Błędy te prowadziły do niewłaściwego rozdziału środków państwowych, niewłaściwych form kierowania pracą. Prof. Jabłoński podkreślił, że bez wymiany poglądów, bez krytyki i dyskusji nauka nie może się rozwijać, że zapewniona musi być wolność badań naukowych. Mówca wysunął postulat praktycznej realizacji ustawy o Polskiej Akademii Nauk jako najwyższej i koordynującej instytucji naukowej w kraju i zaproponował niektóre środki prowadzące do tego celu.

Po referatach odbyła się dyskusja, której cechą zasadniczą było wskazanie błędów minionego okresu i środków naprawy. Niektórzy mówcy stwierdzili w dyskusji, że często żądano od uczonych tylko doraźnych korzyści i usług, a nie doceniano znaczenia badań teoretycznych. Prof. H. Jabłoński, Infeld, Lipiński, Chałasiński mówili w ostrzych słowach o ko-

menderowaniu nauką, o dogmatyzmie przejawiającym się m. in. w hołdowaniu „cytatomanii“, o unikaniu własnych dociekań i opieraniu się na gotowych, stwarzanych przez „nieomylnie“ autorytety formułkach. Prof. L. Infeld mówił o zapewnieniu uczynom pełnej swobody dociekań i pracy badawczej. Wskazał na niewłaściwy podział funduszy przeznaczonych na finansowanie nauki. Zbyt małą część budżetu przeznacza się na badania w zakresie fizyki i chemii. Prof. W. Sierpiński ostro skrytykował sposób wydawania czasopism i książek naukowych, prowadzący do wielkich opóźnień. O wpływie nauk ścisłych, doświadczalnych i technicznych na postęp techniczny i rozwój życia gospodarczego kraju mówił prof. J. Groszkowski, witając z uznaniem zapowiedziany przełom wyrażający się we w.rastającym zrozumieniu dla potrzeb nauk ścisłych, doświadczalnych i technicznych.

Czasopismo *Atomnaja Energijsza*

Nowe czasopismo radzieckie *Atomnaja Energijsza*, wydawane przez Akademię Nauk ZSRR, poświęcone jest wymianie informacji w zakresie pokojowego wykorzystania energii atomowej. Drukowane będą oryginalne i przeglądowe artykuły z dziedziny fizyki jądrowej (reaktory doświadczalne, akceleratory, technika eksperymentalna), a także z energetyki jądrowej, zastosowań izotopów promieniotwórczych, bezpieczeństwa pracy w przemyśle atomowym i inne. Zeszyt pierwszy zawiera artykuły o reaktorach, o poziomach energetycznych ^{238}Pu i ^{239}Pu , o określaniu widma neutronów z szybkości przelotu, wygłoszony w ub. roku w Genewie referat W. Wekslera o zasadach przyspieszania cząstek naładowanych i inne. Ponadto zawiera dział kroniki naukowej oraz nowości naukowych

i technicznych z innych krajów oraz przegląd książek.

60 rocznica śmierci A. N. Stoletowa

W roku bieżącym upływa 60 lat od śmierci wybitnego fizyka rosyjskiego A. N. Stoletowa. Najważniejsze prace Stoletowa dotyczą zjawiska fotoelektrycznego. Wkrótce po odkryciu zjawiska przez Hertza Stoletow w szeregu podstawowych doświadczeń wyjaśnił ważne własności zjawiska fotoelektrycznego.

Wyższe spiny hyperonów?

Już w pierwszych doświadczeniach wykonanych na kosmotronie w Brookhaven w r. 1953 zaznaczyła się korelacja płaszczyzn tworzenia się i rozpadów hyperonów. Sugerowało to wyższy ($> 1/2$) spin hyperonów. Jeżeli mianowicie cząstka posiada spin większy od $1/2$, to wskutek tendencji do rozpadu w płaszczyźnie „równikowej“, tj. prostopadłej do spinu, zaznaczyłaby się wspomniana korelacja. Dalsze prace wskazywały na to wyraźniej, ale ostatnio pojawiła się praca przecząca poprzednim. Sytuacja jest w chwili obecnej niejasna i w szczególności powiększenie statystyki przypadków rozpadu jest niezbędne. Zagadnienie jest bardzo ważne dla teorii cząstek elementarnych.

Konferencja na temat kwantowych oddziaływań swobodnego elektronu

W stulecie urodzin J. J. Thomsona odbyła się w dniach 23 — 25 kwietnia br. na uniwersytecie Maryland (Stany Zjednoczone A. P.) międzynarodowa konferencja, poświęcona kwantowym oddziaływaniom swobodnego elektronu, zorganizowana z ramienia Unii Międzynarodowej Fizyki Czystej i Stosowanej. W konferencji udział wzięło przeszło 100 fizyków z kilkunastu krajów.

Hyperony w zderzeniach bardzo wysokiej energii

Z pracy wykonanej przez zespół fizyków w Bristolu wynika, że w obserwowanych w promieniach kosmicznych zderzeniach bardzo wielkich energii (10^{12} — 10^{13} e V) około 25% cząstek stanowią cząstki różne od mezonów π : hyperony, ciężkie mezony, pary nukleon-antynukleon.

425 000 atmosfer w laboratorium

Rozwijając technikę otrzymywania wysokich ciśnień Bridgman osiągnął w laboratorium ciśnienie 425 tysięcy atmosfer. Pozwala to rozszerzyć badania zmian struktury ciał pod wpływem wysokich ciśnień do tak wysokich granic. Jak już pisaliśmy przy bardzo wysokich ciśnieniach (ok. 100 000 atmosfer) można np. zmienić jedną fazę węgla — grafit, w drugą — diament.

Postępy w budowie akceleratorów najwyższej energii w ZSRR

Należy oczekiwać, że w ciągu kilku miesięcy uruchomiony zostanie akcelerator Akademii Nauk ZSRR dla energii protonów 10 GeV. W ciągu następnych kilku miesięcy można spodziewać się wyprowadzenia wiązki protonów na zewnątrz. Będzie to w chwili uruchomienia akcelerator o największej w świecie energii cząstek. Obecnie najwyższe energie, około 6 GeV, otrzymywane są na Bevatronie w Berkeley (Stany Zjednoczone A. P.). Projektowany jest w ZSRR akcelerator do energii około 50 GeV.

Baterie atomowe

Odkrycie możliwości bezpośredniej zamiany energii jądrowej w elektryczną może mieć w przyszłości doniosłe znaczenie praktyczne. Skonstruowano kilka rodzajów baterii, w których zachodzi taka przemiana. Promienie z rozpadu mogą ładować metal, mogą joni-

zować gazy lub wywoływać inne działania, których można użyć bezpośrednio do wytworzenia prądu. Prąd w takich baterijkach ma bardzo małe natężenie, a wydajność nie przekracza paru procent. Można jednak oczekiwać, że z rozwojem konstrukcji baterii będą one mieć w przyszłości praktyczne znaczenie, w szczególności w urządzeniach radiowych.

Ewaporograf

Tak nazwano aparat umożliwiający dokonywanie obserwacji lub zdjęć w ciemnościach z dużą dokładnością. Aparat odbiera promienie podczerwone i tworzy obraz na pokrytym tłuszczem ekranie. Tłuszcz paruje w rozmaitym stopniu zależnie od ilości padającej energii w poszczególnych miejscach obrazu i w świetle odbitym widzimy barwny obraz (podobnie jak widzimy obraz cienkiej warstwy benzyny na powierzchni wody). Aparat może mieć szerokie zastosowanie, bo pozwala na podstawie zabarwienia obrazu przedmiotu określać jego temperaturę.

Zebranie Ogólne Wydziału Nauk Fizyczno-Matematycznych Akademii Nauk ZSRR

Zebranie odbyło się w dniach 31.I.—1.II. br. Referat sprawozdawczy wygłosił M. Ławrentijew. W dyskusji poruszono w szczególności zagadnienie form kształcenia kadr naukowych. Większość mówców stwierdziła, że forma aspirantury zawiodła. Podkreślano, że ustalenie terminów ukończenia dysertacji odbijało się często ujemnie na wartości prac kandydackich. Przy omawianiu spraw wydawnictw P. Kapica domagał się, żeby artykuły w *Dokładach* drukowane były w ciągu dwóch tygodni od chwili ich otrzymania przez redakcję, a nie po dwóch — trzech miesiącach, jak to się dzieje obecnie.

Powrót do kraju prof. Z. Klemensiewicza

Fizycy polscy z radością przyjęli wiadomość o powrocie do kraju po długoletnim pobycie na emigracji Zygmunta Klemensiewicza, profesora Politechniki Lwowskiej. Prof. Klemensiewicz zamieszka w Gliwicach.

600 miliardów drgań na sekundę — nowy klystron

W laboratorium Bella skonstruowano klystron o częstotliwości 60 tysięcy megacykli, wytwarzający fale o długości 5 milimetrów. Wnęka rezonansowa jest mniejsza od główki szpilki, a siatka, przez którą wychodzi wiązka elektronów, posiada średnicę zaledwie siedem razy większą od grubości włosa ludzkiego.

Komora pęcherzykowa

Od chwili skonstruowania komory pęcherzykowej przez D. Glasera w roku 1953 dokonano istotnych ulepszeń. W chwili obecnej konstruowane są wielkie komory z ciekłym wodorem. Opracowuje się metody automatycznej rejestracji i analizy, na przykład metodę automatycznego pomiaru zasięgów, kątów itd. przy pomocy elektronowych maszyn liczących. Można oczekiwać, że znaczenie komory pęcherzykowej jako narzędzia badań wzrośnie niezwykle w najbliższym czasie.

Rozpoczęcie budowy akceleratora liniowego

Zespół fizyków i techników z Instytutu Badań Jądrowych PAN podjął pod kierunkiem prof. Kellera prace nad budową akceleratora liniowego. Akcelerator ten dla energii protonów 10 MeV będzie użyty do badań jądrowych, a później ewentualnie wejdzie jako część składowa w skład wielkiego akceleratora, którego podjęcie budowy jest obecnie rozważane.



Przygotowanie do roku geofizycznego

Jak donosi prasa, przygotowania do Międzynarodowego Roku Geofizycznego (I.VII.1957-31.XII.1958) przybierają na sile. W czasie trwania roku geofizycznego przeprowadzone zostaną w całym świecie — według jednolitego planu — badania, których celem będzie wyjaśnienie wielu podstawowych problemów z zakresu fizyki Ziemi. Chodzi szczególnie o te badania, których rozwiązanie bez szerokiej międzynarodowej współpracy w ogóle nie jest możliwe.

Prace obejmą nader szeroki wachlarz zagadnień (por. artykuł prof. T. Kopcewicza, *Postępy Fizyki*, zesz. 1, r. 1956, s. 3).

Na podstawie wspólnego badania warstw atmosfery uzyskane zostaną cenne dane meteorologiczne, które wpłyną na nasze poglądy na genezę pogody i w wyniku będą miały wpływ na pewniejsze i dokładniejsze określanie pogody.

Dalszym przedmiotem badań będzie poznanie złożonej budowy jonosfery, co będzie istotne dla zagadnienia łączności radiowej. Charakterystycznym rysem problematyki jonosferycznej jest jej ścisła zależność od badań nad naturą procesów zachodzących na Słońcu, a sporządzone w obserwatoriach heliofizycznych raporty o sytuacji na tarczy

Słońca oraz zapisy stacji magnetycznych, rejestracje burz magnetycznych, obserwacje zorzy polarnej są ważnymi elementami poznania własności jonosfery. Problemy te zajmują jedno z pierwszych miejsc w programie badań roku geofizycznego.

W programie są także badania z dziedziny fizyki skorupy ziemskiej, oceanologii, glaciologii, klimatologii.

Szereg nie rozwiązanych problemów zostanie zaatakowany: wyjaśnienie przyczyn obserwowanych odstępstw od jednostajności ruchu obrotowego Ziemi, problem wahań położenia bieguna ziemskiego i związku tych wahań sejsmicznych Ziemi, zagadnienia struktury kontynentów i domniemanego ich ruchu, kwestia przepływów i wiele innych.

Głównym organem koordynującym badania jest Komitet Specjalny MRG (Comité Spécial de l'Année Géophysique Internationale, w skrócie — CSAGI), powołany w r. 1953 przez Międzynarodową Radę Unii Naukowych. Przewodniczącym jest znakomity geofizyk angielski prof. S. Chapman. W poszczególnych krajach powołane zostały komitety narodowe.

Przy końcu marca br. CSAGI opublikowało symbol, który będzie używany w związku z działalnością w roku geofizycznym (patrz wyżej).

Badania geofizyczne w skali międzynarodowej podejmowane już były dwukrotnie: w I Roku Polarnym 1882/1883 i w II Roku Polarnym 1932/1933, ale obecne badania przewyższają wielokrotnie dotychczasowe. Na morza wypłyną dziesiątki statków zaopatrzonych w najnowocześniejszy sprzęt pomiarowy utrzymując stałą łączność radiową ze sobą i z licznymi ekspedycjami, które wyruszą do okolic biegunowych i równikowych. Niektóre kraje wypuszczą w najbardziej zewnętrzne warstwy atmosfery rakiety i sztucznych satelitów Ziemi.

Przygotowania w Polsce ostatnio ożywiły się i prowadzone są w pięciu grupach:

grupa astronomiczno-geodezyjno-grawimetryczna pod kierunkiem prof. Witkowskiego i Leśnioka (Poznań, Warszawa) dokonywać będzie obserwacji długości geograficznych i pomiarów czasu, obserwacji wahań szerokości geograficznych oraz pewnych obserwacji grawimetrycznych;

grupa meteorologiczna pod kierunkiem prof. Okołowicza (Warszawa) realizować będzie obszerny program meteorologiczny, areologiczny, aktynometryczny oraz program specjalny z zakresu elektryczności atmosferycznej;

grupa do badań jonosfery i magnetyzmu ziemskiego pod kierunkiem prof. Manczarskiego (Warszawa) podejmuje trudne zagadnienie rozpoczęcia w Polsce sondażu jonosfery, będą również prowadzone pomiary magnetyzmu;

grupa fizyki Słońca prowadzić będzie prace pod kierunkiem prof. Mergentalera (Wrocław) współpracując z uniwersyteckimi obserwatoriami astronomicznymi we Wrocławiu, Krakowie i Toruniu;

grupa sejsmologiczna pod kierunkiem mgr R. Teisseyre'a (Warszawa) wykona swój program w oparciu o stacje sejsmologiczne PAN.

Za rok winno rozpocząć prace nad wykonaniem krajowego programu badawczego dla celów Międzynarodowego Roku Geofizycznego co najmniej 19 obserwatoriów i stacji w kraju oraz dwie planowane wyprawy do Wietnamu i na Szpicbergen.

W sierpniu br. planowany jest wyjazd ekipy na Szpicbergen w celu ustalenia miejsca lądowania przyszłej ekspedycji oraz znalezienia najdogodniejszego miejsca na budowę bazy, w której przebywać będą uczestnicy polskiej ekspedycji.

Międzynarodowa Agencja Atomowa

Na obradach przedstawiciele dwunastu krajów, w tym ZSRR, Stanów Zjednoczonych A. P., Anglii i Francji, w kwietniu br. w Waszyngtonie przyjęto projekt statutu Międzynarodowej Agencji do Spraw Atomowych. Projekt utworzenia Agencji wysunięto na X Sesji Zgromadzenia Ogólnego ONZ. Zadaniem Agencji ma być koordynowanie wysiłków poszczególnych państw w dziedzinie pokojowego wykorzystania energii atomowej. Członkiem Agencji mogłoby być każde państwo należące do ONZ lub jednej z agencji wyspecjalizowanych. Kraje przodujące pod względem technicznym udzielałyby w ramach Agencji pomocy w zakresie wykorzystywania energii atomowej do celów pokojowych krajom słabiej rozwiniętym. Projekt statutu ma być rozpatrzony i ewentualnie zatwierdzony przez międzynarodową konferencję do spraw energii atomowej, która odbędzie się we wrześniu br. w siedzibie ONZ w Nowym Yorku.

Postępy w zagadnieniu wytworzenia kontrolowanych reakcji termojądrowych w ZSRR

W czasie pobytu delegacji uczonych radzieckich w Harwell prof. J. Kurczatow wygłosił referat o możliwości wytworzenia kontrolowanych reakcji termojądrowych. Odczyt wywołał poruszenie w kołach naukowych za granicą, gdyż badania nad tym zagadnieniem, aczkolwiek prowadzone w wielu laboratoriach, trzymane są w tajemnicy, a przy tym okazało się, jak istotne postępy uczynili fizycy radzieccy w tej dziedzinie.

Prof. Kurczatow napisał także w *Prawdzie* artykuł o pewnych badaniach prowadzonych w tej dziedzinie w Akademii Nauk ZSRR pod kierunkiem prof. Ł. Arcymowicza. Opra-

cowaniem zagadnień teoretycznych kieruje prof. N. Leontowicz.

Ażeby zbliżyć się do progu reakcji termojądrowych, konieczne jest podniesienie temperatury substancji do kilku milionów stopni, przy czym najkorzystniej jest dokonywać prób w deuterze lub mieszaninie deuteru z trytem. Zasadnicza trudność polega na zachowaniu przez pewien czas energii cieplnej, na wyeliminowaniu strat ciepłych. Drugą przeszkodą jest konieczność przewyciężenia wielkiego ciśnienia, które powstaje przy ogrzewaniu. Przy próbach ogrzania stałego lub ciekłego deuteru ciśnienie przekraczało milion atmosfer. W substancji o dużej gęstości zajdzie reakcja termojądrowa na bardzo krótki przeciąg czasu i proces będzie miał charakter słabego wybuchu. Zmusza to do prowadzenia doświadczeń z deuterem w stanie gazowym. Trzeba wymyślić sposób, który utrzymałby na pewien okres wysoką temperaturę w plazmie. Możliwość taką wskazali w r. 1950 A. Sacharow i I. Tam m. Pomysł polega na tym, aby do cieplnej izolacji plazmy użyć pola magnetycznego, w którym pozostałyby cząstki plazmy. Pole magnetyczne można wytworzyć przepuszczając przez rozrzedzony gaz prąd elektryczny o dostatecznie wielkim natężeniu — kilkuset tysięcy amperów. Jeśli dokonamy wyładowania w deuterze, to plazma w ciągu milionowej części sekundy skręci się w sznur i będzie posiadać niezwykle wysoką temperaturę. Przy dostatecznie dużym natężeniu prądu powinna nastąpić emisja neutronów, świadcząca o wywołaniu reakcji termojądrowej.

Na podstawie tych obliczeń fizycy radzieccy wykonali doświadczenia. Wymagało to bardzo złożonej aparatury. Doświadczenia wykazały, że przepuszczając prąd o natężeniu kilkuset tysięcy amperów przez rozrzedzony gaz, rzeczywiście można ogrzać tworzący

się sznur plazmy do temperatury rzędu miliona stopni. Ciekawym wynikiem tych badań jest to, że doprowadziły one do odkrycia w roku 1952 emisji neutronów i promieni γ . Emisji neutronów w tym wypadku nie można jednak uważać za wynik reakcji termojądrowej, ponieważ jest ona spowodowana jakimiś nowymi, dotychczas nie znanymi procesami zachodzącymi w plazmie. Okazało się, że zjawiska w plazmie są bez porównania bardziej skomplikowane od obrazu, jaki wytworzono sobie pierwotnie. Fakty uzyskane w czasie doświadczeń obaliły wiele poprzednich poglądów na temat właściwości plazmy, opartych na analizie zachowania się plazmy w zwykłych warunkach. W plazmie tworzą się w czasie doświadczenia na moment wielkiej napięcia elektryczne, które, być może, są jedną z przyczyn pojawiania się neutronów i promieni γ .

Jedynie dalsze badania pokażą, czy idąc po tej drodze uda się dojść do wytworzenia kontrolowanej reakcji termojądrowej o wielkiej intensywności. Jednocześnie są badane inne kierunki prowadzące do rozwiązania tego niezmiernie doniosłego zagadnienia. Poważne zwłaszcza zainteresowanie budzi badanie możliwości otrzymania reakcji termojądrowej przy długotrwałych procesach ciągłych.

Nowa reakcja jądrowa

W czasie swojego kilkumiesięcznego pobytu w ZSRR Z. Wilhelmi wykonał pracę, która doprowadziła do wykrycia nowej reakcji jądrowej:

$${}_{51}^{121}\text{Sb} (n, p) {}_{50}^{121}\text{Sn}.$$

Znaczenie zbadania tej reakcji podkreśla występowanie w niej „magicznych“ liczb nukleonów.

Współpraca z ČSR

W kwietniu br. bawiła w Czechosłowacji delegacja Instytutu Fizyki

PAN z prof. L. Sosnowskim na czele. W Pradze odbyło się posiedzenie Komisji organizacyjnej polsko-czechosłowackiej, która przygotowuje wspólną konferencję z fizyki ciała stałego na jesieni br. z udziałem przedstawicieli innych krajów demokracji ludowej i ZSRR. Celem tej konferencji będzie zapoznanie się z pracami prowadzonymi w tej dziedzinie przez nasze kraje oraz koordynacja tych badań i ściśła współpraca.

Utworzenie Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych

W marcu br. utworzony został w Moskwie Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych. Instytut ma charakter międzynarodowy. Dyrektorem Instytutu wybrany został prof. D. Błochin-czew (ZSRR), wicedyrektorami — prof. M. Danyusz (Polska) i prof. V. Votruba (ČSR). Celem Instytutu będzie szeroka współpraca międzynarodowa w dziedzinie fizyki jądrowej. W szczególności udostępnione będą fizykom z wielu krajów radzieckie akceleratory najwyższych energii.

Pierwsze reaktory w różnych krajach

Na Węgrzech, pod Budapesztem, rozpoczęto budowę ośrodka reaktorowego. Reaktor zostanie dostarczony przez Związek Radziecki. W roku przyszłym ma rozpocząć się w nowym ośrodku wytwarzanie izotopów promieniotwórczych.

Brazylijska Komisja Energii Atomowej zamówiła w prywatnej firmie w Stanach Zjednoczonych reaktor doświadczalny (typu „swimming pool“, moc 5000 kW). Reaktor zostanie prawdopodobnie zainstalowany na uniwersytecie Sao Paulo.

Parlament norweski zatwierdził budowę reaktora w Halden. Będzie to pierwszy przemysłowy reaktor w Norwegii. Moc zawierać się będzie w granicach 10 000 — 20 000 kW. Reaktor

będzie dostarczać pary dla fabryki papieru w ilości 10 do 20 ton na godzinę. Doświadczenia z reaktorem mają posłużyć do rozbudowy przemysłu reaktorowego, przy czym rozważane jest w szczególności zagadnienie atomowego napędu statków.

Spektrometr z ^3He

Trudności wyznaczania energii neutronów w średnim zakresie, od około 100 keV do 1, MeV, usuwa w dużym stopniu skonstruowany w Harwell spektrometr wypełniony gazem ^3He . Jest to w zasadzie licznik proporcjonalny. Jeżeli neutron padający zostanie schwytyany przez jądro helu, to powstaje tryton, proton i wyzwala się energia 770 keV. Impuls jonizacyjny wytworzony w tej reakcji zależy tylko od energii padającego neutronu i, w przeciwnieście do licznika wodorowego, każdy neutron daje pojedynczy impuls o określonej wysokości. Licznik posiada zdolność rozdzielczą zbliżoną do teoretycznie optymalnej.

Silniki atomowe na samolotach

Tygodnik amerykański *Life* podał rysunki angielskich i amerykańskich projektów wyposażenia samolotów w silniki atomowe. Jedną z przeszkód na drodze realizacji projektów byłaby groźba wielkich zniszczeń w wypadku katastrofy samolotu, na co zwrócił uwagę J. Cockroft.

Angielska elektrownia atomowa

Jak już pisaliśmy, rozpoczęta przed trzema laty budowa angielskiej elektrowni atomowej w Calder Hall dobiegła końca; 17.X.r.b. nastąpiło jej otwarcie. (Sprawozdanie z uroczystego otwarcia zamieścimy w następnym zeszytce). Z dwóch uranowo-grafitowych reaktorów z chłodzeniem gazowym pierwszy ma wejść do eksploatacji z końcem br., a w pierwszej połowie przyszłego roku nowa elektrownia ma rozpocząć dostarczanie prądu. Projektowana moc 92 000 kW.

Jako paliwo w reaktorze służy uran naturalny w postaci słupów w powłoce metalowej. Moderatorem jest grafit w postaci kilku tysięcy bloków w stalowym, hermetycznym walcu o średnicy 12,2 m i wysokości 18,3 m. W graficie znajduje się wiele pionowych kanałów dla urządzeń wymieniających ciepło i prętów regulujących.

Część aktywna reaktora otoczona jest zasłoną ochronną z betonu, której powierzchnia wewnętrzna, celem zmniejszenia ogrzewania się betonu, wyłożona jest dziesięciocentymetrowej grubości płytami stalowymi.

Ciepło z reaktora odprowadzane jest przy pomocy dwutlenku węgla pod ciśnieniem siedmiu atmosfer, cyrkulującego w części czynnej reaktora i w czterech wymiennikach ciepła. Dla wypełnienia układu potrzeba 20 ton dwutlenku węgla. We wtórnych obwodach wymienników powstaje para, która zasila cztery turbogeneratory.

Należy podkreślić, że elektrownia w Calder Hall posiada wielkie znaczenie jako prototyp i Anglicy rozwijają intensywnie projekty elektrowni atomowych, opartych na innych zasadach działania.

VI Doroczna Konferencja Fizyki Jądrowej Wielkich Energii w Rochester

W maju br. odbyła się w Rochester doroczna konferencja poświęcona zagadnieniom fizyki jądrowej wielkich energii z udziałem czołowych fizyków z wielu krajów.

Referaty dotyczyły aktualnie wykonanych prac w następujących działach:

- 1) klasyczna fizyka mezonów π ;
- 2) rozpraszanie nukleonów na nukleonach poniżej 500 MeV;
- 3) zagadnienia teoretyczne teorii pola i rozpraszanie nukleonów;
- 4) oddziaływanie mezonów π i nukleonów z nukleonami powyżej 500 MeV;

- 5) własności ciężkich mezonów i hiperonów;
- 6) powstawanie i oddziaływanie ciężkich mezonów i hiperonów;
- 7) antynukleony;
- 8) teoretyczna interpretacja nowych cząstek;
- 9) atomy mezonowe, rozpraszanie elektronów i fotonów na nukleonach, inne zagadnienia.

Wszeczwiązkowa konferencja poświęcona fizyce cząstek wysokiej energii

Akademia Nauk ZSRR zorganizowała w Moskwie, w dniach od 14 do 22 maja br., konferencję poświęconą zagadnieniom cząstek wysokiej energii. Na konferencję tę zaproszono wielu gości zagranicznych, między innymi z Anglii, Francji i Stanów Zjednoczonych. Polskę reprezentował prof. M. D a n y s z.

W pierwszym dniu konferencji odbyło się w Instytucie Fizyki im. Lebediewa posiedzenie plenarne. Otwarcia konferencji dokonał prof. M i e s z c z e r i a k o w. Następnie wygłoszono cztery półgodzinne referaty na temat wielkich akceleratorów. W dwu pierwszych mowa była o znanych akceleratorach radzieckich: działającym synchrociklotronie Instytutu Problemów Jądrowych (protony o energii 680 MeV) oraz będącym w budowie synchrofazotronie (maksymalna energia cząstek 10 GeV). W trzecim referacie Władimirski, Komar i Minc przedstawili projekty nowych urządzeń przyspieszających, wykorzystujących zasadę „silnego“ ogniskowania. Jeden z tych akceleratorów będzie dostarczać protony o energii 6—7 GeV, drugi jest obliczony na 50—60 GeV. Warto przytoczyć kilka danych dotyczących tego ostatniego:

ciężar magnesów
i elementów

konstrukcyjnych 22000 ton

długość orbity	1480 m (!)
maksymalne pole magnetyczne	10000—12000 oerstedów
prąd maksymalny	1200 amperów
moc szczytowa	96000 KW
indukcyjność uzwojenia	1,8 henra
czas narastania pola magnetycznego	3,8 sec.
liczba cykli na minutę	6
częstość przyspieszającego pola	
na początku cyklu	2,624 Mhz
przy końcu cyklu	6,063 Mhz
moc generatorów wysokiej częstości	ok. 500 KW.

Wstępne przyspieszanie będzie zrealizowane za pomocą akceleratora liniowego na 100 MeV. Dalej, w ciągu każdego obiegu cząstki będą uzyskiwać energię około 100 keV.

Na zakończenie Marshal przedstawił projekt synchrociklotronu na 15 GeV jaki ma być zbudowany w Argonne National Laboratory.

W dalszym ciągu konferencji uczestnicy obradowali w trzech sekcjach. W pierwszej referowano prace na ogół eksperymentalne dotyczące cząstek elementarnych i ich oddziaływania. Referaty zebrano w sześć grup:

I. wytwarzanie mezonów π przez neutrony,

II. oddziaływanie nukleonów z nukleonami,

III. oddziaływanie mezonów π z nukleonami,

IV. oddziaływanie nukleonów z jądrami,

V. reakcje fotojądrowe.

VI. nowe cząstki.

Problematyka w drugiej sekcji skupiała się w okół akceleratorów. Tu również zebrano referaty w kilka grup:

I. akceleratorzy typu cyklotronu,

II. synchrofazotrony,

III. akceleratorzy elektronów,

IV. akceleratory liniowe,

V. akceleratory z „silnym ogniskowaniem,

VI. nowe metody przyspieszania,

VII. metody eksperymentalne.

Z pośród referatów grupy szóstej na uwagę zasługiwał między innymi ten, w którym Oliphant przedstawił projekt australijski zbudowania synchrotronu protonowego o małych rozmiarach, bez żelaznych magnesów, na 10 GeV.

Prace teoretyczne z dziedziny cząstek wielkich energii były referowane i dyskutowane na czterech posiedzeniach sekcji trzeciej.

Program obejmował 205 referatów, z czego na Związek Radziecki przypadało 168 (119 przeznaczonych do wygłoszenia), Stany Zjednoczone — 21, Anglia — 5, Francja, Szwecja, Włochy — po 2, Chiny, CSR, Egipt, Szwajcaria — po 1. Przeważały referaty krótkie — 10 i 15 minutowe, a najdłuższe nieprzekraczały 45 minut.

Lubelskie „Pokazy z Fizyki“

Doroczne „Pokazy z fizyki“, organizowane przez Oddział Lubelski P.T.F. (por. niżej sprawozdanie z działalności) wraz z zakładami fizyki wyższych uczelni lubelskich w dniach 23 — 26 listopada 1955 r., oglądane były łącznie przez 4500 osób, głównie spośród młodzieży szkolnej. Każdy z pokazów obejmował 12 trzygodzinnych serii, a ponadto każdą serię powtarzano trzykrotnie. Przeprowadzona statystyka wykazuje, że na ogólną liczbę 4500 osób składało się 1560 uczniów z Lublina, 1340 uczniów spoza Lublina, innych grupowo (instruktorzy fizyki i matematyki, racjonalizatorzy itp.) 200 osób, zgłaszających się indywidualnie 1000 osób i studentów z wyższych uczelni 400 osób. Na pokazy przyjeżdżały wycieczki ze szkół średnich z 32 miejscowości, przy czym uczniowie jechali częstokroć wiele godzin. O szerokim

i ciągle rosnącym zainteresowaniu „Pokazami z Fizyki“ świadczy gwałtownie wzrastająca z roku na rok liczba osób oglądających „Pokazy“: w 1954 roku — 2500 osób, w 1955 roku — 4500 osób. Liczby te świadczą o zainteresowaniu fizyką wśród szerokich warstw społeczeństwa i zarazem o pięknym wysiłku organizatorów „Pokazów“, fizyków lubelskich.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Oddział Gdański

W drugim półroczu 1955 r. odbyły się dwa zebrania naukowe, na których wygłoszono referaty:

mgr. Wł. Chomka — Wrażenia z Uniwersytetu im. M. Łomonosowa w Moskwie,

mgr. Wł. Chomka — Prace naukowe na Wydziale Fizyki Uniwersytetu im. M. Łomonosowa.

Ponadto organizowano nadal sobotnie wykłady połączone z pokazami dla młodzieży wyższych lat szkół średnich. Odbyło się 14 wykładów.

Zorganizowano wystawę modelu reaktora atomowego i elektrowni atomowej w Domu Kultury w Nowym Porcie od 15.V. do 15.IX. Średnia frekwencja — 450 osób.

Umożliwiono korzystanie z laboratoriów katedry fizyki racjonalizatorom.

Oddział Gliwicki

W drugim półroczu 1955 r. odbyło się sześć zebrań naukowych, na których wygłoszono referaty:

dr. J. Forejta (Praha) — Zastosowanie oscylografu katodowego do polarografii,

doc. dr S. Węgrzyn — Wprowadzenie w statystyczne metody elektrotechniki,

prof. dr S. Loria — Albert Einstein i jego dzieło,

prof. J. Szpilecki — Fizykalne zasady kilku współczesnych wzmacniaczy magnetycznych, maszynowych itp.

kand. nauk. J. Łopuszański — Teoria kaskad kosmicznych na dużych głębokościach absorbenta

mgr J. Bore — Podstawy teorii operatorów w zagadnieniach elektrotechniki.

Ponadto zorganizowano 11 odczytów dla szkół średnich.

Oddział Krakowski

W drugim półroczu 1955 r. odbyło się dziesięć zebrań naukowych, na których wygłoszono referaty:

prof. dr M. Mięśowicz, prof. dr H. Niewodniczański — O międzynarodowej konferencji cząstek elementarnych, która odbyła się w Pizie w czerwcu br. — dwa zebrania,

prof. dr H. Niewodniczański — O międzynarodowej sesji AN ZSRR, która odbyła się w lipcu br. w Moskwie,

prof. dr H. Niewodniczański, mgr Z. Świerszczewski — O międzynarodowej konferencji dla pokojowego wykorzystania energii atomowej, która odbyła się w sierpniu br. w Genewie,

doc. A. Hrynkiewicz, mgr Z. Świerszczewski — Wrażenia z pobytu w Szwajcarii w okresie konferencji w Genewie — dwa zebrania,

prof. dr H. Niewodniczański — Wizyta w Brytyjskim Zakładzie Energii Atomowej w Harwell,

doc. J. Janik — Wrażenia z międzynarodowej konferencji budownictwa i konstrukcji, która odbyła się w październiku br. w Lizbonie,

mgr D. Kuniszówna — O stosunkach natężeń w multipletach widm liniowych,

mgr Z. Świerszczewski — O 101 pierwiastku układu Mendelejewa,

mgr O. Daszkiewicz — Zastosowanie efektu Czerenkowa do generacji fal milimetrowych,

mgr J. Łożyński — Korelacja kątowna toru 230 alfa gamma.

Zorganizowano cykl odczytów przystępnych pod ogólnym tytułem „W pierwszej linii frontu nowoczesnej fizyki“. Frekwencja — przeciętnie 200 osób.

Poszczególne odczyty:

prof. dr J. Weysenhoff — Teoria względności,

prof. dr B. Średniawa — Mechanika kwantowa,

prof. dr H. Niewodniczański — Perspektywy wykorzystania reaktorów atomowych jako źródła energii,

prof. dr M. Mięśowicz — Nowe cząstki elementarne,

doc. A. Hrynkiewicz — Akceleratorzy najwyższych energii,

mgr O. Daszkiewicz — Transzystory — przewrót w radiotechnice.

Zorganizowano cykl wykładów dla pracowników naukowych pod ogólnym tytułem: „Fizyczne podstawy zastosowań izotopów promieniotwórczych.“

Poszczególne wykłady:

doc. A. Hrynkiewicz — Rola izotopów promieniotwórczych w służbie człowieka,

prof. dr J. Weysenhoff — Budowa jądra atomowego,

prof. dr H. Niewodniczański — Reakcje jądrowe i promieniotwórczość sztuczna,

mgr K. Grotowski — Metody detekcji promieniowania jądrowego — dwa wykłady,

doc. J. Janik — Metody otrzymywania izotopów promieniotwórczych,

doc. M. Massalski — Układy elektronowe, stosowane w detekcji promieniowania jądrowego, — dwa wykłady.

Na zebraniach Sekcji Dydaktycznej odbyły się dwa odczyty z pokazami.

W akcji popularyzacji studiów fizyki w szkołach średnich wygłoszono siedem odczytów w Krakowie i dwadzieścia dwa odczyty w miejscowościach województwa krakowskiego, rzeszowskiego i kieleckiego.

Oddział Lubelski

W drugim półroczu 1955 r. odbyło się pięć zebrań naukowych, na których wygłoszono odczyty:

doc. W. Żuk — Radzieckie reaktory,

mgr M. Subotowicz — Efekt elektro i foto — wołtaiczny w układach p — n,

doc. W. Żuk — Wyznaczanie mas atomowych synchrotronem i omegatronem,

mgr M. Przytuła — Jarzeniowe źródło jonów,

mgr M. Przytuła — Masa, energia a materia w świetle osiągnięć fizyki współczesnej.

W dniach 23 — 26 listopada odbyły się doroczne „Pokazy z Fizyki“. Kierownictwo ogólne „Pokazów“ spoczywało w rękach prof dra S. Ziemckiego i prof. dra W. Staszewskiego, natomiast stroną organizacyjną zajęli się mgr S. Szpikowski i mgr M. Piłat. Pokazy obejrzało 4500 osób.

Oddział Łódzki

W drugim półroczu 1955 r. odbyły się dwa zebrania naukowe, na których wygłoszono referaty:

mgr A. Tomaszewski — Cząstki elementarne,

mgr A. Drobnik — Wpływ ultradźwięków na stałą dielektryczną.

Zorganizowano wspólnie z Łódzkim Towarzystwem Naukowym trzy odczyty przystępne:

prof. A. Zawadzki — Jądro atomowe,

mgr T. Tietz — Metody wytwarzania energii jądrowej,

mgr H. Hofmokl — Zastosowanie izotopów promieniotwórczych.

Zorganizowano dalsze cztery odczyty dla nauczycieli:

mgr M. Rogalski — Sposoby demonstrowania,

mgr J. Karniewicz — Doświadczenia z siatką dyfrakcyjną,

prof. L. Kojrański — Opory w obwodzie prądu zmiennego,

mgr J. Gawin — Fale elektromagnetyczne.

Ponadto zorganizowano dalszych osiem odczytów dla uczniów starszych lat szkół średnich.

Oddział Poznański

W drugim półroczu 1955 r. odbyło się sześć zebrań naukowych, na których wygłoszono odczyty:

mgr Z. Pająk — Prace radzieckich i polskich uczonych z dziedziny ferroelektryków,

mgr S. Kielich — Prace radzieckich i polskich uczonych z dziedziny dielektryków,

mgr B. Rogowska — O działaniu ultradźwięków na materię,

mgr A. Chełkowski — Badania nad zjawiskiem nasycenia elektrycznego w dielektrykach,

mgr L. Nowicki — Zastosowanie ferrytów w dziedzinie mikrofal,

prof. dr S. Loria, mgr B. Fechner, mgr J. Kociński — Magneto-optyczna metoda badania domen,

mgr J. Kociński — Reaktory atomowe.

Dokończono cyklu odczytów z pokazami dla uczniów szkół średnich, wygłoszono 3 odczyty.

Oddział Szczeciński

Oddział Szczeciński Polskiego Towarzystwa Fizycznego powstał z inicjatywy pracowników Katedry Fizyki Politechniki Szczecińskiej przy poparciu ze strony Oddziału P.T.F. w Gdańsku.

Na zebraniu, które odbyło się w dniu 20.X.1955 r., wybrany został Zarząd Oddziału w następującym składzie:

przewodniczący — z prof. Z. Ogrzewalski,
wiceprzewodniczący — z prof. W. Nowak,
sekretarz — mgr T. Rewaj,
skarbnik — inż. G. Iwanowski,
członek zarządu — F. Łada.

Adres Oddziału: Szczecin, Puławskiego 10, Katedra Fizyki Politechniki Szczecińskiej.

Oddział liczy 25 członków, w tym 15 pracowników wyższych uczelni w Szczecinie.

W 1955 r. odbyły się trzy zebrania naukowe. Przystąpiono wraz z Polskim Towarzystwem Przyrodników im. Kopernika oraz Polskim Towarzystwem Chemicznym do organizacji cyklu odczytów przystępnych pod ogólnym tytułem „Izotopy promieniotwórcze“, który obejmie 7 odczytów.

Zorganizowano ponadto odczyt z pokazami dla uczniów wyższych lat szkół średnich.

Oddział Toruński

W drugim półroczu 1955 r. odbyły się trzy zebrania naukowe, na których ogłoszono odczyty:

dr J. Olszewski — Teoria Landaua o powstawaniu wielu cząstek przy zderzeniu wielkich energii,

prof. dr J. Rayski — O spinie izotopowym,

prof. dr J. Rzewuski — O stanach związanych,

Oddział Warszawski

W drugim półroczu 1955 r. odbyło się jedno zebranie naukowe, na którym prof. A. Teske (Lublin) wygłosił odczyt o Marianie Smoluchowskim.

Zorganizowano kurs dla inżynierów energetyków i chemików pod nazwą

„Energia jądrowa i jej zastosowania“ o następującej tematyce:

1. kand. nauk Z. Wilhelmi — Budowa jądra atomowego,

2. doc. J. Gierula — Promieniotwórczość naturalna i sztuczna,

3. mgr C. Dąbrowski — Elementy teorii reaktorów,

4. mgr C. Dąbrowski — Klasyfikacja reaktorów — Przegląd techniki reaktorowej w świecie,

5. dr I. Campbell — Materiały rozszczepialne,

6. dr I. Campbell — Moderatory i ich technologia,

7. mgr inż. W. Frankowski — Zagadnienie cieplne elektrowni atomowej,

8. mgr inż. P. Szulc — Regulacja i osprzęt reaktora,

9. doc. E. Kowalski — Zagadnienie bezpieczeństwa z materiałami promieniotwórczymi,

10. dr O'Connor — Wykorzystanie i odtwarzanie paliw jądrowych w reaktorach mocy,

11. doc. W. Ney — Elektrownie atomowe — Perspektywa rozwoju energetyki jądrowej w świecie,

12. doc. B. Buras — Zastosowania reaktorów w badaniach fizycznych,

13. mgr inż. Z. Bieguszewski — Korozja materiałów reaktorowych,

14. dr W. Bieżański — Zastosowanie izotopów w biologii i medycynie,

15. mgr inż. O. Wołczek — Zastosowanie izotopów w fizyce i technice,

16. prof. dr I. Złotowski — Zastosowanie reaktorów w chemii technologii chemicznej,

17. prof. M. Arkuszewski — Niektóre urządzenia mechaniczne elektrowni atomowych,

18. mgr inż. B. Jaszczuk — Przykłady praktyczne z zakresu techniki jądrowej.

Kontynuowano odczyty z pokazami dla uczniów starszych lat szkół śred-

nich — wygłoszono 11 odczytów. Przepiętna frekwencja — około 350 osób.

Ponadto zorganizowano w grudniu 16 pogadanek dla najstarszych klas szkół ogólnokształcących o studiach i zawodzie fizyka.

Oddział Wrocławski

W drugim półroczu 1955 r. odbyło się siedem zebrań naukowych, na których wygłoszono odczyty:

prof. dr R. S. Ingarden — Wrażenia z drugiego pobytu w ZSRR,

mgr J. Mader, mgr B. Sujak — Centra barwne a egzoemisja,

prof. dr R. S. Ingarden — O synchronoskopie elektronowym,

mgr J. Łopuszański — Zachowanie się energii swobodnej w czasie,

mgr A. Jaśkiewicz — Starzenie dielektryków, cz. I,

mgr B. Litwiniec — Promieniowanie multipolowe,

mgr B. Sujak — Zmienna amplituda impulsu jako miara procesów mierzonych licznikiem pracującym w przedziale wyładowania ciągłego.

Członkowie Oddziału wygłosili 29 odczytów dla młodzieży szkolnej na terenie większych miast Dolnego Śląska.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz

Kand. n. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik

Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu

Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI

Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

Kraków — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ

Lublin — Prof. dr ARMIN TESKE

Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — Prof. dr ARKADIUSZ PIEKARA

Szczecin — Prof. Z. OGRZEWAŁSKI

Toruń — Prof. dr WANDA HANUSOWA

Warszawa — Prof. kand. n. ZDZISŁAW WILHELMI

Wrocław — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI

TRESĆ

H. Becquerel — Promieniowanie uranu	363
C. Pawłowski — Irena Joliot-Curie	367
S. Kapiszewski — Życie i działalność Piotra Curie	375
C. Dąbrowski — Doświadczalne reaktory jądrowe	389
W. Królikowski — O trudnościach kwantowej teorii pola	419
W. Żuk — Nielasyczne metody analizy masowej	439
E. Fermi — Geneza projektu wyzwolenia energii jądrowej	455

RECENZJE

W. Hume-Rothery — Elektrony, atomy, metale i stopy (rec. M. Suffczyński)	464
--	-----

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Międzynarodowe Colloquium poświęcone luminescencji nieorganicznych ciał krystalicznych	468
--	-----

KRONIKA	471
-------------------	-----