

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM V ❖ ZESZYT 4

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 4

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

ZAKŁAD FIZYKI
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie

TOM V • ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1 9 5 4

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor Naczelny

LUDWIK NATANSON
Warszawa

Zastępca Redaktora

KAROL MAJEWSKI
Warszawa

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ
Warszawa

Członkowie

WŁADYSŁAW KAPUŚCIŃSKI
Warszawa

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI
Członek korespondent PAN
Kraków

WOJCIECH RUBINOWICZ
Członek rzeczywisty PAN
Warszawa

LEONARD SOSNOWSKI
Warszawa

SZCZEPAN SZCZENIOWSKI
Poznań

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

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — DZIAŁ CZASOPISM
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 2342+104 egz.	Do składania 31 VII 1954
Ark. wyd. 7,5, druk. 6,5	Podpisano do druku 28 X 1954
Papier dr. sat. 70 g v kl. 70×100 cm	Druk ukończono w listopadzie
Cena zł 10,—	Zamówienie nr 577/58 K-5-54165

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAŃ, FREDRY 10



M. Curie

W dniu 4 lipca 1954 roku upłynęło dwadzieścia lat od śmierci Marii Skłodowskiej-Curie.

Odkrycia Jej otworzyły nową epokę dziejów fizyki. Badania zjawiska promieniotwórczości dały podstawę fizyce jądra atomowego, której rozwój jest zapewne najbardziej doniosłą zdobyczą wiedzy naszych czasów.

Czczymy Ją jako wielką uczoną a również jako wzór postawy moralnej badacza, który całe życie poświęca poszukiwaniom naukowej prawdy i wykorzystaniu swoich osiągnięć dla dobra ludzkości.



Włodzimierz M. Ścistowski

Katedra Fizyki

Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Warszawie

Czesław Białobrzeski

(1878 — 1953)

Dnia 12 października 1953 r. zmarł nagle w Warszawie na atak sercowy Czesław Białobrzeski, profesor zwyczajny fizyki teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, członek tytularny Polskiej Akademii Nauk. Czesław Białobrzeski należał do najwybitniejszych fizyków polskich swojego pokolenia i z przeszło 50-letniego okresu jego pracy twórczej pozostała poważna spuścizna naukowa, chlubnie zapisana w dziejach nauki polskiej. Poza zdolnościami w dziedzinie fizyki zmarły wykazywał zamiłowanie do filozofii i ogromną erudycję w dziedzinie nauk humanistycznych, co się odbiło w szeregu prac o zacięciu filozoficznym, pochodzących głównie z późniejszego okresu jego życia. Białobrzeski był poza tym świetnym dydaktykiem, a na jego wykładach fizyki teoretycznej prowadzonych na Uniwersytecie Warszawskim na przestrzeni przeszło 30 lat wykształciły się zastępy fizyków polskich młodszego pokolenia. Mimo zaawansowanego wieku aż do ostatnich dni swego życia był czynny jako profesor i autor dzieł naukowych, a prężność twórcza jego umysłu, zdawało się, nie odczuwała ciężącego na nim wieku lat 75.

Czesław Białobrzeski urodził się 31 sierpnia 1878 r. w północnej Rosji, gdzie w tym czasie ojciec jego pracował jako lekarz; do gimnazjum uczęszczał w Kijowie i ukończył je z odznaczeniem w r. 1896. Studia wyższe w zakresie fizyki odbył w latach 1896—1901 na Uniwersytecie Kijowskim i tu wykonał w pracowni profesora K o s o n o g o w a pierwszą samodzielną pracę doświadczalną o absorpcji światła w roztworach barwników, opublikowaną w r. 1904. Po ukończeniu studiów przez blisko 10 lat Białobrzeski pracował w dziedzinie fizyki doświadczalnej. W r. 1907 na podstawie prac naukowych oraz egzaminu uzyskał *veniam legendi* jako docent prywatny w Uniwersytecie Kijowskim. Dzięki stypendium uniwersyteckiemu lata 1908—1910 spędził Białobrzeski na studiach w Paryżu w pracowni prof. L a n g e v i n a w Collège de France. Tu wykonał szereg prac nad jonizacją stałych i ciekłych dielektryków promieniami radu.

Pierwsze systematyczne badania nad przewodnictwem samoistnym i wzbudzonym dielektryków przeprowadzili między innymi P. Curie i G. J a f f e w latach 1902—1908. Prace Białobrzeskiego wiązały się z pracami tych autorów i dotyczyły zbadania zmiany przewodnictwa bardzo dobrych izolatorów organicznych, typu ozokierytu, w punkcie topnienia. W badaniach tych autor stwierdził, że ilości wzbudzonych przez promieniowanie radu jonów w stanach stałych i ciekłych są te same, a zmienia się tylko ruchliwość jonów. Dalsze prace Białobrzeskiego polegały na zbadaniu właściwości szeregu izolatorów stałych, a więc siarki, wosku, parafiny, jak też dielektryków ciekłych. W tych ostatnich Białobrzeski zbadał zależność ruchliwości jonów od współczynnika lepkości cieczy dielektrycznych i zależności prądowo-napięciowe. Badaniu były poddane różne frakcje eteru naftowego, ligroiny, oleju naftowego i wazelinowego. W pracach tych wykazał Białobrzeski istnienie daleko idącego podobieństwa pomiędzy zależnościami obserwowanymi w cieczach dielektrycznych i w gazach zjonizowanych i otrzymane wyniki ujął ilościowo.

Po powrocie do Kijowa Białobrzeski kontynuował swe badania rozpoczęte w Paryżu; poza tym opracował tu i opublikował rozprawę teoretyczną o właściwościach dielektryków stałych. Praca ta była ogłoszona w r. 1912 w *Le Radium*, później zaś po polsku w *Wiadomościach Matematyczno-Fizycznych*, a następnie przetłumaczona na język niemiecki przez redakcję *Elektrotechnische Zeitschrift*. Wszystkie te prace stały się podstawą do ogłoszonej w r. 1911 w Kijowie rozprawy w języku rosyjskim ze streszczeniem francuskim. Tytuł francuski rozprawy brzmiał: „L'ionisation des diélectriques liquides et solides“. Na podstawie tej rozprawy i po jej publicznej obronie otrzymał Białobrzeski tytuł magistra i w r. 1913 powołany został na katedrę fizyki i geofizyki w Uniwersytecie Kijowskim, na której pozostawał do r. 1919.

W czasie studiów uniwersyteckich i późniejszej pracy na Uniwersytecie Kijowskim Białobrzeski nie wyłączał się z nurtujących ówczesną młodzież zainteresowań sprawami politycznymi. Jak o tym sam wspomina w szkicu autobiograficznym, pracował on czynnie wspólnie z postępowymi Rosjanami w tajnych kołach politycznych, których celem była walka z despotyzmem carskim i rozstrzygnięcie zagadnień narodowościowych w Rosji. Będąc już docentem Uniwersytetu utrzymywał łączność z kołami rewolucyjnymi i nie obawiał się przy każdej nadarzającej się sposobności okazywać ofiarom carskiego terroru opiekę i nieść im pomoc i pocieszenie, o czym dobrze pamiętają niektórzy spośród żyjących jego uczniów z okresu kijowskiego. W r. 1916 Białobrzeski bierze udział w organizowaniu Polskiego Kolegium Uniwersyteckiego w Kijowie i prowadzi w nim wykłady fizyki. W grudniu 1919 r. opuszcza Kijów udając się do Polski.

Po długim, blisko 10-letnim okresie pracy doświadczalnej następuje jeszcze w czasie pobytu w Kijowie w działalności naukowej Białobrzewskiego znamienny zwrot. Zwrot ten świetnie scharakteryzował Białobrzewski w wymienionym wyżej szkicu autobiograficznym, wydanym w języku polskim w r. 1927. Jak tam wyjaśnia autor, na przełom ten złożyło się kilka czynników. Przede wszystkim była to nurtująca od dawna w jego umyśle dążność do syntetycznego ujmowania zjawisk przyrody i do zajmowania się problemami o znaczeniu podstawowym. Za taki problem Białobrzewski uważał przede wszystkim promieniowanie. Bliższego tematu dostarczyła lektura znakomitego dzieła H. Poincarégo „Leçons sur les hypothèses cosmogoniques“ oraz wykłady geofizyki, jakie prowadził on jako docent na Uniwersytecie Kijowskim i które z reguły były poprzedzane wstępem astronomicznym.

W trakcie tych prac i rozmyślań uwagę Białobrzewskiego zwrócił fakt, że we wszystkich dotychczasowych teoriach budowy wnętrza gwiazd pomijano rolę ciśnienia promieniowania, jako czynnika o podstawowym znaczeniu. Wiemy jednak, że temperatura wewnątrz Słońca i innych gwiazd wzrasta szczególnie szybko w warstwach bliskich powierzchni, a we wnętrzu przybiera olbrzymie wartości; z drugiej zaś strony wiadomo, że ciśnienie gazu rośnie proporcjonalnie do temperatury bezwzględnej, ciśnienie zaś promieniowania do jej czwartej potęgi. Wychoząc z modelu traktującego gwiazdy jako wielkie kule gazowe, Białobrzewski ideom swoim nadał szatę teorii fizycznej, z której wynikało, że ciśnienie promieniowania na równi z ciśnieniem materii atomowej winno rządzić równowagą we wnętrzu gwiazd. Stąd wypływał jeszcze wniosek, że rola promieniowania w tym procesie jest tym większa, im większa jest masa gwiazdy, i to prowadziło do warunku trwałości poszczególnych rodzajów gwiazd. W ten sposób powstała rozprawa teoretyczna (maj 1913 r.), dzięki której nazwisko Białobrzewskiego z czasem stało się sławne wśród fizyków.

Warto dorzucić słów parę o losach tego odkrycia. Ponieważ praca Białobrzewskiego ukazała się w wychodzącym w małym nakładzie *Biuletynie Międzynarodowym Polskiej Akademii Umiejętności* w Krakowie, więc za granicą nie zwróciła na siebie od razu uwagi. Na przeszkodzie stanął również wybuch wojny 1914 r. W trzy lata po odkryciu Białobrzewskiego niezależnie od niego na tę samą myśl wpadł znany astronom angielski E d d i n g t o n i od roku 1916 ogłosił kilka rozpraw o wpływie ciśnienia promieniowania na równowagę gwiazd. Prace te zyskały wielki rozgłos a Eddington, jako specjalista astronom, szerzej rozwinął zastosowania astronomiczne nowej teorii, na gruncie której powstał nowy, obszerny dział astrofizyki dotyczący budowy wewnętrznej gwiazd. W parę lat po pierwszej wojnie światowej Białobrzewski przesłał Eddingtonowi odbitkę

Pierwsze systematyczne badania nad przewodnictwem samoistnym i wzbudzonym dielektryków przeprowadzili między innymi P. Curie i G. J a f f e w latach 1902—1908. Prace Białobrzeskiego wiązały się z pracami tych autorów i dotyczyły zbadania zmiany przewodnictwa bardzo dobrych izolatorów organicznych, typu ozokierytu, w punkcie topnienia. W badaniach tych autor stwierdził, że ilości wzbudzonych przez promieniowanie radu jonów w stanach stałych i ciekłych są te same, a zmienia się tylko ruchliwość jonów. Dalsze prace Białobrzeskiego polegały na zbadaniu właściwości szeregu izolatorów stałych, a więc siarki, wosku, parafiny, jak też dielektryków ciekłych. W tych ostatnich Białobrzeski zbadał zależność ruchliwości jonów od współczynnika lepkości cieczy dielektrycznych i zależności prądowo-napięciowe. Badaniu były poddane różne frakcje eteru naftowego, ligroiny, oleju naftowego i wazelinowego. W pracach tych wykazał Białobrzeski istnienie daleko idącego podobieństwa pomiędzy zależnościami obserwowanymi w cieczach dielektrycznych i w gazach zjonizowanych i otrzymane wyniki ujął ilościowo.

Po powrocie do Kijowa Białobrzeski kontynuował swe badania rozpoczęte w Paryżu; poza tym opracował tu i opublikował rozprawę teoretyczną o właściwościach dielektryków stałych. Praca ta była ogłoszona w r. 1912 w *Le Radium*, później zaś po polsku w *Wiadomościach Matematyczno-Fizycznych*, a następnie przetłumaczona na język niemiecki przez redakcję *Elektrotechnische Zeitschrift*. Wszystkie te prace stały się podstawą do ogłoszonej w r. 1911 w Kijowie rozprawy w języku rosyjskim ze streszczeniem francuskim. Tytuł francuski rozprawy brzmiał: „L'ionisation des diélectriques liquides et solides“. Na podstawie tej rozprawy i po jej publicznej obronie otrzymał Białobrzeski tytuł magistra i w r. 1913 powołany został na katedrę fizyki i geofizyki w Uniwersytecie Kijowskim, na której pozostawał do r. 1919.

W czasie studiów uniwersyteckich i późniejszej pracy na Uniwersytecie Kijowskim Białobrzeski nie wyłączał się z nurtujących ówczesną młodzież zainteresowań sprawami politycznymi. Jak o tym sam wspomina w szkicu autobiograficznym, pracował on czynnie wspólnie z postępowymi Rosjanami w tajnych kołach politycznych, których celem była walka z despotyzmem carskim i rozstrzygnięcie zagadnień narodowościowych w Rosji. Będąc już docentem Uniwersytetu utrzymywał łączność z kołami rewolucyjnymi i nie obawiał się przy każdej nadarzającej się sposobności okazywać ofiarom carskiego terroru opiekę i nieść im pomoc i pocieszenie, o czym dobrze pamiętają niektórzy spośród żyjących jego uczniów z okresu kijowskiego. W r. 1916 Białobrzeski bierze udział w organizowaniu Polskiego Kolegium Uniwersyteckiego w Kijowie i prowadzi w nim wykłady fizyki. W grudniu 1919 r. opuszcza Kijów udając się do Polski.

swej pracy z r. 1913 i natychmiast otrzymał odpowiedź, w której znakomity astrofizyk między innymi pisał: „I congratulate you on having been apparently the first to point out the large share of radiation pressure in the internal equilibrium of a star“*.

W Polsce praca Białobrzeskiego została przyjęta przychylnie przez uczonych tej miary, co Smoluchowski, Natanson, Rudzki. W rok później powołano Białobrzeskiego na katedrę fizyki w Uniwersytecie Jagiellońskim, lecz wybuch pierwszej wojny światowej opóźnił przyjazd Białobrzeskiego do Krakowa na lat pięć, które, jak pisaliśmy, uczony spędził nadal w Kijowie. Po rocznym pobycie w Krakowie Białobrzeski został powołany w r. 1921 na katedrę fizyki teoretycznej w Uniwersytecie Warszawskim, którą zajmował przez 33 lata, aż do śmierci.

Pierwsze lata pobytu w Warszawie stanowiły pod względem tematyki naukowej niejako przedłużenie okresu prac teoretycznych, zapoczątkowanych w Kijowie. W latach tych zajmuje się Białobrzeski teorią rozpraszania światła przez wodę, teorią przewodnictwa metali, opracowuje określone zagadnienia z teorii kwantów. Po tych pracach przechodzi Białobrzeski do drugiego większego tematu teoretycznego, który zaprzętnął jego umysł przez następne kilka lat, do zagadnienia absorpcji rzeczywistej światła.

Temat ten stoi w bezpośrednim związku z pracą Białobrzeskiego dotyczącą ciśnienia promieniowania. Uwagę Białobrzeskiego przyciąga tym razem niezaprzeczony fakt, że podstawowym źródłem życiodajnym na Ziemi jest promieniowanie słoneczne, jakie zostaje pochłonięte przez ciała ziemskie. Z drugiej strony autora uderzała okoliczność, że dotychczas nie umiano sobie wytłumaczyć, w jaki sposób odbywa się rzeczywista absorpcja światła, to znaczy przemiana energii promienistej na ciepło będące ruchem bezładnym cząsteczek ciał. Zdaniem Białobrzeskiego wzrost energii ruchu cząsteczkowego musi być wynikiem pracy sił działających na cząsteczki, a jedyną siłą, jaka tu może wystąpić, jest ciśnienie promieniowania. Autor przyjmuje dalej, że regularna fala świetlna, zanim przeobrazi się w nieregularny ruch cieplny cząsteczek ciała, musi w tym celu wpięrować się w fale świetlne nieregularne, to znaczy ulec rozproszeniu. Na gruncie tych rozważań autor udowadnia, że praca ciśnień fal rozproszonych wywieranych na cząsteczki jest zawsze dodatnia, tj. wywołuje stratę energii promienistej na rzecz energii cieplnej. Twierdzenie to nazywa autor zasadą prac fluktuacyjnych.

Reasumując widzimy, że według Białobrzeskiego przemiana energii promienistej na ciepło odbywa się w dwu etapach: najpierw mamy do

* „Winszuje Panu, że był Pan jak się wydaje, pierwszy, który zwrócił uwagę na wielką rolę ciśnienia promieniowania w wewnętrznej równowadze gwiazd“ (przyp. red.).

czynienia ze stopniowym rozpraszaniem przez materię fal regularnych w nią wstępujących, po czym następuje przeobrażenie energii fal rozproszonych w ciepło za pośrednictwem ciśnień wywieranych przez fale na cząsteczki. Zaslugą Białobrzęskiego było, że zwrócił on uwagę na różnicę pomiędzy falami rozproszonymi wewnątrz substancji a promieniowaniem rozproszonym, rozchodzącym się w ostatecznej przestrzeni; przedtem badany był tylko ten drugi rodzaj promieniowania. W szeregu prac, jakie zostały opublikowane przez niego w latach 1923—26, autor precyzuje teorię i obok rozważań klasycznych przeprowadza również rozważania na gruncie kwantowej teorii promieniowania.

W tym samym mniej więcej czasie Białobrzęski ogłosił drukiem szereg dalszych prac na temat budowy wewnętrznej i promieniowania gwiazd, które zostały ostatecznie streszczone w książce wydanej w r. 1931 w języku francuskim p. t. „La Thermodynamique des Etoiles“. Książka ta zamyka niejako drugi okres twórczej pracy Białobrzęskiego, zapoczątkowany w r. 1912. Poczynając od tego czasu coraz częściej zaczyna Białobrzęski publikować artykuły dotyczące podstaw filozoficznych fizyki i tematu tego już nie opuści do końca.

Początek trzeciego okresu twórczej pracy Białobrzęskiego zbiega się z uruchomieniem przy ulicy Oczki 3 stworzonej przez niego pracowni doświadczalnej przy Zakładzie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. W pracowni tej poza działem teoretycznym były reprezentowane dwa zasadnicze kierunki doświadczalne, którymi się zajmował Białobrzęski w pierwszym okresie swej kariery naukowej, a więc: optyka i badania przewodnictwa wzbudzonego w dielektrykach stałych i ciekłych; później do tego doszły badania promieni kosmicznych. Z tej ostatniej dziedziny ogłosił Białobrzęski w latach 1935—36 trzy publikacje, pierwsze dwie wspólnie ze swoim uczniem I. A d a m c z e w s k i m, a trzecią — sam. Prace te dotyczyły zastosowania dokładnie oczyszczonych cieczy izolujących, głównie heksanu, do pomiarów metodą jonizacyjną zjawisk obserwowanych w promieniach kosmicznych (chodziło tu o zbadanie tzw. uderzeń jonizacyjnych Hoffmanna).

Zasluguje na podkreślenie, że organizacja pracowni fizycznej kierowanej przez Białobrzęskiego znacznie odbiegała od organizacji podobnych zakładów uniwersyteckich w ówczesnej Polsce, przypominając raczej skromnych rozmiarów Instytut Fizyki. Pracownicy naukowcy w ilości 5—6 osób pobierali normalne uposażenia asystenckie z Wydziału Nauki Ministerstwa Oświaty, lecz byli na szereg lat całkowicie zwolnieni od obowiązków dydaktycznych, mając w ten sposób dużo czasu na pracę naukową. W wyniku takiej organizacji i odpowiedniego doboru personelu praca naukowa w pracowni wykazywała duże tempo, czego dowodem jest opublikowanie na przestrzeni 7 lat istnienia pracowni blisko stu prac

naukowych oraz wykonanie dwu prac doktorskich i jednej habilitacyjnej. Niestety wybuch wojny w r. 1939 i zniszczenie w następnych latach Warszawy położyły kres tak świetnemu rozwojowi tej placówki naukowej.

Jak już o tym była mowa, mniej więcej od r. 1931 datuje się u Białobrzeskiego wyraźny zwrot ku zagadnieniom naukowo-poznawczym fizyki, o czym wyraźnie świadczą odnośne pozycje załączonej bibliografii. W miarę rozwoju mechaniki kwantowej zainteresowania Białobrzeskiego skupiają się dokoła zagadnienia interpretacji fizycznej podstaw tej teorii i usunięcia trapiących ją sprzeczności. Świetnie w tym czasie rozwijająca się pod kierownictwem Białobrzeskiego pracownia fizyczna najwidoczniej zaspokajała jego zainteresowania doświadczalne, a intelekt uczonego kierował się teraz całkowicie ku zagadnieniom podstaw filozoficznych fizyki. Kontakt z wybitnymi uczonymi zagranicznymi ułatwiał Białobrzeskiemu fakt powołania go w r. 1935 na członka Komisji Międzynarodowej Współpracy Umysłowej w Lidze Narodów (International Institute of Intellectual Co-operation) na miejsce opróżnione przez śmierć Marii Skłodowskiej-Curie. Związane z tym częste wyjazdy za granicę na posiedzenia Komisji, udział w międzynarodowych konferencjach naukowych i inne tego rodzaju zajęcia dostarczały Białobrzeskiemu nowych podniet do pracy, aż wreszcie z jego inicjatywy zostaje zorganizowana przez Polską Komisję Współpracy Umysłowej (The Polish Intellectual Co-operation Committee) na wiosnę r. 1938 w Warszawie międzynarodowa konferencja naukowa.

Głównym tematem konferencji było przedyskutowanie zagadnienia interpretacji podstaw mechaniki kwantowej na gruncie jej najnowszych zdobyczy. Udział w konferencji wzięło blisko trzydziestu wybitnych teoretyków zagranicznych i krajowych a w tej liczbie Bohr, Darwin, Eddington, Langevin, von Neumann. Referat zagajający obrady wygłosił Białobrzeski i on też został obrany przewodniczącym obrad konferencji. Pracom konferencji poświęcono osobną książkę pt. „New theories in Physics“ wydaną w dwu językach, angielskim i francuskim w Paryżu w r. 1939.

W rok po odbyciu omawianej konferencji międzynarodowej nastąpił pamiętny wrzesień 1939 r. Polskie życie naukowe brutalnie tłumione przez hitlerowców zeszło do podziemia. Czesław Białobrzeski mimo tragedii, jaka zaciążyła nad narodem polskim i całą ludzkością, nie załamał się i nie zaprzestał twórczej pracy naukowej. W czasie tym w mieszkaniu Białobrzeskiego systematycznie odbywały się tajne zebrania grona fizyków i filozofów, na których prowadzono dyskusje naukowe z zakresu podstaw filozoficznych fizyki, w inne znów dni do profesora przychodzili na wykłady i konsultacje studenci z tajnego nauczania. W okresie tym Białobrzeski przygotował do druku dwa tomy trytomowego dzieła

o tematyce stojącej na pograniczu fizyki i filozofii i noszącego tytuł „Podstawy poznawcze fizyki“. Opracowane tomy uległy całkowitemu spaleniowi podczas powstania warszawskiego w r. 1944.

W latach wojennych prof. Białobrzeski nie zaprzestał opiekowania się stworzoną przez siebie pracownią fizyczną i związanym z nią personelem. By uratować przyrządy przed konfiskatą i wywiezieniem do Niemiec, Białobrzeski tworzy w niej przy współudziale obecnych w Warszawie asystentów ośrodek badań fizyko-technicznych dla potrzeb przemysłu. Są tu wykonywane prace zlecone dla Dyrekcji Wodociągów Miejskich, dotyczące badania lepkości wody, szereg prac instalacyjnych i pomiarowych dla szpitalnictwa miejskiego, i wiele innych prac o podobnym charakterze.

Dzięki tym posunięciom Białobrzeskiego pracownia fizyczna przy ul. Oczuki 3 przetrwała wraz z całym swym bogatym wyposażeniem aż do sierpnia 1942 r., kiedy to w czasie jednego z nocnych nalotów została zburzona przez bomby lotnicze. Ocalała tylko głęboka suteryna, gdzie zawdzięczając głównie energii asystenta pracowni dra I. Adamczewskiego prace były nadal kontynuowane, chociaż na dużo mniejszą skalę. W stanie tym pracownia fizyczna dotrwała aż do powstania warszawskiego dając świadectwo wytrwałości i niezłomności polskiego uczonego.

Po wypędzeniu z domu w czasie powstania i po pożarze Warszawy Białobrzeski zimę 1944/45 i część lata spędził jako tułacz w Częstochowie. Mimo nadszarpniętego przez wypadki warszawskie zdrowia i podeszłego wieku Białobrzeski w czasie swego pobytu w Częstochowie wykłada fizykę na tajnych kompletach akademickich i skupia dokoła siebie grupkę bardziej zaawansowanej młodzieży, z którą sposobem seminaryjnym przerabia aktualne zagadnienia współczesnej fizyki teoretycznej z dostępnej wówczas literatury naukowej.

Po wyzwoleniu wraca Białobrzeski do zburzonej Warszawy, gdzie znowu obejmuje kierownictwo Zakładu Fizyki Teoretycznej w dźwigającym się z ruin Uniwersytecie Warszawskim. Zainteresowania naukowe Białobrzeskiego obracają się wciąż dokoła podstaw filozoficznych fizyki. Z tego czasu pochodzi szereg mniejszych artykułów ogłoszonych w różnych czasopismach naukoznawczych i filozoficznych oraz duży artykuł opublikowany w *Nauce Polskiej* pt. „Synteza filozoficzna i metodologia nauk przyrodniczych“ będący streszczeniem referatu wygłoszonego w UNESCO. Z tego okresu pochodzą też dzieła o treści popularno-naukowej dotyczące aktualnych zagadnień fizyki współczesnej, jak też piękny artykuł pośmiertny o Pawle Langevinie.

W okresie powojennym pracował również Białobrzeski nad odtworzeniem spalonego w r. 1944 dzieła „Podstawy poznawcze fizyki“, które po znacznym skróceniu zostało przygotowane do druku już tylko w obję-

tości jednego tomu. Prócz prac naukowych i popularno-naukowych pozostawił po sobie Białobrzeski dużą spuściznę dydaktyczną. W okresie od 1921 do 1953 roku, z pominięciem lat wojennych, Białobrzeski własnoręcznie opracowywał skrypty ze wszystkich prawie swoich wykładów, wydawane później przez organizacje studenckie w wielu nakładach. Ze skryptów tych szeroko korzystała ucząca się młodzież uniwersytecka polska w ciągu blisko ćwierćwiecza. W ostatnim roku swego życia Białobrzeski opracował i oddał do druku na parę tygodni przed śmiercią duży podręcznik uniwersytecki termodynamiki.

Białobrzeski brał żywy udział w życiu naukowym w kraju i za granicą. Należał do Polskiego Towarzystwa Fizycznego, gdzie kilkakrotnie piastował godność przewodniczącego, należał do Polskiego Towarzystwa Geofizyków, był członkiem Komitetu Zarządzającego Kasą im. Mianowskiego, aż do jej połączenia w r. 1950 z Towarzystwem Naukowym Warszawskim, był członkiem Towarzystwa Naukowego Warszawskiego i Polskiej Akademii Umiejętności, a od roku 1952 — członkiem tytularnym Polskiej Akademii Nauk, należał również do Société Française de Physique. W styczniu 1947 r. na zebraniu w Paryżu został obrany jednym z wiceprzewodniczących Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej i w tym charakterze brał udział w jej pracach aż do wygaśnięcia kadencji w r. 1951. Był to uczony o niezmiernie szerokich horyzontach, subtelny badacz przyrody i głęboki myśliciel.

Piszący te słowa, będąc uczniem i długoletnim współpracownikiem Czesława Białobrzeskiego, miał możność obserwować z bliska tę wybitną postać na przestrzeni lat 26. W życiu codziennym był Białobrzeski człowiekiem niezmiernie prostym i łatwym w obcowaniu; cechowała go systematyczność i ogromny spokój, w poglądach zaś przejawiał się głęboki humanitaryzm.

Osoby pamiętające profesora Białobrzeskiego z pierwszych lat okresu warszawskiego twierdzą jednak, że wówczas nie był to bynajmniej człowiek o zawsze spokojnym i ustępliwym usposobieniu. Szczególnie w dyskusjach naukowych, gdzie chodziło o ścieranie się poglądów na sprawy podstawowe, Białobrzeski nie rzadko przybierał postawę bojową i odważnie argumentował w obronie swoich tez, a zdania jego niejednokrotnie cechowała subtelna ironia i cięty dowcip w stosunku do przeciwnika. Lecz z biegiem lat cechy te stopniowo ulegały przemianie, spokój wyraźnie zaczynał górować nad uniesieniem oratorskim i w wyniku tego procesu osobowość Białobrzeskiego przybrała wszystkie te cechy zewnętrzne, jakie obserwowaliśmy w ostatnim okresie jego życia. W stosunku do uczniów i asystentów starał się Białobrzeski zawsze stworzyć atmosferę przyjaźni i niemal rodzinny nastrój. Zwyczajem jego było co pewien czas zbierać nas w swoim mieszkaniu na posiłek wieczorny i po-

gawędkę. Chwile wówczas płynęły nam szybko w podniosłym nastroju, temat gonił temat, a pobyt nasz z reguły przedłużał się do północy. Po wieczorach tych pozostawały u nas wszystkich niezatarte wspomnienia. A teraz odszedł na zawsze . . .

Nauka i społeczeństwo polskie przez śmierć Czesława Białobrzewskiego poniosły ciężką, nieodżałowaną stratę. Cześć Jego pamięci!

BIBLIOGRAFIA PRAC CZESŁAWA BIAŁOBRZESKIEGO

1. Absorption de la lumière dans les milieux colorés, Bull. Univ. Kjev. (1904).
2. Action des rayons α sur les diélectriques solides, C. R. 149 (1909).
3. Recherches sur l'ionisation dans les diélectriques solides et liquides, Le Radium, 7, 48 (1910).
4. Recherches sur l'ionisation dans les diélectriques solides et liquides, Le Radium, 7, 76 (1910).
5. L'ionisation des carbures l'hydrogène liquides, Le Radium, 8, 293 (1911).
6. Zasada względności i niektóre jej zastosowania, Wektor, 1 (1911).
7. L'ionisation des diélectriques liquides et solides, Univ. Press, Kjev. 1911.
8. L'ionisation des diélectriques liquides et solides, Bull. Univ. Kjev. (1910—1912).
9. Sur les théories des diélectriques. Le Radium, 9, 250 (1912).
10. Sur l'équilibre thermodynamique d'une sphère gazeuse libre, Bull. Acad. Sc. Cracovie, A, 264 (1913).
11. Influence de la pression de radiation sur la rotation des corps célestes, C. R., 782 (1916).
12. On the Duration of Emission of Quanta in Bohr's Atomic Model, Bull. Acad. Sc. Cracovie nr 8—10 (1919).
13. On the Theory of Metallic Conduction, Bull. Acad. Sc. Cracovie, A, 54 (1919).
14. Sur la diffusion de la lumière et de bleu de l'eau, Sprawozdania i Prace PTF, 1, 19 (1920—21).
15. On the Theory of Metallic Conduction, Phil. Mag. 14, 161 (1923).
16. Fizyka a rzeczywistość. Przegląd Warszawski, II, 137 (1923).
17. Wykłady o teorii względności (książka), Trzaska, Evert i Michalski, Warszawa 1923.
18. Sur la diffusion intérieure de la lumière et l'absorption vraie que en résulte. Bull. Acad. Sc. Cracovie, Juillet, 57 (1923).
19. L'absorption de la lumière et la théorie des quanta, Bull. Acad. Sc. Cracovie, Février, 21 (1924).
20. Considération sur la diffusion intérieure et l'absorption vraie de la lumière, J. Phys. Radium, 5, 269 (1924).
21. O pojęciu ciała i materii według fizyki współczesnej, Kwartalnik Filozoficzny, 78 (1926).
22. Sur l'absorption vraie de la lumière, Ann. Phys. (Paris), 5, 215 (1926).
23. Szkic autobiograficzny i uwagi o twórczości naukowej, Nauka Polska, 6, 49 (1927).
24. Fluctuations thermodynamiques et radiation des étoiles, Bull. Acad. Sc. Cracovie, Juin, 349 (1927).
25. Sur l'axiomatisation de la physique, Rev. de Metaphys. et de Morale, 35, 207 (1928).

26. La constitution interne et le rayonnement des étoiles, Journ. de Phys. et le Radium, 9, 237 (1928).
27. Potrzeby fizyki w Polsce, Nauka Polska, 10, 46 (1929).
28. Indeterminizm w fizyce współczesnej, Wszechświat, 169 (1930),
29. Quatre aspects du mécanisme du rayonnement des étoiles, Bull. Acad. Sc. Cracovie, 1 (1931).
30. La thermodynamique des étoiles (książka), Paris, Gauthier-Villard 1931.
31. Nowe drogi współczesnego przyrodoznawstwa, Nauka Polska, 16, 1 (1932).
32. O interpretacji fizycznej mechaniki kwantów, Mathesis Polska, 7, 105 (1932).
33. Sur l'interprétation concrète de la mécanique quantique, Rev. de Métaphys. et de Morale, 41, 83 (1934).
34. Dwa prądy ideowe w mechanice kwantowej, Mathesis Polska, 10, 1 (1935).
35. Biało-brzeski et Adamczewski, Application des diélectriques liquides à l'étude des „sauts“ d'ionisation provoqués par les rayons cosmiques, Bull. Acad. Sc. Cracovie, Mars-Avr. 120 (1935).
36. Biało-brzeski et Adamczewski, Cosmic Ray Bursts in Liquid Dielectrics, Nature, 136, 109 (1935).
37. L'ionisation des diélectriques liquides par les rayons X. Application des diélectriques liquides à l'étude des rayons cosmiques, J. Phys. Radium 7, 329 (1936).
38. La Science et la Culture, Organon, II, 17, 1938, Published by the Mianowski Institute, Warsaw.
39. New Theories in Physics, Introductory discourse, International Institute of Intellectual co-operation Paris 1939.
40. Synteza filozoficzna i metodologia nauk przyrodniczych, Nauka Polska, 25, 37 (1947).
41. Czym jest materia? (brozura popularno-naukowa), PZWS, Warszawa 1947.
42. Budowa atomów i układ periodyczny pierwiastków (książka popularno-naukowa), PZWS, Warszawa 1948.
43. Paul Langevin, Wiedza i Życie nr 8—9, str. 683 (1948).
44. Fizyka przed pół wiekiem a dziś (streszczenie odczytu wygłoszonego na publicznym posiedzeniu PAU dnia 25 VI 1949). Brozura nakładem PAU, Kraków 1950.
45. Termodynamika (podręcznik uniwersytecki). Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1954 (w druku).

(W powyższej bibliografii nie zostały podane skrypty z wykładów fizyki teoretycznej z lat 1921—1953, które opracowywał sam autor).

Andrzej Hrynkiewicz

Zakład Fizyki Jądra Atomowego
Instytutu Fizyki PAN w Krakowie

Nowoczesne metody spektrometrii promieni gamma*

W powojennym rozwoju fizyki jądrowej można rozróżnić dwa główne kierunki badań. Jednym z nich jest dążenie do poznania struktury jąder atomowych przez obserwację promieniowania wysyłanego przez nietrwałe i wzbudzone jądra. Drugi kierunek można by nazwać fizyką jądrową wielkich energii. Jej zadaniem jest dokładne poznanie sił jądrowych przez obserwację przebiegu zderzeń nukleonów dużej energii z jądrami. Do działów tej dziedziny fizyki należy również zaliczyć fizykę mezonów i fizykę promieniowania kosmicznego.

Spektrometria promieni γ oddaje wielkie usługi w badaniach struktury jąder. Spełnia tu rolę analogiczną do spektrometrii widm atomowych, która pozwoliła wyjaśnić strukturę elektronową atomu. Tak jak w spektrometrii atomowej chodziło o poznanie poziomów energetycznych elektronów w atomie, w spektrometrii jądrowej chodzi o zbadanie poziomów energetycznych jądra.

Jądro wzbudzone może przejść na niższy poziom energetyczny w dwójaki sposób: przez emisję fotonu γ lub przez emisję elektronów konwersji wewnętrznej. Toteż badanie widm promieni γ i widm elektronów konwersji dostarcza danych charakteryzujących poziomy energetyczne jąder oraz pozwala wyznaczyć reguły wyboru, rządzące przejściami między tymi poziomami. Poziom energetyczny jądra może być scharakteryzowany przez podanie: wartości energii, wartości spinu i parzystości funkcji falowej. Spektrometria promieni γ dostarcza nam tych danych.

Oprócz tego metody spektrometrii promieni γ spełniają ważną rolę w badaniu szeregu procesów nie zachodzących wewnątrz jądra, którym jednak również towarzyszy emisja fotonów dużej energii. Przykładami mogą być promieniowanie hamowania lub promieniowanie anihilacji par elektronowych.

* Artykuł opracowany na podstawie materiałów zebranych do referatu wygłoszonego na konferencji specjalnej PTF: „Technika Eksperymentalna Fizyki Jądra Atomowego“ w Krakowie w listopadzie 1953 r.

W zakres badań spektrometrii γ wchodzi:

- a) pomiar energii fotonów,
- b) wyznaczanie stosunków natężeń poszczególnych linii w widmie promieni γ , wysyłanych przez dany pierwiastek,
- c) wyznaczanie multipolowości przejść, którym towarzyszy emisja fotonu.

Energie i stosunki natężeń można wyznaczyć z widm promieni γ . Multipolowość przejść wyznacza się dwiema drogami: albo z widm elektronów konwersji wewnętrznej przez pomiar współczynników konwersji, albo w przypadku kaskadowej emisji fotonów γ — przez obserwację korelacji kątowych między wysłanymi w kaskadzie fotonami.

Jeszcze jednym zagadnieniem, nie wchodzącym już co prawda w zakres spektrometrii gamma w ścisłym tego słowa znaczeniu, jest bardzo „modne“ obecnie zagadnienie polaryzacji fotonów emitowanych w pewnych określonych warunkach. Przykładem może być badanie polaryzacji fotonów wysyłanych przez zorientowane jądra atomowe, badanie polaryzacji promieniowania hamowania czy też polaryzacji promieniowania anihilacyjnego.

Z podanego wyżej przeglądu problemów, jakie się nasuwają w związku ze spektrometrią promieni γ , widać, jak obszerny, bogaty i trudny do wyczerpania jest ten temat. Ograniczę się wobec tego tylko do omówienia metod pomiaru energii promieni γ .

Zacznę od podania zestawienia najważniejszych metod.

Tablica I

1	Pomiar współczynnika absorpcji			
2	Pomiar energii wtórnych elektronów			Pomiar energii elektronów konwersji wewnętrznej
	Fotoelektrony	Elektrony comptonowskie	Elektrony par	
	Metoda komory Wilsona			
		Metoda Bothe'go		
	Spektrometry magnetyczne			
	Spektrometry scyntylacyjne			
3	Pomiar energii produktów fotoreakcji			
4	Pomiar długości fali przez dyfrakcję w kryształach Spektrometry kryształiczne			

Przydatność metod spektrometrii możemy rozpatrywać z kilku punktów widzenia.

Zdolność rozdzielcza spektrometru. Od zdolności rozdzielczej zależy dokładność, z jaką może być wyznaczona energia fotonów. Za miarę zdolności rozdzielczej danej metody można przyjąć stosunek $\Delta W/W$ połówkowej szerokości linii (patrz rys. 9) do energii linii w otrzymanym tą metodą widmie promieni gamma. Błąd, jaki popełniamy przy pomiarze energii, jest znacznie mniejszy niż ΔW , gdyż położenie maksimum na wykresie widma możemy wyznaczyć z błędem stanowiącym drobny ułamek szerokości połówkowej.

Fod względem dokładności prym wśród metod spektrometrii promieni γ dźierzą metody spektrometrów magnetycznych i spektrometru krystalicznego. Pozwalają one na osiągnięcie dokładności dochodzących do 0,01%. Jest to dokładność tego rzędu, z jaką znamy większość stałych atomowych. Metody spektrometrów magnetycznych i krystalicznych uzupełniają się nawzajem. Gdy za pomocą spektrometru krystalicznego można osiągnąć przytoczoną dokładność dla promieni γ o energii poniżej 500 keV, to spektrometry magnetyczne służą również do pomiaru energii większych, dochodzących do kilku, a nawet kilkunastu MeV.

Duża zdolność rozdzielcza jest sprawą bardzo ważną w badaniach schematów rozpadu jąder. Zwiększenie zdolności rozdzielczej pozwala często stwierdzić obecność w widmie promieni γ nowej, nie wyodrębnionej poprzednio linii, a także rozstrzygnąć między kilkoma możliwymi schematami rozpadu. Dobrym przykładem jest rozpad ^{131}I . Gdy energie wysyłanych promieni γ były znane z dokładnością 1,5%, możliwych było aż 7 schematów rozpadu. Zwiększenie dokładności do 0,5% pozwoliło wyeliminować 3 kombinacje, a przy dokładności 0,01% udało się schemat rozpadu wyznaczyć jednoznacznie.

Czułość spektrometru. Powstaje pytanie, które z metod spektrometrii γ mogą być zastosowane do źródeł o bardzo małej aktywności, a które wymagają znacznie silniejszych źródeł. Pod tym względem spektrometry scyntylicyjne wybitnie przewyższają wszystkie inne. Pozwalają one wyznaczyć widmo promieni gamma źródeł o aktywnościach zaledwie 10^{-9}C , co odpowiada ok. 40 rozpadom na sekundę. Niestety, zdolność rozdzielcza spektrometru scyntylicyjnego pozostawia na razie wiele do życzenia, gdyż na ogół nie spada poniżej 10%. Na odwrót, spektrometry magnetyczne i krystaliczne, które — jak wiemy — odznaczają się wielką zdolnością rozdzielczą, posiadają bardzo małą czułość — gorszą o kilka rzędów wielkości od czułości spektrometrów scyntylicyjnych.

Czas rozdzielczy spektrometru. Dobry, to znaczy dostatecznie krótki czas rozdzielczy ma szczególnie duże znaczenie przy pomiarach koincydencyjnych, gdy chcemy wyznaczyć energię fotonów emitowanych

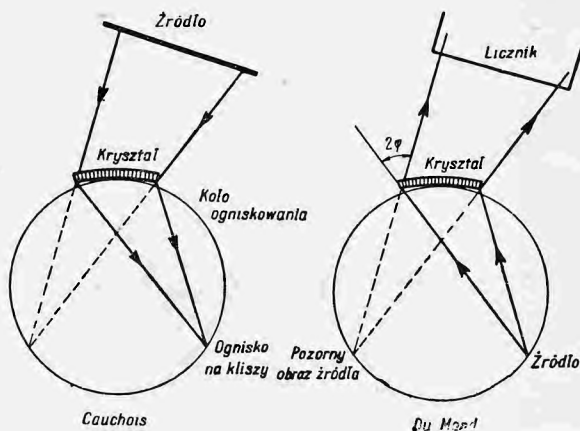
równocześnie z jakimiś innymi cząstkami jądrowymi. Tutaj również spektrometry scyntylicyjne wysuwają się na pierwszy plan, gdyż czas rozdzielczy licznika scyntylicyjnego może być w pewnych warunkach obniżony do 10^{-8} , a nawet 10^{-9} sek.

Spektrometr krystaliczny

Pierwszych, bardzo dokładnych pomiarów energii promieni γ dokonał Jessie Du Mond w Pasadenie za pomocą spektrometru krystalicznego. Prace nad spektrometrem Du Mond i jego współpracownicy rozpoczęli w 1938 r. Zostały one przerwane na czas wojny, a następnie wznowione i uwieńczone pomyślnym wynikiem. W latach 1945—1952 Du Mond wykonał szereg niezwykle dokładnych pomiarów energii promieni γ , a więc na przykład linii ^{198}Au (0,412 MeV), linii ^{60}Co (1,17 MeV i 1,33 MeV) oraz energii fotonów anihilacyjnych (0,511 MeV) [1, 2, 3].

Spektrometr Du Mond'a był modyfikacją spektrometru z wygiętym kryształem, skonstruowanego w 1932 r. przez Cauchois do pomiaru

energii twardych promieni X. Zasada spektrometrów Cauchois i Du Mond'a jest przedstawiona na rys. 1.



Rys. 1. Schematy spektrometrów Cauchois i Du Mond'a

przechodzą przez niego na wylot. Kryształ jest tak wycięty, że odbijające płaszczyzny atomowe w przedłużeniu przecinają się wzdłuż osi walca, którego pobocznice stanowi powierzchnia kryształu.

W spektrometrze Cauchois rozciągnięte źródło (na przykład anoda lampy rentgenowskiej) było umieszczone na zewnątrz koła ogniskowania. Promienie X o różnej długości fali po przejściu przez kryształ i odbiciu pod kątem Bragga od jego płaszczyzn atomowych były ogniskowane w różnych punktach na obwodzie koła. W spektrometrze Du Mond'a zastoso-

wano źródło punktowe. Umieszczono je na obwodzie koła ogniskowania, a promienie o różnej długości fali po przejściu przez kryształ rozchodziły się pod różnymi kątami.

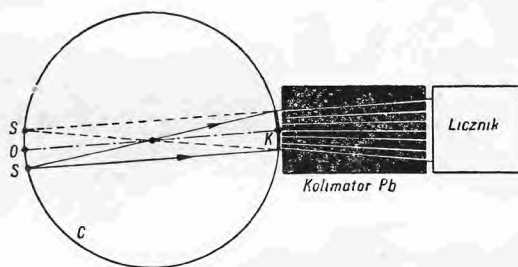
Metoda Du Monda daje przy tej samej aktywności źródła wielokrotnie większe natężenie promieni odbitych w kryształach, gdyż w tej metodzie wszystkie promienie padające na kryształ (a więc lecące w kącie o rozwartości kilku stopni) mają szansę odbicia pod kątem Bragga. Tymczasem w spektrometrze Cauchois promienie wychodzące z jakiegoś punktu źródła, aby ulec odbiciu w kryształach, mają do dyspozycji kąt zaledwie kilku sekund.

W spektrometrze Du Monda kryształem była płytka kwarcowa o wymiarach $70 \times 50 \times 1$ mm, umieszczona między dwiema odpowiednio wygiętymi płytami stalowymi, w których zostały wycięte okienka. Promień krzywizny kryształu, równy średnicy koła ogniskowania, wynosił 2 m. Stała siatki, czyli odległość między płaszczyznami atomowymi, na których następowało odbicie braggowskie, była równa $d = 1177,6 \text{ X}^*$.

W tych warunkach kąt Bragga φ dla fotonów o energii 510 keV wynosił $34'$ a dla 3 MeV — $4'$. W związku z tym rozdzielenie wiązek odbitej i przechodzącej wprost, które tworzyły ze sobą kąt 2φ , nastęcało duże trudności. Du Mond zastosował wielokanałowy kolimator ołowiany długości 80 cm (rys. 2). Kolimator osłabiał co prawda natężenie wiązki odbitej o ok. 50%, ale ułatwiał oddzielenie jej od promieni przechodzących wprost, co pozwoliło przesunąć górną granicę mierzalnych energii od 450 keV do 1,7 MeV. Do

detekcji promieni odbitych zastosowano licznik Geigera - Müllera o średnicy wewnętrznej 8 cm, otoczony osłoną z liczników antykoincydencyjnych. W celu zwiększenia wydajności licznika na promienie γ umieszczono w jego wnętrzu przegrody z cienkiej posrebrzonej folii ołowianej.

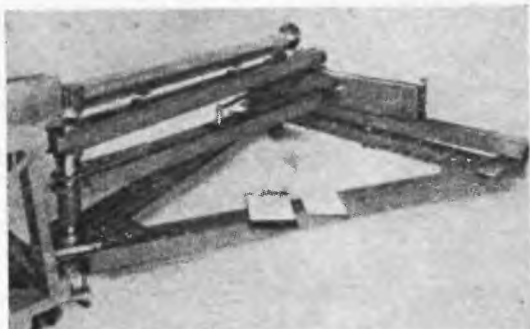
Powstał w ten sposób licznik wielokomorowy, którego plateau było dość krótkie w porównaniu z licznikiem pojedynczym, bo w przypadku 9 komór wynosiło tylko 100 V, ale wydajność na promienie γ znacznie wzrosła. Licznik 9-komorowy miał wydajność na fotony 0,5 MeV ok. 30%.



Rys. 2. Rola kolimatora ołowianego w spektrometrze Du Monda

* $1\text{X} = 10^{-3} \text{ \AA}$.

Cały spektrometr został tak zmontowany, że kolimator i licznik były nieruchome, natomiast kryształ i źródło promieni γ obracały się w taki



Rys. 3. Fotografia spektrometru Du Mond'a (z Rev. Sci. Instr., 18, 633 (1947))

sposób, że pozostawały stale na kole ogniskowania. Skala, w jaką zaopatrzona była część ruchoma przyrządu, została wycechowana z geometrii spektrometru i wyrażona bezpośrednio w jednostkach X. Położenie na skali można było odczytywać z dokładnością do 0,001 X. Fotografia spektrometru jest przedstawiona na rys. 3.

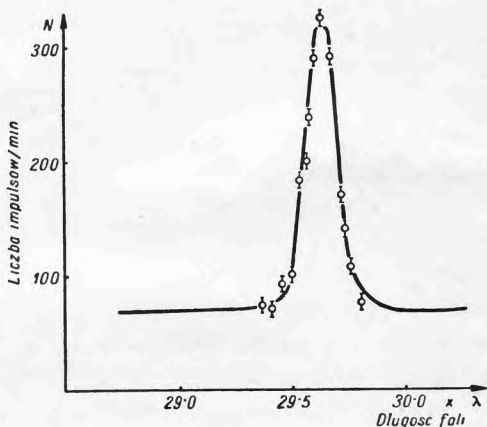
Zakres pomiarów przedstawiał się następująco:

Tablica II

	Zakres pomiarów
Energia w MeV	0,020 — 1,7
Długość fali w X	500 — 7
Kąt Bragga	13° — 10'

W dalszych pracach [3] udało się przez zastosowanie nowego kolimatora o większej liczbie kanałów i kryształu o większej powierzchni rozszerzyć zakres pomiarów do 3 MeV. Jednak ze wzrostem energii dokładność pomiarów szybko spada.

Przyczynami ograniczającymi zdolność rozdzielczą spektrometru były przede wszystkim niepunktowość źródła i tak zwana aberracja geometryczna, wynikająca stąd, że ściśle do koła ogniskowania przylega tylko środkowa część kryształu, natomiast brzegi odstają (z powodu większego promienia krzywizny) i warunek ogniskowania nie jest dla nich dokładnie spełniony.



Rys. 4. Linia ^{198}Au 411 keV otrzymana w jednej z serii pomiarów za pomocą spektrometru krystalicznego

Zdolność rozdzielcza $\Delta W/W$ dla energii 0,5 MeV wynosiła około 0,3%, a dla 1,5 MeV około 1%. Pomiar energii linii γ może być oczywiście dokonany ze znacznie większą dokładnością, bo położenie maksimum na sporządzonym wykresie można odczytać z dokładnością około 0,01 szerokości linii. Wymaga to jednak zdjęcia wielu punktów z bardzo dobrą statystyką. Na rys. 4 w formie przykładu podany jest wykres otrzymany przez Du Monda dla promieni γ towarzyszących rozpadowi ^{198}Au .

W tabelicy III zestawione są wyniki kilku pomiarów, wykonanych za pomocą spektrometru krystalicznego.

Tabela III

Linia	Aktywność źródła w C	Zmierzona energia w MeV
^{198}Au 411 keV	1	$0,41118 \pm 0,00005$
promieniowanie anihilacyjne (pozytony z ^{64}Cu)	2,5	$0,51079 \pm 0,00006$
^{60}Co 1,2 MeV	0,05	$1,1715 \pm 0,001$
1,3 MeV		$1,3316 \pm 0,001$

Pomiary dla fotonów o większej energii są utrudnione nie tylko przez to, że kąt braggowski staje się bardzo mały, ale również ze względu na szybkie malenie ze wzrostem energii zdolności odbijania kryształu. Gdy dla energii 0,4 MeV zdolność odbijania kwarcu jest równa 0,3%, to dla 1,3 MeV wynosi zaledwie 0,04%.

Można by czułość spektrometru krystalicznego trochę zwiększyć przez zastosowanie do detekcji fotonów liczników scyntylicyjnych, które posiadają większą wydajność na promienie γ niż liczniki G-M*, oraz przez używanie kryształów zawierających ciężkie pierwiastki (np. wolfram), przez co wzrosłaby ich zdolność odbijania.

Nie można natomiast spodziewać się znacznego zwiększenia zdolności rozdzielczej nawet po usunięciu aberracji geometrycznej (przez odpowiednie oszlifowanie powierzchni wygiętego kryształu) i po zastosowaniu bardzo silnych punktowych źródeł, gdyż w grę tu wchodzi mozaikowa struktura kryształu, która nie pozwala na otrzymanie ostrzejszej linii.

Na zakończenie omawiania spektrometru krystalicznego warto wspomnieć, że wyznaczona przez Du Monda w 1949 r. energia promieniowania anihilacyjnego nie zgadzała się z wartością obliczoną z wzoru m_0c^2 przez podstawienie, znanych obecnie bardzo dokładnie, masy spoczynkowej elektronu i prędkości światła. Du Mond wysunął hipotezę [4], że przy-

* Du Mond rzeczywiście zastosował licznik scyntylicyjny w jednej z ostatnich prac [5].

czyną tej rozbieżności leży w różnicy mas negatonu i pozytonu. Późniejsze pomiary wykazały jednak, że pierwszy spektrometr Du Monda wnosił systematyczny błąd i wszystkie wyznaczone energie wypadły zbyt małe. Na przykład dla linii ^{60}Co przesunięcie ku mniejszym energiom wynosiło około 0,1%. Nowe pomiary Mullera, Hoyta, Kleina i Du Monda [5] dały dla linii ^{198}Au energię $(411,770 \pm 0,036)$ keV, a dla promieniowania anihilacyjnego $(510,941 \pm 0,067)$ keV, czyli wartość zgodną w granicach błędu z obliczoną ze wzoru m_0c^2 .

Spektrometry magnetyczne

Najdokładniejsze obecnie pomiary energii promieni γ za pomocą spektrometrów magnetycznych są wykonywane w Sztokholmie przez Kai Siegbahna i jego współpracowników [6].

Pomiar energii γ tą metodą polega na wyznaczaniu energii elektronów konwersji wewnętrznej towarzyszącej emisji promieni γ lub energii wtórnych elektronów powstających przy przechodzeniu promieni γ przez materię. Obecnie najczęściej stosowanymi spektrometrami są: tak zwany półkolisty spektrometr Danysza oraz spektrometr z podwójnym ogniskowaniem, skonstruowany przez Svartholma i Siegbahna [7]. Opisy budowy i działania spektrometrów obu typów wykraczają poza ramy tego artykułu. Można je znaleźć w różnych podręcznikach fizyki atomowej i jądrowej, do nich więc odsyłam zainteresowanych czytelników [8].

Pomiar energii elektronów we wszystkich spektrometrach magnetycznych sprowadza się w zasadzie do wyznaczania promieni krzywizny ich torów ϱ w polu magnetycznym o znanym natężeniu H . Iloczyn $H\varrho$ jest równy pędowi elektronu, a znając pęd elektronu bardzo łatwo obliczyć jego energię.

Spektrometr półkolisty pozwala na wyznaczanie bezwzględnej wartości pędu elektronu, gdyż natężenie stosowanego w nim jednorodnego pola magnetycznego można wyznaczyć z dużą dokładnością. Metoda rezonansu jądrowego umożliwia obecnie pomiary natężeń pól magnetycznych z dokładnością $1 : 10^5$. Spektrometr z podwójnym ogniskowaniem, w którym pole nie jest jednorodne, pozwala jedynie na pomiary względne. Wyznacza się w nim stosunki pędów elektronów. Wymaga więc wykalibrowania za pomocą elektronów lub promieni γ o znanych energiach.

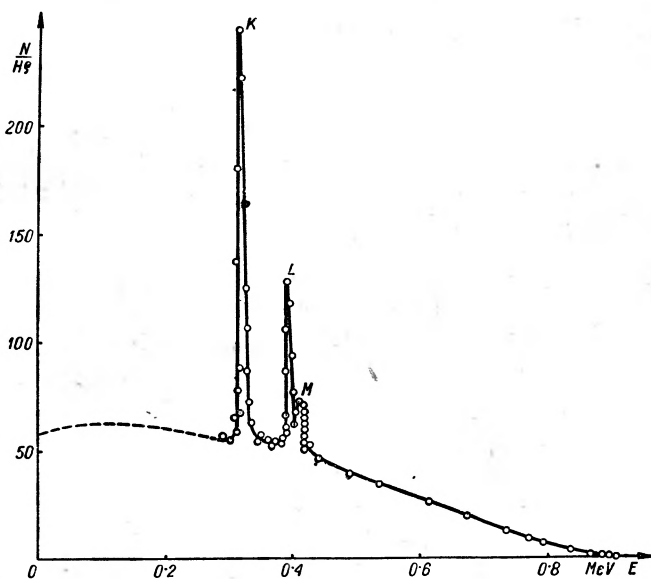
Energie fotonów gamma można, jak już wspomniałem, wyznaczyć przez pomiar energii elektronów konwersji wewnętrznej lub elektronów wtórnych.

Ze zjawiska konwersji wewnętrznej korzysta się wówczas, gdy współczynnik konwersji jest dostatecznie duży. Zachodzi to dla małych energii przejść W i dla pierwiastków o dużej liczbie atomowej Z , gdyż współczyn-

nik konwersji jest proporcjonalny do Z^3/W . Z otrzymanego za pomocą spektrometru widma liniowego elektronów konwersji można z łatwością obliczyć energię przejścia. Trzeba znać jedynie energię wiązania elektronów na powłokach K, L lub M w atomie, którego jądro ulega przemianie. Energie te są dokładnie znane z widm promieni X. Energie przejścia W obliczamy z wzoru

$$W = E + E',$$

gdzie E jest wyznaczoną z widma energią kinetyczną elektronu, a E' — energią wiązania elektronu na danej powłoce atomu. Typowe widmo konwersji wewnętrznej jest przedstawione na rys. 5.

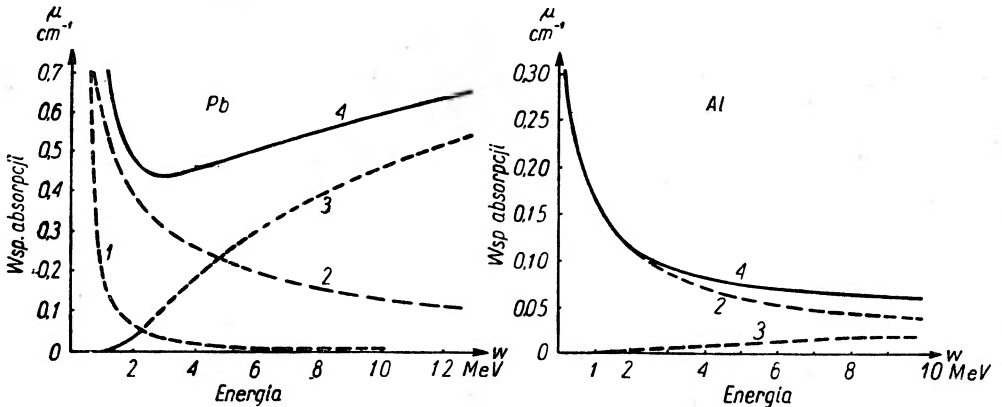


Rys. 5. Widmo elektronów konwersji wewnętrznej ^{198}Au .

Ponieważ w przypadku zastosowania metody konwersji wewnętrznej źródłem elektronów jest sam preparat promieniotwórczy, musi on być osadzony na lekkiej podkładce w postaci możliwie cienkiej warstewki, aby uniknąć rozmycia widma przez absorpcję elektronów w samym preparacie. Niewskazane jest używanie podkładek izolujących, bo utrata elektronów powoduje dodatkowe ładowanie się źródła i całe widmo przesuwają się ku mniejszym energiom.

Gdy współczynnik konwersji wewnętrznej jest mały, energię fotonów γ można wyznaczyć przez pomiar energii fotoelektronów lub elektronów odrzutu.

Ze zjawiska fotoelektrycznego korzysta się przede wszystkim dla małych energii promieni γ , gdyż wówczas jest ono bardziej prawdopodobne od zjawiska Comptona. Substancja, z której zostają wyrzucane fotoelektrony, powinna posiadać duże Z , gdyż efekt fotoelektryczny jest proporcjonalny do Z^5 (porównaj rys. 6). Stosuje się więc najczęściej konwertery ołowiane lub uranowe. Otrzymane widmo fotoelektronów jest



Rys. 6. Zależność od energii współczynnika absorpcji promieni γ w Pb i Al, 1 — zjawisko fotoelektryczne, 2 — zjawisko Comptona, 3 — tworzenie par, 4 — całkowita absorpcja

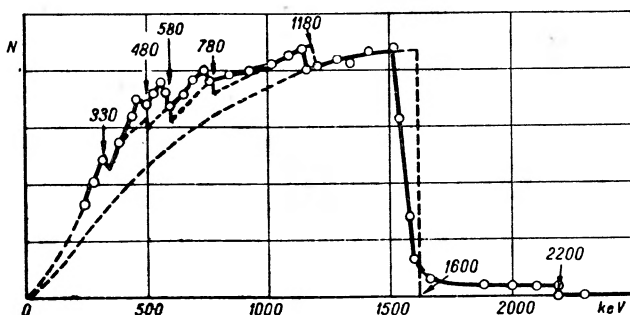
zupełnie podobne do widma elektronów konwersji wewnętrznej z tą różnicą, że wchodzi tu w grę energia wiązania elektronów nie w atomach źródła promieniotwórczego, lecz w atomach konwertera.

Zjawisko Comptona bywa wykorzystywane dla większych energii fotonów γ . Ponieważ przekrój czynny na zjawisko Comptona jest proporcjonalny do Z , korzystne jest w przypadku pomiaru energii elektronów odrzutu stosowanie konwertera o małym Z , gdyż w ten sposób zostaje obniżone tło pochodzące od fotoefektu (rys. 6). Najczęściej używa się konwertera aluminiowego, gdyż w aluminium efekt fotoelektryczny przestaje odgrywać rolę dla energii fotonów większej od 50 keV. Widmo elektronów odrzutu jest widmem ciągłym. Energię fotonów można jednak z niego obliczyć wyznaczając wysokoenergetyczny kraniec widma, który odpowiada elektronom odrzuconym wprost. Energia fotonu W jest wówczas z energią kinetyczną elektronu E_{max} związana wzorem

$$W = \frac{E_{max} + \sqrt{E_{max}(E_{max} + 2m_0c^2)}}{2}$$

Na rys. 7 przedstawione jest bogate widmo elektronów odrzutu dla promieni γ RaC.

Gdy energia fotonów przekracza 1 MeV, wygodnie jest korzystać ze zjawiska tworzenia par elektronowych. Za pomocą spektrometru wyzna-



Rys. 7. Widmo elektronów odrzutu RaC (Mladjenovič i Hedgran)

cza się widmo energetyczne pozytonów, które jest co prawda widmem ciągłym, ale którego ostry, wysokoenergetyczny kraniec E_{max} pozwala na obliczenie energii fotonu z wzoru

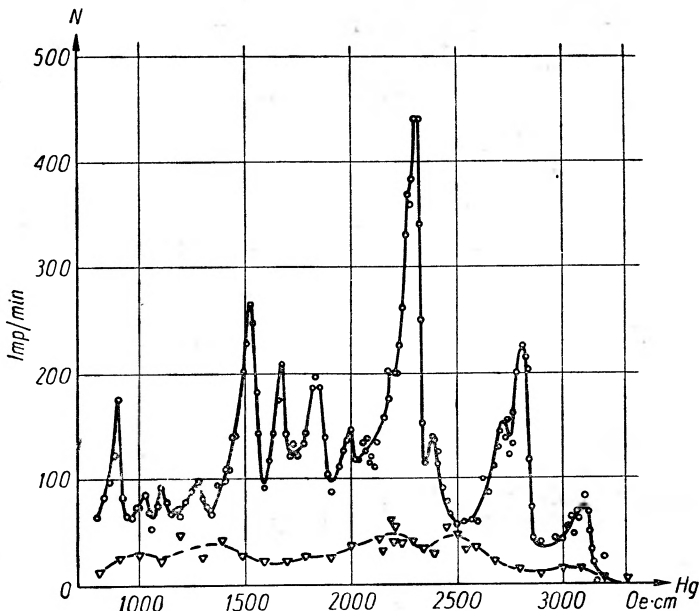
$$W = E_{max} + 2m_0c^2.$$

Do obserwacji par można wykorzystać pary powstające w procesie konwersji wewnętrznej w danym źródle promieniotwórczym lub też pary wytworzone w obcym konwerterze. Powinien nim być ciężki pierwiastek, gdyż prawdopodobieństwo powstania pary elektronowej w polu jądra jest w przybliżeniu proporcjonalne do Z^2 . Typowym przykładem widma pozytonów konwersji wewnętrznej jest otrzymane przez Alichanowa widmo $\text{Th}(C' + C'')$, przedstawione na rys. 8.

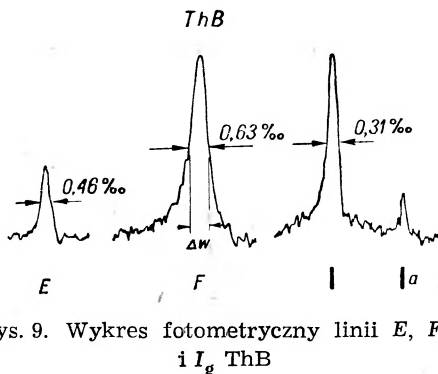
W spektrometrze Danysza źródło elektronów, a więc w przypadku elektronów konwersji wewnętrznej sam preparat promieniotwórczy, a w przypadku wtórnych elektronów konwerter z odpowiednio dobranej substancji, musi być możliwie liniowe, gdyż zdolność rozdzielcza spektrometru zależy od stosunku a/ρ , gdzie a jest szerokością źródła, zaś ρ promieniem krzywizny toru elektronów. Im ten stosunek jest mniejszy, tym lepsza jest zdolność rozdzielcza. Można by przez stosowanie słabszych pól magnetycznych zwiększyć promień krzywizny toru, ale to pociągnęłoby za sobą wzrost wymiarów spektrometru, a więc wzrost trudności i kosztów związanych z jego budową. Zwiększenie zdolności rozdzielczej osiąga się wobec tego przede wszystkim przez zmniejszenie szerokości źródła. Stosuje się najczęściej cienkie druciki o średnicy rzędu 10μ . Gdy badamy elektrony konwersji, preparat promieniotwórczy musi być osadzony na tak cienkim drucie, musi więc mieć bardzo dużą aktywność

właściwą. Do badania wtórnych elektronów używa się cienkich drucików z odpowiednich materiałów.

W spektrometrze z podwójnym ogniskowaniem źródło elektronów może mieć znacznie większe wymiary. Spektrometr taki ma więc większą



Rys. 8. Widmo pozytonów konwersji wewnętrznej Th (C'+C'') (Alichanow). Linia przerywaną zaznaczona krzywa teoretyczna



Rys. 9. Wykres fotometryczny linii E, F, I i I_g ThB

czułość i nadaje się do badania źródeł o znacznie mniejszej aktywności właściwej.

Rejestrację elektronów przeprowadza się albo za pomocą licznika Geigera-Müllera z cienkim okienkiem, umieszczonego za wąską szczeliną, albo za pomocą kliszy fotograficznej. Metoda licznika pozwala na ogół na osiągnięcie większej zdolności rozdzielczej, gdyż w kliszy następuje poszerzenie linii, wy-

wołane rozproszeniem elektronów w emulsji. W przypadku jednak słabych źródeł klisza oddaje lepsze usługi niż licznik. Na rys. 9 podany jest wykres dla kilku linii ThB, otrzymany przez sfotometrowanie kliszy.

Po otrzymaniu widma elektronów należy uwzględnić przesunięcie wywołane absorpcją elektronów w źródle i w okienku licznika. Wielkość tego przesunięcia zależy od energii elektronów. Dlatego też, aby móc wykonywać pomiary względne, trzeba znać dokładne wartości energii wielu linii wzorcowych, aby energię mierzonej linii porównać ze znaną energią linii możliwie bliskiej.

Siegbahn i jego współpracownicy wyznaczyli bardzo dokładnie energie całego szeregu linii γ , konstruuując w ten sposób układ linii wzorcowych w obszarze od 0,2 MeV do 2,7 MeV. Wyniki otrzymane przez nich w ciągu kilku ostatnich lat są zestawione w tablicy IV.

Tablica IV

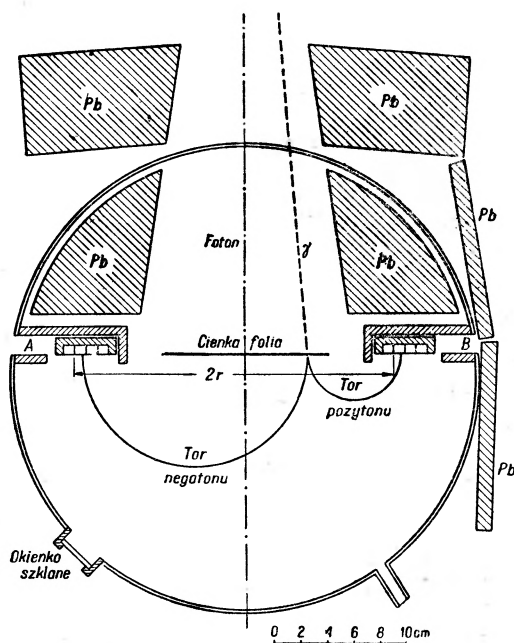
Linia		Energia w keV
ThB	linia F	238,63 \pm 0,04
¹⁹⁸ Au		411,75 \pm 0,10
ThC''	linia L	510,85 \pm 0,80
	linia anihilacji	510,96 \pm 0,15
¹³⁷ Cs		661,65 \pm 0,15
⁶⁰ Co	1,2 MeV	1172,8 \pm 0,5
	1,3 MeV	1332,5 \pm 0,3
ThC''	linia X	2614,25 \pm 0,50
²⁴ Na		2753,5 \pm 1,0

Widzimy, że dokładność pomiarów dla energii około 1 MeV dochodzi do 0,03%.

Przed zakończeniem omawiania spektrometrów magnetycznych pragnę jeszcze wspomnieć o spektrometrze do badania promieni gamma dużej energii. Wykorzystuje się w nim zjawisko tworzenia par elektronowych. Pomiary polegają na wyznaczeniu energii kinetycznej obu elektronów pary. Schemat spektrometru skonstruowanego przez Walkera i McDaniel [10] jest przedstawiony na rys. 10. Szeroka wiązka promieni γ wytwarza pary w cienkiej folii. W jednorodnym polu magnetycznym, prostopadłym do płaszczyzny rysunku, negaton i pozyton zakreślają tory półkołowe i zostają zarejestrowane przez dwa układy liczników Geigera-Müllera A i B, pracujące w koincydencji. Zmieniając natężenie pola magnetycznego H i mierząc w zależności od H liczby impulsów koincydencyjnych, możemy wyznaczyć sumę średnic torów obu elektronów. Z sumy średnic, znając natężenie pola magnetycznego, łatwo obliczyć sumę pędów elektronów. Suma pędów pozwala z dobrym przybliżeniem

oszacować całkowitą energię kinetyczną pary, a stąd można wyznaczyć szukaną energię promieni γ .

Walker i McDaniel zastosowali swój spektrometr między innymi do pomiaru energii fotonów γ powstających w reakcji



Rys. 10. Schemat spektrometru magnetycznego Walkera i McDaniela

i otrzymali wartości 17,6 MeV i 14,8 MeV, obarczone błędem około 6%. Widać stąd, że dokładność pomiarów dużych energii promieni γ pozostawia na razie wiele do życzenia.

Spektrometry scyntylacyjne

O budowie i działaniu spektrometrów scyntylacyjnych pisał w jednym z poprzednich zeszytów *Postępów Fizyki* prof. J. Gierula [11]. Obecnie więc przypomnę tylko, że rozróżniamy spektrometry scyntylacyjne trzech typów: jedno-, dwu- i trójlicznikowe [12, 13 i 14]. Pierwsze służą przede wszystkim do pomiaru energii fotoelektronów, drugie mierzą energię elektronów odrzutu, a trzecie — energię elektronów par. Typowe widmo

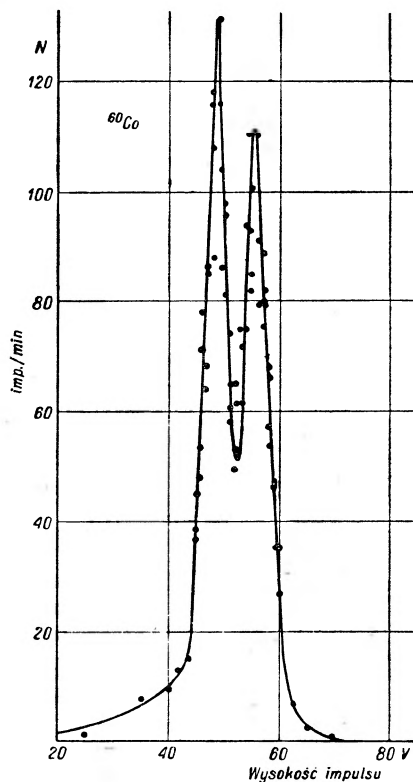
otrzymane za pomocą spektrometru dwulicznikowego jest przedstawione na rys. 11. Z wykresu widać, że dokładność pomiaru nie jest bardzo duża, gdyż zdolność rozdzielcza wynosi kilkanaście procent. W porównaniu jednak ze spektrometrami innych typów mamy tu kolosalny zysk na czułości i na czasie rozdzielczym.

Spektrometry scyntylacyjne są najmłodszym narzędziem spektrometrii promieni γ , ale mimo tego znalazły już bardzo szerokie zastosowanie, gdyż są stosunkowo proste i nadają się doskonale do badania słabych źródeł i do pomiarów koincydencyjnych. Każdy niemal miesiąc przynosi udoskonalenia w tej dziedzinie.

Ostatnio na przykład udało się uniknąć poszerzenia linii wywołanego przez tak zwany efekt ścian, polegający na tym, że pewien procent elektronów powstających w kryształach wylatywał poza kryształ, co fałszowało wynik pomiaru energii, gdyż tylko część energii elektronu zostawała zaabsorbowana w kryształu. Jednym ze sposobów wyeliminowania tego efektu jest zastosowanie metody Wilkinsona wielokrotnych kryształów (porównaj notatkę J. Gieruli, *Postępy Fizyki*, 4, 330, 1953).

*

Ciasne ramy artykułu pozwoliły jedynie na bardzo pobieżny przegląd głównych metod stosowanych obecnie do pomiaru energii promieni γ . Jednak i z tego krótkiego przeglądu wynika jasno, że osiągnięta dokładność są na ogół dość duże, a różnorodność metod i ich wielostronność pozwala dobrać do rozwiązania danego problemu doświadczalną taką, która najlepiej odpowiada stawianym przez eksperymentatora wymaganiom.



Rys. 11. Widmo ^{60}Co otrzymane za pomocą dwulicznikowego spektrometru scyntylacyjnego

Literatura

1. J. W. M. Du Mond, *Rev. Sci. Instr.*, **18**, 626 (1947).
2. J. W. M. Du Mond, D. A. Lind, B. B. Watson, *Phys. Rev.*, **73**, 1392 (1948); **75**, 1226 (1949).
3. D. A. Lind, J. R. Brown, J. W. Du Mond, *Phys. Rev.*, **76**, 1838 (1949).
4. J. W. M. Du Mond, *Phys. Rev.*, **81**, 468 (1951).
5. D. E. Muller, H. C. Hoyt, D. J. Klein, J. W. M. Du Mond, *Phys. Rev.*, **88**, 777 (1952).
6. K. Siegbahn, *Physica*, **18**, 1043 (1952).
7. N. Svartholm, K. Siegbahn, *Ark. Mat. Astr. Fys.*, **33A**, 21 (1946).
8. Л. В. Грошев, И. С. Шапиро, *Спектроскопия атомных ядер*, Москва 1952, стр. 76, 97.
9. G. Lindström, A. Hédgran, D. E. Alburger, *Phys. Rev.*, **89**, 1303 (1953).
10. R. L. Walker, B. D. McDaniel, *Phys. Rev.*, **74**, 315 (1948).
11. J. Gierula, *Postępy Fizyki*, **4**, 39 (1953).
12. R. Hofstadter, J. A. McIntyre, *Nucleonics*, **7/3**, 32 (1950).
13. R. Hofstadter, J. A. McIntyre, *Phys. Rev.*, **78**, 619 (1950).
14. S. A. F. Johansson, *Phil. Mag.*, **43**, 249 (1952).

Jerzy Janik

Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Jagiellońskiego

Nowoczesne metody liczenia neutronów*

Podział urządzeń do liczenia neutronów

W artykule tym będziemy posługiwać się, całkowicie zresztą formalnym, podziałem na klasyczne i nowoczesne urządzenia do liczenia powolnych i szybkich neutronów. Do urządzeń klasycznych należą:

- 1) komora jonizacyjna,
- 2) licznik proporcjonalny,
- 3) urządzenia zawierające detektory promieniotwórcze, których aktywność β wywołaną neutronami mierzymy.

Urządzenia nowoczesne byłyby następujące:

- 1) licznik iskrowy,
- 2) klisze fotograficzne,
- 3) liczniki scyntylicyjne.

Metody klasyczne nie stanowią bynajmniej grupy urządzeń wypartych przez urządzenia nowoczesne. W szczególności za pomocą liczników proporcjonalnych liczy się dzisiaj neutrony szybkie i powolne chyba równie często, jak na przykład metodą liczników scyntylicyjnych. Metody klasyczne opisane są w wielu monografiach [1], [2] i dlatego nie będą omawiane w tym artykule.

Omówimy natomiast stan obecnej metodyki liczenia neutronów za pomocą urządzeń nowoczesnych.

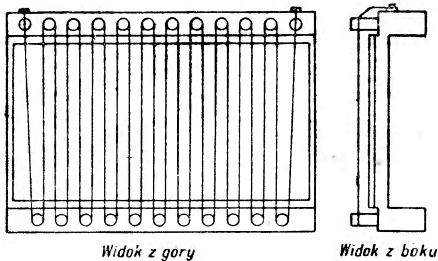
Licznik iskrowy

W ostatnich latach został opracowany nowy typ monitora na cząstki α — tak zwany licznik iskrowy. Działanie jego polega na zajściu specjalnego typu wyładowania — mianowicie iskry — pomiędzy elektrodami. Wyładowanie iskrowe zachodzi tylko pod wpływem cząstek silnie joni-

* Artykuł ten został napisany na podstawie referatu wygłoszonego na konferencji specjalnej PTF „Technika eksperymentalna Fizyki Jądra Atomowego w Krakowie w listopadzie 1953 r.

zujących; licznik więc ten, liczący ze stosunkowo dużą wydajnością cząstki α , jest zupełnie nieczuły dla cząstek β i γ .

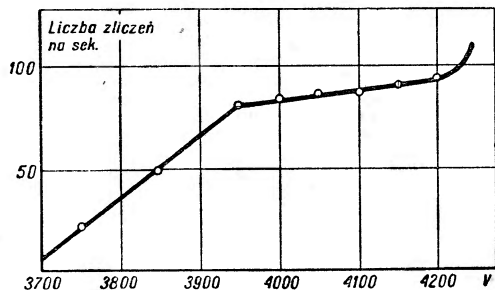
Prototyp licznika iskrowego [3] składał się z dobrze wypolerowanej płytki, która była jego jedną elektrodą, i z cienkiego, dobrze napiętego, najczęściej wolframowego drucika jako drugiej elektrody. Przy odpowiednio wysokim napięciu między elektrodami (zależnym od ciśnienia gazu, średnicy drutu i odległości drutu od płytki) następują pod wpływem cząstek α wyładowania iskrowe, dające impulsy napięcia rzędu kilkuset woltów, nie wymagające oczywiście żadnego wzmocnienia. Prototyp ten uległ pewnej ewolucji, mającej na celu przede wszystkim zwiększenie wydajności liczenia czą-



Rys. 1. Licznik iskrowy

stek α . W celu zwiększenia wydajności używa się wielu równoległych drutów zamiast jednego. Cały więc licznik stanowi układ wielu liczników połączonych równolegle.

Schemat i charakterystyka konkretnego licznika, opisanego przez R. D. Connora [4], przedstawione są na rys. 1 i 2. Dane tego licznika są następujące: jedną elektrodę stanowi płytka o wymiarach 40×40 mm, drugą zaś układ 22 drutów o średnicy 0,1 mm, odległych od płytki o 1,5 mm i odległych o 2 mm od siebie. Licznik pracuje przy napięciu około 4000 V i posiada plateau o długości około 300 V. Wydajność liczenia cząstek α wynosi około 90%.



Rys. 2. Charakterystyka licznika iskrowego

Licznik tego typu nadaje się do detekcji powolnych neutronów, jeżeli w odległości kilku milimetrów od układu drutów umieści się płytkę wyłożoną borem. Liczone są wtedy cząstki α z reakcji $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, podobnie jak na przykład w wyłożonej borem komorze jonizacyjnej i mniej więcej z tą samą wydajnością (ok. 0,05%). Ta mała wydajność liczenia predestynuje licznik iskrowy do użycia go do celów dozymetrowania strumienia neutronów przy silnym źródle neutronowym [5], co nie wyklucza oczywiście możliwości zastosowania go jako detektora powolnych neutronów w innych przypadkach.

Metoda klisz fotograficznych

Neutrony powolne

Do liczenia neutronów powolnych używa się dwóch rodzajów klisz jądrowych, a mianowicie nasycanych borem lub nasycanych litem. W grę wchodzi tutaj praktycznie dwie reakcje: ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ oraz ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$. W pierwszej reakcji liczy się tory cząstek α i trytonów, w drugiej zaś tylko tory cząstek α . Reakcja ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ ma kilkakrotnie mniejszy przekrój czynny niż reakcja ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$, pomimo tego jednak opłaca się stosować ją do w przybliżeniu tak samo szybkiego liczenia powolnych neutronów, jak w przypadku reakcji z borem. Pochodzi to stąd, że wspólny tor cząstki α i trytonu w reakcji z litem jest znacznie dłuższy niż tor cząstki α w reakcji z borem, przebadywanie więc klisz może być w pierwszym przypadku wykonywane przy użyciu mniejszego powiększenia, obejmującego większe pole widzenia.

Opisana przez E. W. Tittertona [6] metoda liczenia neutronów powolnych za pomocą klisz jądrowych nasycanych borem lub litem używana jest głównie do dozymetrowania strumienia neutronów w związku z bezpieczeństwem pracy przy silnych źródłach neutronowych. W konkretnym przypadku klisz Ilforda C2 o grubości emulsji $50\ \mu$, nasycanych borem lub litem, dwutygodniowa neutronowa doza tolerancyjna daje: dla klisz borowych 344 tory na pole ($10^{-4}\ \text{cm}^2$), dla klisz zaś litowych — 116 torów na pole ($4 \cdot 10^{-4}\ \text{cm}^2$). Zbadanie 50 pól, które może być wykonane w ciągu $1/2$ godziny, daje 1% dokładności dla klisz borowych, a 2% dla klisz nasycanych litem.

Porównanie wydajności liczenia wypadła oczywiście niekorzystnie dla litu ze względu na znacznie mniejszy przekrój czynny reakcji ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$. Wydajność dla klisz Ilforda C2 nasycanych borem wynosi 0,5%, dla klisz zaś litowych — 0,04% dla neutronów powolnych.

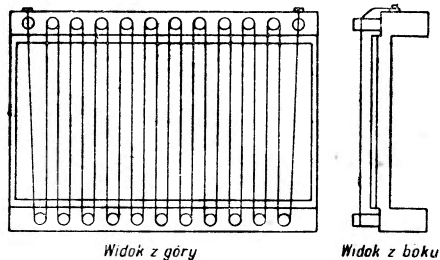
Neutrony szybkie

Liczenie neutronów szybkich za pomocą klisz jądrowych nie wymaga nasycania żadnym pierwiastkiem, liczy się bowiem tory protonów wybitych przez neutrony z bogatej w wodór emulsji. W ten sposób można wykonać pomiar dozy neutronów szybkich i to zarówno dla neutronów monoenergetycznych, jak i o pewnym bardziej skomplikowanym widmie energii. Dla neutronów monoenergetycznych można ponadto wykonać pomiar energii mierząc maksymalne długości torów protonów wybitych w emulsji i korzystając ze znanej dla danego typu kliszy zależności energii od zasięgu.

Metoda oszacowywania dozy jest tu inna niż w przypadku neutronów powolnych. Neutron bowiem przy zderzeniu z protonem może oddać mu

zujących; licznik więc ten, liczący ze stosunkowo dużą wydajnością cząstki α , jest zupełnie nieczuły dla cząstek β i γ .

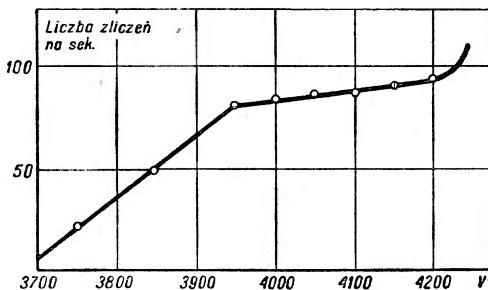
Prototyp licznika iskrowego [3] składał się z dobrze wypolerowanej płytki, która była jego jedną elektrodą, i z cienkiego, dobrze napiętego, najczęściej wolframowego drucika jako drugiej elektrody. Przy odpowiednio wysokim napięciu między elektrodami (zależnym od ciśnienia gazu, średnicy drutu i odległości drutu od płytki) następują pod wpływem cząstek α wyładowania iskrowe, dające impulsy napięcia rzędu kilkuset woltów, nie wymagające oczywiście żadnego wzmocnienia. Prototyp ten uległ pewnej ewolucji, mającej na celu przede wszystkim zwiększenie wydajności liczenia czą-



Rys. 1. Licznik iskrowy

stek α . W celu zwiększenia wydajności używa się wielu równoległych drutów zamiast jednego. Cały więc licznik stanowi układ wielu liczników połączonych równolegle.

Schemat i charakterystyka konkretnego licznika, opisanego przez R. D. Connora [4], przedstawione są na rys. 1 i 2. Dane tego licznika są następujące: jedną elektrodę stanowi płytka o wymiarach 40×40 mm, drugą zaś układ 22 drutów o średnicy 0,1 mm, odległych od płytki o 1,5 mm i odległych o 2 mm od siebie. Licznik pracuje przy napięciu około 4000 V i posiada plateau o długości około 300 V. Wydajność liczenia cząstek α wynosi około 90%.



Rys. 2. Charakterystyka licznika iskrowego

Licznik tego typu nadaje się do detekcji powolnych neutronów, jeżeli w odległości kilku milimetrów od układu drutów umieści się płytkę wyłożoną borem. Liczone są wtedy cząstki α z reakcji $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, podobnie jak na przykład w wyłożonej borem komorze jonizacyjnej i mniej więcej z tą samą wydajnością (ok. 0,05%). Ta mała wydajność liczenia predestynuje licznik iskrowy do użycia go do celów dozymetrowania strumienia neutronów przy silnym źródle neutronowym [5], co nie wyklucza oczywiście możliwości zastosowania go jako detektora powolnych neutronów w innych przypadkach.

Metoda klisz fotograficznych

Neutrony powolne

Do liczenia neutronów powolnych używa się dwóch rodzajów klisz jądrowych, a mianowicie nasycanych borem lub nasycanych litem. W grę wchodzi tutaj praktycznie dwie reakcje: ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ oraz ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$. W pierwszej reakcji liczy się tory cząstek α i trytonów, w drugiej zaś tylko tory cząstek α . Reakcja ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ ma kilkakrotnie mniejszy przekrój czynny niż reakcja ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$, pomimo tego jednak opłaca się stosować ją do w przybliżeniu tak samo szybkiego liczenia powolnych neutronów, jak w przypadku reakcji z borem. Pochodzi to stąd, że wspólny tor cząstki α i trytonu w reakcji z litem jest znacznie dłuższy niż tor cząstki α w reakcji z borem, przebadywanie więc klisz może być w pierwszym przypadku wykonywane przy użyciu mniejszego powiększenia, obejmującego większe pole widzenia.

Opisana przez E. W. Tittertona [6] metoda liczenia neutronów powolnych za pomocą klisz jądrowych nasycanych borem lub litem używana jest głównie do dozymetrowania strumienia neutronów w związku z bezpieczeństwem pracy przy silnych źródłach neutronowych. W konkretnym przypadku klisz Ilforda C2 o grubości emulsji $50\ \mu$, nasycanych borem lub litem, dwutygodniowa neutronowa doza tolerancyjna daje: dla klisz borowych 344 tory na pole ($10^{-4}\ \text{cm}^2$), dla klisz zaś litowych — 116 torów na pole ($4 \cdot 10^{-4}\ \text{cm}^2$). Zbadanie 50 pól, które może być wykonane w ciągu $1/2$ godziny, daje 1% dokładności dla klisz borowych, a 2% dla klisz nasycanych litem.

Porównanie wydajności liczenia wypadła oczywiście niekorzystnie dla litu ze względu na znacznie mniejszy przekrój czynny reakcji ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$. Wydajność dla klisz Ilforda C2 nasycanych borem wynosi 0,5%, dla klisz zaś litowych — 0,04% dla neutronów powolnych.

Neutrony szybkie

Liczenie neutronów szybkich za pomocą klisz jądrowych nie wymaga nasycania żadnym pierwiastkiem, liczy się bowiem tory protonów wybitych przez neutrony z bogatej w wodór emulsji. W ten sposób można wykonać pomiar dozy neutronów szybkich i to zarówno dla neutronów monoenergetycznych, jak i o pewnym bardziej skomplikowanym widmie energii. Dla neutronów monoenergetycznych można ponadto wykonać pomiar energii mierząc maksymalne długości torów protonów wybitych w emulsji i korzystając ze znanej dla danego typu kliszy zależności energii od zasięgu.

Metoda oszacowywania dozy jest tu inna niż w przypadku neutronów powolnych. Neutron bowiem przy zderzeniu z protonem może oddać mu

różne ilości energii i dlatego na kliszy otrzymuje się tory protonów o różnych długościach, od zera do pewnej długości maksymalnej. Neutrony nie monoenergetyczne dają jeszcze bardziej skomplikowany obraz torów protonowych na kliszy. Dlatego przy oszacowywaniu dozy postępuje się następująco: Ze znanej dla danego typu kliszy zależności energii od zasięgu oblicza się energię wydzieloną w danym torze, a następnie energię wydzieloną pod wpływem neutronów w 1 cm^3 emulsji. Biorąc pod uwagę stosunek zawartości wodoru w emulsji i w tkance żywej oblicza się następnie dozę. W praktyce sprawa jest o tyle skomplikowana, że tory protonowe odpowiadające energii mniejszej niż około $0,4 \text{ MeV}$, są za krótkie, ażeby mogły być mierzone. Jeżeli orientujemy się jednak, z jakimi mniej więcej energiami neutronów mamy do czynienia, to możemy ocenić wielkość tej poprawki. Na przykład dla neutronów o energii większej niż 2 MeV poprawka ta wynosi mniej niż 5% . W konkretnym przykładzie cytowanym przez H. Simonsa [7] przebadanie 250 pól, ($0,493 \text{ mm}^3$) dało około 851 torów o energii większej niż $0,4 \text{ MeV}$. Odpowiada to energii $1,37 \cdot 10^3 \text{ MeV}$. Zatem na 1 cm^3 emulsji przypada 4,6 erga. Biorąc pod uwagę stosunek zawartości wodoru w emulsji i w tkance odpowiada to 9,04 erga na 1 g tkanki, czyli 0,11 rep. *

Liczniki scyntylicyjne

Neutrony powolne

Scyntylatory liczników scyntylicyjnych używanych do liczenia powolnych neutronów muszą zawierać lit lub bor, z których wyrzucona cząstka daje scyntylicję rejestrowaną. Ze względu na scyntylatory liczniki te można podzielić na dwie grupy, a mianowicie na liczniki ze stałymi i z ciekłymi scyntylicjami. W ramach każdej z tych grup można uczynić dalszy podział, a mianowicie na takie scyntylatory, w których substancja scyntylicyjna nie zawiera ani boru ani litu i daje scyntylicję pod wpływem cząstek α , wytworzonych w niescyntylicyjnej domieszce zawierającej bor lub lit, i na takie scyntylatory, w których w skład substancji scyntylicyjnej wchodzi jakiś związek boru albo litu. W pierwszym przypadku będziemy mówić, że mamy do czynienia ze scyntylatorem złożonym, w drugim zaś z prostym.

Tablica I zawiera przegląd scyntylicyjatorów używanych do liczenia powolnych neutronów. Tablica ta wymaga pewnych danych uzupełniających. Przede wszystkim należy omówić sprawę wydajności liczenia powolnych neutronów. Otóż wydajność ta zawiera się w granicach od kilku do kilkudziesięciu procent — liczniki scyntylicyjne stanowią więc bardzo

* 1 rep. jest to ilość promieniowania wytwarzającego w 1 g ośrodka $1,6 \cdot 10^{12}$ par jonów.

Tablica I

Rodzaj scyntylatora	Substancja scyntylująca	Uwagi dot. wykonania	Autor
Scyntylatory stałe złożone	Mieszanka sproszkowanych $B_2O_3 + ZnS$	Stosunek wagowy $ZnS : B_2O_3 = 5 : 1$. Optymalna gęstość powierzchniowa 70 mg/cm^2	Alburger [8]
Scyntylatory stałe proste	Monokryształ LiF	Aktywowany Tl, Sn, Ag lub In . Warstwa ok. $0,5 \text{ cm}$	Farmer i in. [9]
	Monokryształ LiI	Aktywowany Tl, Sn, Ag lub In . Warstwa ok. $0,5 \text{ cm}$ do 1 cm	Hofstaedter i in. [10] Schenck [11]
	$B(C_{10}H_7)_3$	Ciało szkliste, otrzymywane przez odpowiednie traktowanie term.	Draper [12] Zollingen i in. [13]
Scyntylatory ciekłe złożone	Zawiesina sproszkowanego B_2O_3 w zwykłej mieszance fluoryzującej*	Warstwa B_2O_3 o grubości około $0,04 \text{ cm}$	Draper [12]
	Mieszanka estrów kwasu borowego ze zwykłą mieszką fluoryzującą*	Równe objętości obu substancji	Muelhouse [14]
Scyntylatory ciekłe proste	—	—	—

* Zwykła mieszanka fluoryzująca składa się z $0,01 \text{ g/l}$ dwufenyloheksatrienu oraz 7 g/l terfenyliu rozтворzonych w fenylcykloheksanie. Używa się również innych składów mieszanek.

wydajne urządzenie do liczenia neutronów. W przypadku na przykład scyntylatora, który jest mieszaniną sproszkowanych $B_2O_3 + ZnS$, wydajność przy użyciu B_2O_3 wzbogaconego w izotop ^{10}B dochodzi do 30% , przy użyciu zaś boru o normalnym składzie izotopowym wydajność ta wynosi około 6% . Osiągnięcie większej wydajności jest w tym przypadku ($B_2O_3 + ZnS$) trudne, użycie bowiem grubszej warstwy scyntylatora zmniejsza jego przezroczystość, co pociąga za sobą obniżenie wysokości impulsów pochodzących od cząstek α i zagubienie ich pośród impulsów tła. Użycie przezroczystych monokryształów LiF lub LiI lub podobnych albo też użycie cieczy scyntylujących pozwala na zwiększenie wydajności aż do około 90% .

Impulsy świetlne, pochodzące od cząstek α z reakcji $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ lub $^6Li(n, \alpha)^3H$, są w krystalicznych scyntylatorach kilkudziesięciokrotnie większe niż impulsy tła fotopowielacza lub impulsy pochodzące od fotonów promieniowania γ , wydzielenie ich jest więc zupełnie łatwe.

Scyntylatory ciekłe natomiast, które pozwalają osiągnąć tak duże wydajności liczenia, dają stosunkowo małe impulsy pochodzące od cząstek α . Użycie więc ich wymaga zastosowania fotopowielaczy o silnie zredukowanym tle. Poniższa tabelka ilustruje zasadnicze własności najczęściej używanych fotopowielaczy.

Typ	Czułość $\mu\text{A}/1\text{m}$	Prąd tła w A
931 A	10	$25 \cdot 10^{-8}$
1P21	40	$10 \cdot 10^{-8}$
5819	40	$5 \cdot 10^{-8}$

Wysoka czułość, mały prąd tła i ponadto duża powierzchnia fotokatody decydują o najczęstszym używaniu do neutronowych liczników scyntylicyjnych fotopowielacza typu 5819. Scyntylatory ciekłe, liczące neutrony z dużą wydajnością, ale dające słabe impulsy świetlne, mogą współdziałać tylko z fotopowielaczami tej klasy co 5819, a i wtedy często stosuje się chłodzenie powielacza do zredukowania tła do minimum.

Natomiast stosunkowo najłatwiej osiągalne powielacze typu 931A mogą być z powodzeniem stosowane do liczenia neutronów za pomocą scyntylatorów krystalicznych (np. $\text{B}_2\text{O}_3 + \text{ZnS}$).

Neutrony szybkie

Liczenie neutronów szybkich za pomocą liczników scyntylicyjnych polega na rejestrowaniu za pomocą powielacza scyntytacji spowodowanych przez protony wybite przez neutrony z wodorowego materiału zawartego w scyntylatorze.

Używane scyntylatory można i tutaj podzielić na scyntylatory stałe i ciecze scyntylujące. Scyntylatory stałe są albo kryształami zawierającymi związany chemicznie wodór (np. najczęściej używany kryształ antracenu), albo też są to kryształy nie zawierające wodoru (np. KJ lub ZnS), sproszkowane i wymieszane z organicznymi substancjami dostarczającymi protonów [15], [16]. Ciecze scyntylujące są to normalnie używane mieszanki (np. 0,01 g/l dwufenyloheksatrien + 7 g/l terfenyl) utworzone w fenylocykloheksanie, zawierające oczywiście wodór mogący dostarczać protonów [17], [18]. Uzyskiwane wydajności dla neutronów leżą w granicach 1—50%. Najczęściej używanym fotopowielaczem jest fotopowielacz typu 5819.

Wadą liczników scyntylicyjnych na szybkie neutrony jest ich stosunkowo duża wydajność na promienie γ . Są dwa powody tej dużej wydajności:

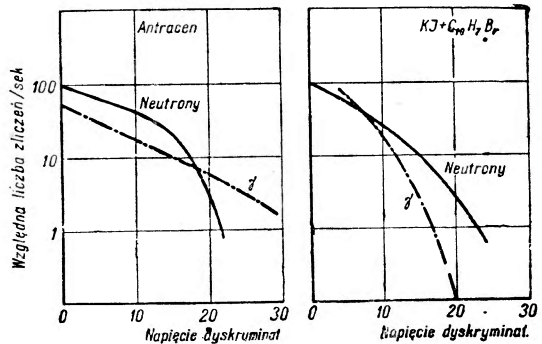
1. Konieczność stosowania dla wydajnego liczenia neutronów stosunkowo grubych warstw scyntylatorów. Zwiększa to prawdopodobieństwo zajęcia zjawiska fotoelektrycznego albo zjawiska Comptona, które prowadzą do zarejestrowania fotonu.
2. Niemożność wyeliminowania impulsów pochodzących od fotonów i wydzielenia samych tylko impulsów neutronowych ze względu na ich porównywalną przy porównywalnych energiach wysokość.

Jak widać, sytuacja jest tutaj całkiem inna niż w przypadku łatwych do wydzielenia z tła impulsów pochodzących od cząstek α przy liczeniu neutronów powolnych.

Duża wydajność na promienie γ decyduje o tym, że liczniki scyntylacyjne na szybkie neutrony używane są do wydajnego liczenia przy takich źródłach neutronowych, przy których albo nie występuje tło promieniowania γ albo energia fotonów γ jest znacznie mniejsza od energii liczonych neutronów. Można więc na przykład wydajnie liczyć tą metodą neutrony o energii 14 MeV, uzyskiwane przez bombardowanie trytu deuteronami o energii kilkuset keV w reakcji ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ [19]. W innych przypadkach musimy uciekać się do specjalnej konstrukcji scyntylatorów o zmniejszonej czułości na promienie γ . Przez odpowiednią dyskryminację można wtedy zredukować do minimum tło promieniowania γ przy jednoczesnym jednak silnym zmniejszeniu wydajności na neutrony.

Na przykład podany przez *Hardinga* [15] sposób redukcji tła promieniowania γ jest następujący: scyntylator składa się z nieorganicznego scyntylującego proszku kry-

stalicznego KJ (Tl), zmieszanego z ciekłym α — bromonaftalenem ($\text{C}_{10}\text{H}_7\text{Br}$), dostarczającym protonów. Wielkości kryształów KJ są rzędu maksymalnego zasięgu protonów (np. przy 2 MeV rozmiary kryształka są rzędu $10\ \mu$), odległości zaś między kryształkami w wodorowym materiale dostarczającym protonów są rzędu maksymalnego zasięgu elektronów. Na rys. 3 podane są krzywe zależności liczby zliczeń dla fotonów i neutronów o mniej więcej tej samej energii od napięcia dyskryminatora, dla zwykłego kryształu antracenu i dla wyżej opisanej zawiesiny KJ w α -bromonaftalenie.



Rys. 3. Porównanie wydajności liczenia neutronów o energii 2,5 MeV i fotonów o energii 2,62 MeV dla dwóch scyntylatorów: antracenu i KJ + α bromonaftalenu

zależności liczby zliczeń dla fotonów i neutronów o mniej więcej tej samej energii od napięcia dyskryminatora, dla zwykłego kryształu antracenu i dla wyżej opisanej zawiesiny KJ w α -bromonaftalenie. Jak widać, odpowiednie dyskryminowanie pozwala na liczenie neutronów ze znacznie

większą wydajnością niż promieni γ . Przy odpowiednim napięciu dyskryminatora uzyskiwano 0,8% wydajności na neutrony wobec 0,08% wydajności na promienie γ o tej samej energii.

Liczniki scyntylicyjne stanowią zupełnie młodą, zaedwie kilka lat liczącą metodę wykrywania powolnych i szybkich neutronów. Metoda ta doznaje coraz to nowych udoskonaleń, lecz mimo tego w chwili obecnej znajduje się niewątpliwie w początkowych fazach swego rozwoju.

Literatura

1. В. Векслер, Л. Грошев, Б. Исаев: Ионизационные методы исследования излучений, Москва—Ленинград 1949.
2. Б. Росси, Т. Штауб, Ионизационные камеры и счетчики, Москва 1951.
3. W. Y. Chang, S. Rosenblum, Phys. Rev., **67**, 222 (1945).
4. R. D. Connor, J. Sci. Instr., **29**, 12 (1952).
5. P. Savel, C. R., **234**, 2596 (1952).
6. E. W. Titterton, Nature, **163**, 990 (1949).
7. H. Simons, Nature, **168**, 835 (1951).
8. D. Alburger, Rev. Sci. Instr., **23**, 769 (1952).
9. E. C. Farmer, H. B. Moore, C. Goodman, Phys. Rev., **76**, 454 (1949).
10. R. Hofstaedter, J. A. McIntyre, H. Roderick, H. G. West, Phys. Rev., **82**, 749 (1951).
11. J. Schenck, Phys. Rev., **85**, 923 (1952).
12. J. E. Draper, Rev. Sci. Instr., **22**, 543 (1951).
13. J. J. v. Zollingen, J. J. Went, Physica, **18**, 976 (1952).
14. C. O. Muelhause, Nucleonics, **11**, 44 (1) (1953).
15. G. Harding, Nature, **167**, 437 (1951).
16. W. F. Hornyak, Rev. Sci. Instr., **23**, 264 (1952).
17. P. S. Jastram, A. H. Benade, M. R. Cleland, A. L. Hughes, Phys. Rev., **81**, 326 (1951).
18. G. R. Keepin, Rev. Sci. Instr., **23**, 483 (1952).
19. C. E. Falk, H. L. Poss, L. C. L. Yuan, Phys. Rev., **83**, 176 (1951).

Włodzimierz Żuk

Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej

Spektrometria masowa i jej zastosowania

Wstęp

Wyznaczenia mas atomów i cząsteczek po raz pierwszy dokonał w 1913 r. J. J. Thomson [1, 2], oddziaływając na strumień dodatnich jonów wytworzonych podczas wyładowania w gazie wzajemnie równoległymi polami, elektrycznym i magnetycznym. Na kliszy ustawionej prostopadle do pierwotnego kierunku wiązki jony o tym samym stosunku masy do ładunku układają się wzdłuż parabol — stąd sposób analizy J. J. Thomsona otrzymał nazwę metody parabol*.

W roku 1919 F. W. Aston [3, 4] zastosował do analizy masowej wzajemnie prostopadle pola, elektryczne i magnetyczne, dzięki czemu otrzymał ogniskowanie jonów o tej samej wartości stosunku masy do energii wzdłuż krótkich odcinków, będących obrazami szczeliny wyjściowej. Na kliszy były widoczne zaczerwienienia w postaci odcinków, z których każdy w przypadku jonów jednowartościowych odpowiadał określonej masie. W ten sposób uzyskiwane fotografie były do złudzenia podobne do fotografii optycznych widm liniowych i dlatego urządzenie F. W. Astona otrzymało nazwę spektrografu masowego. Spektrograf Astona ogniskował jony o tej samej masie i o tym samym kierunku, natomiast prędkości mogły zawierać się w pewnym przedziale. W roku 1935 A. J. Dempster [5] zbudował spektrograf ogniskujący jony tych samych mas nawet wtedy, gdy miały one różne prędkości i kierunki. Wkrótce inni badacze [6, 7] skonstruowali szereg podobnych spektrografów nazwanych podwójnie ogniskującymi. W ten sposób metoda Astona została udoskonalona i doprowadzona do precyzji.

Wspólną cechą wszystkich spektrografów jest fotograficzna metoda rejestracji, stosowanie do analizy dwóch pól, magnetycznego oraz elektrycznego i wytwarzanie wiązki jonowej za pomocą wyładowania jarzeniowego w gazie.

Spektrometria masowa została zapoczątkowana przez A. J. Dempstera jeszcze w 1918 r. [8, 9], następnie jednak zarzucono ją w wyniku

* Metodą parabol robione były pomiary mas jeszcze w 1934 r.

napotkanych trudności pracy w tej dziedzinie. Wznowiono metodę analizy spektrometrycznej w 1933 r. [10], i odtąd datuje się jej szybki rozwój. Różnica między tą metodą analizy masowej a metodami spektrografii istnieje zarówno w sposobie rejestracji wyników, jak też w sposobie ogniskowania jonów o jednakowych masach oraz metodzie ich wytwarzania. Spektrometr masowy różni się od spektrografu nie tylko konstrukcją, ale także tym, że jego zakres stosowności jest znacznie szerszy niż spektrografu. W spektrometrze jony powstają w wyniku jonizacji gazu elektronami. Umożliwia to użycie spektrometru jako narzędzia do przeprowadzania analiz chemicznych [11, 12], badania potencjałów jonizacyjnych [13] lub wyznaczania energii dysocjacji cząsteczek [14]. Do analizy wiązki służy wyłącznie pole magnetyczne. Pomiar stosunkowej zawartości jonów poszczególnych mas oparty jest na pomiarze naboju elektrycznego za pomocą puszki Faradaya i układu elektrometrycznego. Szczególnie ostatnie lata przyniosły szybki rozwój spektrometrii, w wyniku czego zaczyna ona dorównywać spektrografii masowej [15] także jeżeli chodzi o dokładność wyznaczania masy. Jednocześnie zapoczątkowany został nowy kierunek spektrometrii, spektrometria z selekcją prędkości jonów, w niektórych przypadkach bez stosowania pola magnetycznego [16].

Spektrometry masowe z pojedynczą soczewką magnetyczną

A. Rozbieżna wiązka jonów w jednorodnym polu magnetycznym

Cząstka naładowana wbiegając w jednorodne pole magnetyczne prostopadle do linii sił zakreśla okrąg koła o promieniu wyznaczonym równaniem :

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{veH}{c}, \quad (1)$$

$$r = c \frac{mv}{eH} \quad (1')$$

Równanie (1) bądź (1') pozwala ze znajomości promienia r wyznaczyć stosunek masy do ładunku cząstki m/e , jeżeli dana jest jej prędkość v . Natomiast prędkość cząstki można określić znając jej energię kinetyczną lub różnicę potencjałów U , dzięki której cząstka tę energię uzyskała.

$$\frac{mv^2}{2} = eU' = \frac{eU}{300} \quad (2)$$

We wzorze (2) U' wyrażone jest w jednostkach elektrostatycznych potencjału, zaś U w woltach. Z równania (1) i (2) rugując v otrzymujemy na stosunek masy do ładunku wyrażenie:

$$\frac{m}{e} = \frac{150 r^2 H^2}{c^2 U}, \quad (3)$$

Równanie (3) należy uważać za podstawowe w spektrometrii masowej. Ustawienie szczelin, przez które przebiega wiązka jonów, wyznacza wartość r . W zależności więc od wybranego natężenia pola magnetycznego oraz napięcia przyspieszającego jony U , na kolektorze zostaną zebrane jony o odpowiedniej wartości m/e .

Ustalając natężenie jednego z pól, na przykład magnetycznego H i zmieniając napięcie przyspieszające U , uzyskamy ogniskowanie na szczelinie kolektora jonów o coraz innych masach. Dla tego przypadku wzór (3) przyjmuje postać :

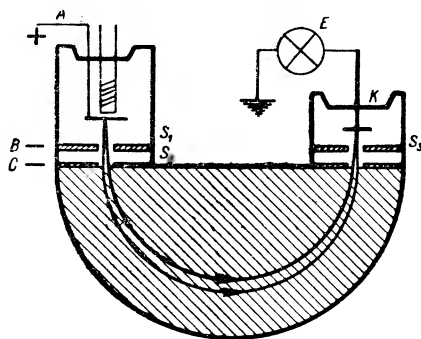
$$\frac{m}{e} = \frac{A}{U}, \quad (4)$$

gdzie A oznacza stałą spektrometru.

Wiązka jonów wychodząca ze szczeliny spektrometru jest rozbieżna i z tego względu nie wszystkie jony wchodzi prostopadłe do płaszczyzny ograniczającej pole magnetyczne. Pole magnetyczne działa jednak na jony mające tę samą wartość m/e jak soczewka, po przejściu której wiązka rozbieżna zostaje znów zogniskowana.

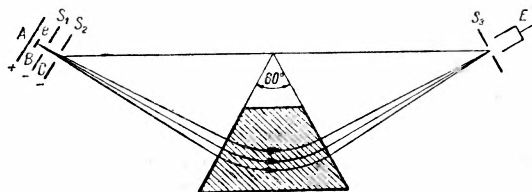
Jednym z warunków ogniskowania jest jednorodność energetyczna wiązki jonowej. Wytworzenie takiej wiązki wymaga stosowania źródeł jonów o odpowiedniej budowie.

Pierwszy spektrometr został skonstruowany jeszcze w 1918 r. przez A. J. Dempstera [8, 9] i miał pole magnetyczne o kącie rozwarcia 180° ; następne, zbudowane w latach od 1933 przez A. O. Niera [10, 17] i innych konstruktorów, pracowały z soczewkami magnetycznymi o kątach rozwarcia 60° i 90° . Warunkiem geometrycznym ogniskowania jest, aby szczelina wyjściowa jonów, środek krzywizny toru promienia jonowego, wchodzącego prostopadłe do płaszczyzny ograniczającej pole, oraz szczelina kolektora znajdowały się na linii prostej [18].



Rys. 1

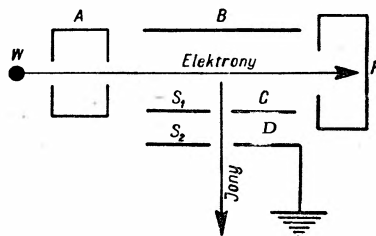
Obecnie najczęściej używane są soczewki magnetyczne o kącie rozwarcia 60° i 90° . Zaletą ich jest to, że w tym przypadku źródło jonów jak też kolektor jonów znajdują się poza obszarem pola magnetycznego, zaś wytwarzający pole elektromagnes może mieć mniejszą moc.



Rys. 2

stosuje się w spektrografii masowym, do tego celu nie wystarcza, gdyż w rurze do wyładowania jony powstają w najrozmaitszych miejscach pola elektrycznego, a co za tym idzie, osiągają bardzo różne energie. Dlatego też do wytwarzania jonów w spektrometrze nie stosuje się wyładowania jarzeniowego, lecz jonizację gazu za pomocą elektronów. Typowe źródło jonów spektrometru widzimy na rysunku 3.

Drucik wolframowy W żarzony prądem o natężeniu kilku amperów emituje elektrony przyspieszane następnie różnicą potencjałów rzędu kilkudziesięciu woltów, jaka istnieje pomiędzy drucikiem W a podwójną szczeliną A . Szczeliny elektrody A tworzą soczewkę elektryczną, wyodrębniającą wąską wiązkę elektronów. Wytworzona przez soczewkę elektryczną wiązka elektronów przechodzi między płytkami B i C , jonizując badany gaz, a następnie jest chwyтана przez pułpkę elektronów P utrzymywaną na potencjale od kilkunastu do kilkudziesięciu wolt wyższym od potencjału pozostałych elektrod.

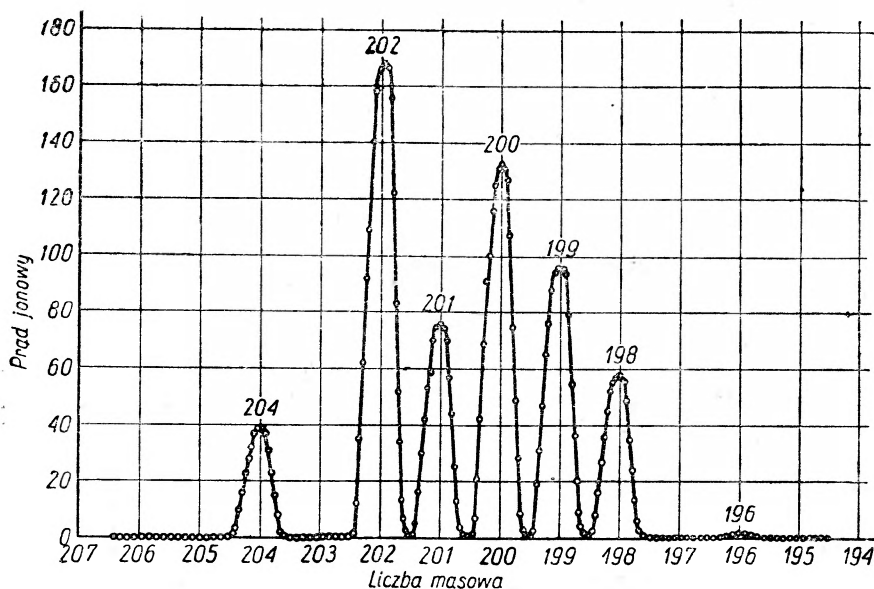


Rys. 3

Elektroda C posiada potencjał elektrody A , zaś elektroda B jest na potencjale o kilka wolt wyższym od C . Ta niewielka różnica potencjałów wystarcza, aby wytworzone w obszarze między B i C jony mogły dyfundować przez szczelinę S_1 pomiędzy elektrody C i D . Elektroda C wraz z pozostałymi częściami źródła jonów znajduje się na potencjale dodatnim, zaś elektroda D jest połączona z ziemią. W wyniku tej różnicy potencjałów jony, które zdołają się przedostać przez szczelinę S_1 , otrzymują prędkości określone napięciem przyspieszającym U i po przejściu przez szczelinę S_2 przedostają się do komory odchyień spektrometru. Jeżeli chcemy uzyskać widmo masowe zgodnie z wzorem (4) przy

ustalonym H zmianą napięcia przyspieszającego, zmieniamy w sposób ciągły potencjał źródła jonów względem ziemi, zazwyczaj w przedziale od 500 do 2000 wolt. W porównaniu z tym potencjałem, napięcie między B i C jest rzędu kilku wolt. Tak wytworzona wiązka jonowa jest więc jednorodna energetycznie w granicach ułamka procentu.

Po odchyleniu w polu magnetycznym jony są ogniskowane. Dla danego napięcia przyspieszającego ogniskowane są na szczeliny kolektora tylko jony o odpowiedniej wartości m/e , zaś pozostałe do szczeliny nie trafiają. Za szczeliną umieszczona jest puszka Faradaya połączona z siatką lampy

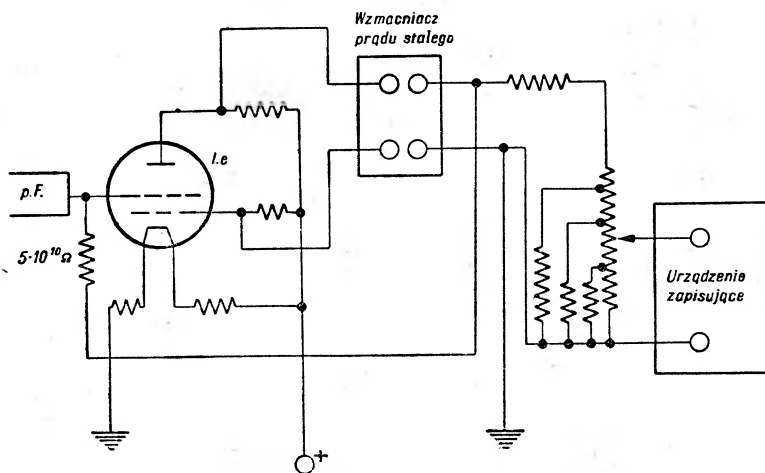


Rys. 4

elektrometrycznej. Natężenie otrzymanego prądu jest miarą natężenia strumienia jonowego. Zmieniając napięcie przyspieszające jony oraz mierząc natężenie prądu jonowego otrzymujemy zależność, której wykresem jest widmo masowe.

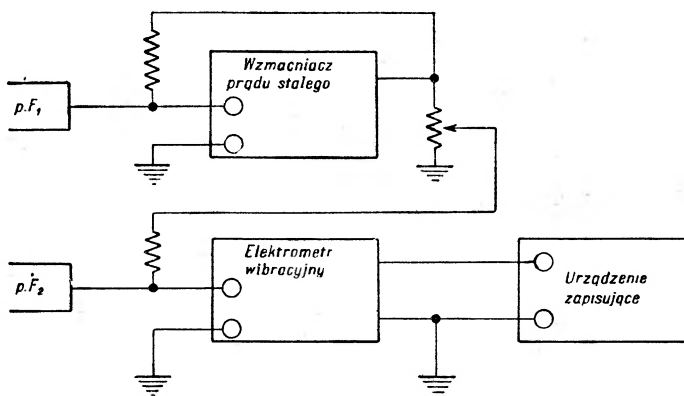
Jako przykład widna masowego pierwiastka może służyć widmo rtęci pokazane na rysunku 4. Na wykresie widocznych jest wyraźnie sześć maksimów odpowiadających izotopom, siódmy izotop rtęci o liczbie masowej 196 jest zaledwie zaznaczony, gdyż jego zawartość w naturalnej rtęci wynosi zaledwie 0,15%. Taka procentowa zawartość izotopu odpowiada prądowi jonowemu rzędu 10^{-14} A i przy zwiększeniu czułości urządzenia pomiarowego daje się z łatwością wyznaczyć. Jednak nawet przy znacznej zawartości izotopu otrzymywane w spektrometrze masowym

prądy jonowe są słabe i nie przekraczają 10^{-10} A. Do ich pomiaru nie można więc używać bezpośrednio galwanometrów, a z reguły stosuje się lampy elektrometryczne, zaś w przypadkach szczególnie słabych prądów



Rys. 5

powielacze elektronowe. Układ z lampą elektrometryczną widzimy na rys. 5. Składa się on z lampy elektrometrycznej jako wzmacniacza stopnia pierwszego, wzmacniacza wahań prądu anodowego lampy oraz urządzenia



Rys. 6

samozapisującego. Dla uzyskania liniowości wzmocnienia stosuje się sprzężenie zwrotne [19].

Istotne w pomiarach spektrometrycznych jest nie natężenie prądu jonowego, a stosunek natężeń dla poszczególnych maksimów. Dokładny

pomiar natężeń względnych nie jest jednak zawsze w układzie, którego schemat przedstawia rys. 5 możliwy ze względu na niestałość parametrów lampy elektrometrycznej. Parametry lamp z czasem ulegają zmianom, w wyniku czego zmienia się także współczynnik wzmocnienia układu. Dla bardzo dokładnych pomiarów stosuje się więc dwa kolektory oraz dwa wzmacniacze w układzie pozwalającym jednocześnie wyznaczać stosunki natężeń prądów jonowych. Dla uzyskania większej stabilności w jednym z układów można zastosować na miejsce lampy elektrometr wibracyjny, którego czułość z biegiem czasu nie ulega widocznym zmianom. Schemat takiego układu pomiarowego widzimy na rysunku 6 [20].

Spektrometry a spektrografy masowe

A. Zdolność rozdzielcza i dokładność wyznaczenia masy

Jeżeli w widmie masowym dla masy M możemy jeszcze odróżnić wierzchołki, których różnica mas wynosi ΔM , to iloraz $M/\Delta M$ nazywamy zdolnością rozdzielczą spektrometru [21].

$$D = \frac{M}{\Delta M} \quad (5)$$

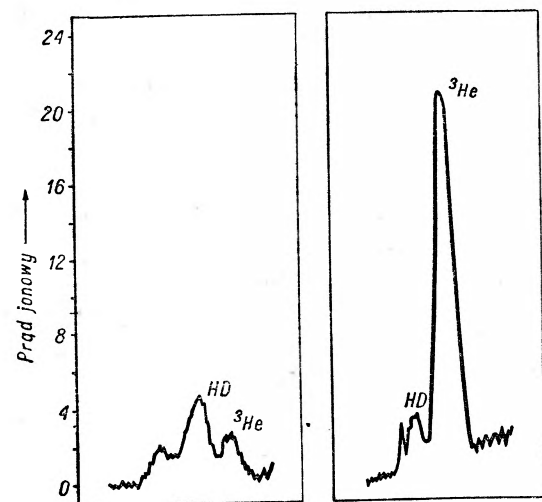
Zdolność rozdzielcza spektrometru z soczewką magnetyczną, gdy rozrzut energetyczny jonów w wiązce jest dostatecznie mały, zależy od promienia krzywizny jonów w polu magnetycznym R oraz szerokości d szczeliny zbierającej [18].

$$D = \frac{R}{d} \quad (6)$$

Spektrometry używane w przemyśle do analizy węglowodorów mają zdolność rozdzielczą od 150 do 300. Niekiedy jednak do analizy ciężkich węglowodorów zwięża się szczelinę kolimatora uzyskując zdolność rozdzielczą dochodzącą do 600 [22]. Węglowodory o cząsteczkach zawierających do 40 atomów węgla mają ciężar drobinowy około 600 i ta zdolność rozdzielcza pozwala jeszcze rozróżnić masy różniące się o jednostkę masy atomowej. Zdolność rozdzielcza spektrometrów stosowanych w badaniach naukowych zazwyczaj nie wiele przekracza podane wartości, niekiedy jednak celem uzyskania rozdzielenia dubletów buduje się spektrometry o zdolności rozdzielczej dochodzącej do 2000. Jeżeli na przykład chcemy wyznaczyć procentową zawartość izotopu ^3He w helu, powinniśmy zdolność rozdzielczą spektrometru uzyskać dostatecznie dużą dla rozdzielenia dubletu HD— ^3He . Jedynie wtedy będzie można wyznaczyć natężenie prądu jonowego odpowiadającego ^3He niezależnie od wierzchołka HD wytworzonego obecnością pary wodnej. Ponieważ odległość wspomnianych wierz-

chołków widma masowego odpowiada różnicy mas równej $\frac{1}{510}$ jednostki masy atomowej, z wzoru (5) na zdolność rozdzielczą znajdujemy wartość 1530. Dublet HD— ^3He rozdzielony przez L. T. Aldricha i A. O. Nier a widzimy na rys. 7 [23].

Jeżeli zdolność rozdzielcza spektrometru wynosi np. 300, oznacza to jednocześnie, że dla liczby masowej 300 można jeszcze rozróżnić dwa sąsiednie maksima różniące się o jednostkę masy atomowej, zaś dokładność względna wyznaczonej masy wynosiłaby $\frac{1}{300}$. Jeżeli dla porównania mas



Rys. 7

rozpatrujemy wierzchołki nie pokrywające się o krawędziach wyraźnie zaznaczonych, odwrotność dokładności względnej wyznaczenia masy może znacznie przewyższać zdolność rozdzielczą spektrometru. Wielkość tę nazywa się niekiedy dokładnością spektrometru. Jednym z najdokładniejszych pomiarów masy za pomocą spektrometru są pomiary E. P. Ney i A. K. Manna [15] stosunku masy izotopu ^4He do masy ^1H . Autorzy ci posługiwali się spektrometrem z pojedynczą soczewką magnetyczną, celem zaś uzyskania monokinetycznej wiązki jonowej skonstruowali specjalnie do tego

celu przystosowane źródło jonów. Na stosunek masy atomu helu do wodoru otrzymano wartość:

$$\frac{m_{^4\text{He}}}{m_{\text{H}}} = 3,97163 \pm 0,00005.$$

Dokładność spektrometru wynosi więc w tym przypadku 10^5 . Jak widzimy z załączonej poniżej tablicy, dotychczas spektrometry zarówno pod względem zdolności rozdzielczej, jak też dokładności ustępują spektrografom [4].

Z podanej tabeli wynika, że największą zdolność rozdzielczą jak też dokładność wyznaczenia masy za pomocą spektrografu osiągnęli Ogata i Matsudy w 1953 r. [24]. Autorzy ci dla dubletu $(^{12}\text{C}^1\text{H}_4)^+ - ^{16}\text{O}^+$ otrzymali różnicę mas $364,15 \pm 0,08 \cdot 10^{-4}$ j. m. a., a następnie z szeregu

pośrednich pomiarów określili masę atomową węgla jako równą $12,003844 \pm 6 \cdot 10^{-6}$, co daje dokładność $2 \cdot 10^6$. Pomiary były przeprowadzone za pomocą spektrografu podwójnie ogniskującego typu Bainbridge'a — Jordana. Mniejsza zdolność rozdzielcza i dokładność spektrometrów spowodowana jest tym, że spektrometry z pojedynczą

Tablica I

Spektrografy lub spektrometry	Zdolność rozdzielcza	Dokładność
	$\frac{M}{\Delta M}$	$\frac{M}{dM}$
I. Spektrografy		
Astona I 1919 r.	130	10^3
Astona II 1925 r.	600	10^4
Astona III 1936 r.	2 000	10^5
Mattaucha 1937 r.	6 500	10^5
Mattaucha 1940 r.	30 000	10^6
Jordana 1940 r.	30 000	10^6
Ogata i Matsudy 1953 r.	60 000	10^6
II. Spektrometry masowe		
Spektrometry przemysłowe	300	—
Spektrometry stosowane w badaniach naukowych	2 000	10^5

soczewką ogniskującą rozbieżną wiązkę jonów tylko wtedy, gdy jest ona jednorodna energetycznie. W praktyce jednak otrzymujemy wiązki, w których jony zawsze mają pewne, chociaż nieznaczące różnice energii. W 1953 r. ukazał się artykuł E. G. Johnsona i A. O. Niera [25] o kątowej aberracji drugiego rzędu soczewek magnetycznych, w którym autorzy dochodzą do wniosku, że za pomocą spektrometrów podwójnie ogniskujących można byłoby osiągnąć lepszą dokładność wyznaczenia masy niż przy pomocy spektrografów. Spektrometry takie posiadałyby odchylające jony pole elektryczne i magnetyczne jak spektrografy i ogniskowałyby jony o tej samej wartości m/e , niezależnie od ich kierunku, jak też i prędkości. W stosunku do spektrografów przewagą takich spektrometrów byłoby to, że ogniskowanie zachodziłoby tylko dla jednego położenia szczeliny kolektora, a więc mogłoby być dokładniejsze niż w przypadku spektrografów, gdzie staramy się osiągnąć zogniskowanie na przestrzeni całej kliszy.

B. Dokładność ilościowego wyznaczenia składu mieszaniny

Wprawdzie pod względem wyznaczenia masy spektrografy masowe przewyższają spektrometry, to jednak ustępują im miejsca, jeżeli chodzi o dokładność wyznaczenia stosunkowej zawartości danego składnika. Mała

dokładność ilościowego oznaczenia zawartości składników jest w spektrografii masowej spowodowana szeregiem czynników [4]:

1. Metoda fotometryczna nie jest dokładna, jeżeli mierzone natężenia zbytnio się różnią.
2. Przy niedostatecznej zdolności rozdzielczej słabe linie leżące między intensywnymi zostają osłabione.
3. Intensywność źródła jonów z czasem ulega zmianie. Powoduje to powstanie błędów, zwłaszcza gdy mierzone natężenia znacznie się różnią.
4. Błędy pomiarów powoduje także niejednorodność kliszy fotograficznej.

Pomiary składu izotopowego przeprowadzone prawie dla wszystkich pierwiastków przez Astona i innych autorów za pomocą spektrografów zostały powtórzone przy zastosowaniu metody spektrometrycznej przez Niera. Okazało się, że błędy w określeniu składu izotopowego dochodziły do 10%. Wtedy także stwierdzono, że czułość spektrografów nie jest wielka i szereg rzadkich izotopów odkryto dopiero metodą spektrometryczną. Jako przykład mogą służyć rzadkie izotopy wapnia. Zgodnie z pomiarami Niera, potwierdzonymi następnie także przez innych autorów, izotopu ^{46}Ca jest 0,0033%, zaś izotopu ^{48}Ca nieco więcej bo 0,185% [26]. Aston, który posługiwał się metodą spektrograficzną, w ogóle izotopów w takich ilościach nie wykrył.

Przy zastosowaniu spektrometru masowego można wyznaczać skład izotopowy pierwiastków z dokładnością wielokrotnie przewyższającą dokładność metod spektrograficznych, a jednocześnie przeprowadzać analizy chemiczne mieszanin gazowych, co przy metodzie spektrograficznej jest nieosiągalne.

Pomiary stężeń metodą spektrometryczną obarczone są błędami stosunkowo niewielkimi. Źródła błędów są następujące:

1. Jednym z czynników powodujących poważniejsze błędy jest efekt wybiórczy spektrometru. Polega on na tym, że skład jonowy wiązki nie pokrywa się ze składem w źródle jonów spektrometru. Procentowa zawartość danego jonu w wytworzonej wiązce może zależeć od jego masy, co powoduje wyróżnienie określonych mas [27].
2. Błędy w pomiarach mogą także powodować zanieczyszczenia i tak zwane gazy resztkowe, znajdujące się w źródle jonów spektrometru.
3. Zjawisko adsorpcji na ściankach spektrometru, szczególnie silne dla pewnych składników, może spowodować obniżenie ich zawartości w wiązce jonowej podlegającej analizie [28].
4. Czułość aparatury z czasem ulega zmianie. Tę okoliczność należy zawsze uwzględniać przy porównywaniu wyników pomiarów nie dokonywanych jednocześnie.

5. Błędy w pomiarach ilościowych mogą być spowodowane także przesuwaniem się zera lampy elektrometrycznej oraz fluktuacjami cieplnymi elektronów w oporze siatkowym lampy.

Przy pomiarze składu izotopowego pierwiastków, gdy masy izotopów nie wiele różnią się, efekt wybiórczy nie odgrywa większej roli. Jeżeli nie istnieje silniejsza adsorpcja oraz komora spektrometru wolna jest od gazów reszkowych, błąd pomiaru uwarunkowany jest właściwościami elektrycznymi aparatury pomiarowej. Obecnie technika budowy wzmacniaczy prądu stałego oraz konstrukcji lamp elektrometrycznych stoją na tak wysokim poziomie, że w takich przypadkach można osiągnąć bardzo wysoką precyzję analizy masowej.

Najlepsze pojedyncze lampy elektrometryczne mają poziom szumów około $50 \cdot 10^{-6}$ V, co odpowiada fluktuacji prądu siatkowego 10^{-15} A [29, 30]. Natomiast zsuwanie się zera galwanometru w układach mostkowych lamp elektrometrycznych bądź przy zastosowaniu do ich zasilania stabilizatorów można uczynić bardzo małym. Za pomocą zasilania lamp elektrometrycznych specjalnie w tym celu zbudowanymi stabilizatorami o dokładności stabilizacji 1 : 10 000 udaje się ograniczyć zsuwanie się zera nawet bez stosowania specjalnych układów mostkowych w okresie czasu 6 miesięcy o wielkość odpowiadającą prądowi siatkowemu lampy mniejszemu niż 10^{-14} A. Jeżeli poziom szumów lampy jest rzędu 10^{-15} A, taka zmiana parametrów lampy w okresie półrocznym odpowiada zaledwie dziesięciokrotnej wartości szumów.

Stosując układy pomiarowe z podwójnymi lampami elektrometrycznymi można poziom szumów własnych lamp znacznie zmniejszyć. Niektórzy autorzy stosując elektrometryczne lampy podwójne osiągnęli dokładność 15% przy pomiarze prądów rzędu $5 \cdot 10^{-18}$ A, co odpowiada zaledwie 30 elektronom na sekundę [31].

Specjalnie zagadnieniem dokładności pomiarów zajmował się A. O. Nier. W tym celu sporządzał on sztuczne mieszaniny izotopów argonu, neonu i innych gazów o określonym składzie, a następnie przeprowadzał analizy masowe sprawdzając zawartość procentową poszczególnych składników [27].

Dla mieszaniny argonu ^{36}A i ^{40}A w stosunku ilościowym bliskim 1 : 100 otrzymywał na koncentrację argonu ^{36}A wartości: $0,01067 \pm 0,00004$, dokładność wyznaczenia zawartości izotopu ^{36}A wynosi więc 0,5%. Dla izotopów neonu ^{21}Ne oraz ^{22}Ne koncentracja izotopu ^{21}Ne wynosiła $0,002864 \pm 1,8 \cdot 10^{-6}$. Mimo małej ilości izotopu ^{21}Ne w mieszaninie uzyskana dokładność pomiaru jest większa niż w poprzednim przypadku i równa 0,1%. Dla mieszaniny neonu o liczbie masowej 22 i 20 uzyskano wartość $0,09936 \pm 3,7 \cdot 10^{-5}$, co odpowiada dokładności pomiaru 0,4%.

Skład izotopowy naturalnego azotu był badany przez szereg autorów [32, 33]. Ponieważ obecność tlenu wpływa na emisję elektronów z drucika wolframowego, dokładne wyznaczenie składu izotopowego azotu pobranego z powietrza wymaga poprzedniego usunięcia śladów tlenu. Otrzymywane wyniki na zawartość ^{15}N nie wiele odbiegają od podanych swego czasu przez A. O. Niera, $0,00382 \pm 1 \cdot 10^{-5}$, dokładność wyznaczenia zawartości izotopu azotu 15 wynosi więc 0,3%.

Jeżeli jednego ze składników jest bardzo mało w stosunku do innych, dokładność pomiaru pogarsza się. W celu określenia wieku skał stosuje się czasem metodę oznaczania zawartości izotopów helu w gazach pobranych ze skał. Izotop ^3He jest zazwyczaj bardzo mało i stosunek ilości izotopu helu 3 do 4 jest rzędu 10^{-7} . L. T. Aldrich i A. O. Nier [23] przeprowadzili szereg takich pomiarów osiągając przy zawartości ^3He większej od $5 \cdot 10^{-7}$ dokładność 10%, zaś dla ilości mniejszych dokładność pomiaru około 30%. Przy zawartości helu 3 poniżej $0,5 \cdot 10^{-7}$ pomiar był już niemożliwy. Na podstawie danych także innych autorów należy przyjąć, że najmniejsza możliwa jeszcze do wykrycia za pomocą spektrometru koncentracja składnika jest rzędu 10^{-7} .

W ostatnich latach został opracowany skład izotopowy ziem rzadkich. Okazało się, że szereg pierwiastków należących do tej grupy posiada rzadkie izotopy, których zawartość w naturalnym pierwiastku często nie przekracza 10^{-5} , 10^{-6} . Jako przykład może służyć gadolin, którego stałe izotopy o liczbach masowych 149, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157, 158, 159, 160, 161 i 162 występuje w bardzo różnych ilościach. Wallace T. Leland badał dokładnie skład izotopowy gadolinu, niektóre wyniki jego pomiarów zebrane są w poniżej zamieszczonej tablicy [34].

Tablica II

Liczba masowa niektórych izotopów gadolinu	Zawartość izotopu w naturalnym pierwiastku	Dokładność pomiaru
151	$3 \cdot 10^{-6}$	—
152	$2 \cdot 10^{-3} \pm 5 \cdot 10^{-5}$	3%
155	$14,68 \cdot 10^{-2} \pm 15 \cdot 10^{-4}$	1%
158	$24,96 \cdot 10^{-2} \pm 25 \cdot 10^{-4}$	1%
159	$2 \cdot 10^{-5}$	—

Z podanych przykładów widzimy, że błąd pomiaru składu izotopowego pierwiastków za pomocą spektrometru w zależności od zawartości izotopu waha się od ułamka do kilku procent. Nawet ilości izotopu rzędu 10^{-7} całkowitej ilości pierwiastka można jeszcze wyznaczyć z dokładnością kilkunastu procent. Tak małych zawartości izotopów spektrograf masowy

w ogóle nie jest w stanie wykryć, zaś większe ilości mogą być wyznaczone, ale ze znacznie mniejszą dokładnością.

Jeżeli skład izotopowy pierwiastka wyznaczamy z jego związków łatwo adsorbowanych przez ścianki spektrometru, dokładność pomiaru zmniejsza się. Zachodzi to szczególnie dla związków siarki, fosforu, niektórych związków tlenu [35]. W tym przypadku zawartość danego składnika można wyznaczyć często z błędem dochodzącym do 5%. Ogrzewanie źródła jonów spektrometru jak też aparatury doprowadzającej gaz pozwala przynajmniej częściowo uwolnić się od zjawiska adsorpcji i zmniejszyć błąd pomiaru.

Podobnie trudnym jak analiza związków podlegających adsorpcji jest badanie małych ilości gazów bądź analiza składnika o bardzo małej koncentracji. Przeciętny spektrometr pobiera od 0,1 do 0,3 cm³ w warunkach normalnych gazu na godzinę. Do przeprowadzenia analizy wystarcza jednak już 0,001 cm³ gazu w warunkach normalnych, zaś objętości składników mogą nie przekraczać 10⁻⁵ cm³. Błąd pomiaru nawet tak małych ilości można jeszcze utrzymać w granicach od 0,5 do 4%. Nie ma innej metody analizy, która przy tak małych ilościach pozwalałaby osiągnąć tego rzędu dokładność. Wyniki typowej mikroanalizy podane są w tabelicy III.

Tabela III

Składnik	Objętość składnika w cm ³ liczona w warunkach normalnych	Przypuszczalny błąd pomiaru w %
metan	0,00007	0,7
etylen	0,00013	0,7
etan	0,00017	1,4
propylen	0,00004	0,7
propan	0,00014	2,2
buteny	0,00005	0,7
izobutan	0,00001	0,7
n-butan	0,00008	1,4
penteny	0,00004	0,7
pentany	0,00009	1,4
tlenek azotu	0,00030	2,2
woda	0,00026	3,6
objętość całkowita	0,00138	—

Zastosowania metody spektrometrycznej

Głównym zastosowaniem zarówno spektrometrów, jak też spektrografów masowych jest wyznaczanie mas, jak też ilościowego stosunku zawartości jonów różnych mas. Wprawdzie pomiar spektrometryczny

jest wygodniejszy i szybszy niż spektrograficzny, to jednak, jak już wspomniano, dokładność uzyskiwana przy określeniu mas za pomocą spektrografu jest znacznie większa niż w pierwszej metodzie. Dlatego też tylko w niektórych przypadkach udaje się przy pomocy spektrometru uzyskać dokładność zbliżoną do tej, jaką daje metoda spektrograficzna.

Natomiast zawartość danego składnika można za pomocą spektrometru określić stosunkowo z dużą dokładnością, bo dochodzącą do ułamków procentu. Obok znacznej dokładności spektrometr jest przyrządem bardzo czułym i za jego pomocą można wykrywać składniki, których zawartość w badanej próbce jest rzędu 10^{-7} badanej ilości.

Podane właściwości metody spektrometrycznej określają jej zastosowanie. Metoda ta jest stosowana przede wszystkim do masowej analizy ilościowej. Najprostszym przypadkiem jest analiza izotopowa pierwiastków. Interpretacja otrzymanych wyników jest w tym przypadku bardzo prosta, gdyż natężenia otrzymanych prądów jonowych bądź wysokości wierzchołków w widmie masowym są wprost proporcjonalne do zawartości izotopów.

Metod spektrometrii masowej można także używać celem wykonania analiz chemicznych, szczególnie mieszanin gazowych. Jest to możliwe dlatego, ponieważ każdy ze składników mieszaniny ma widmo masowe, w którym wysokości wierzchołków są proporcjonalne do ilości składnika lub jego ciśnienia cząstkowego. Z tego powodu oznaczając wysokość maksimum odpowiadającego masie m składnika A przez I_{mA} , zaś ciśnienie cząstkowe tego składnika gazowego przez p_A , możemy napisać [28, 35]:

$$I_{mA} = S_{mA} \cdot p_A. \quad (7)$$

Zgodnie ze wzorem (7) wysokość wierzchołka w widmie masowym danego składnika gazowego jest proporcjonalna do jego ciśnienia. Współczynnik S_{mA} jest przyporządkowany liczbie masowej m składnika A i jest dla danej energii wiązki elektronów jonizujących gaz oraz dla danej aparatury wielkością stałą. Widmo masowe składnika otrzymane dla określonego ciśnienia pozwala wyznaczyć współczynniki przyporządkowane poszczególnym liczbom masowym. Odwrotnie, znając współczynniki dla czystego składnika, można na podstawie pomiaru wysokości tylko jednego wierzchołka wyznaczyć ciśnienie tego składnika.

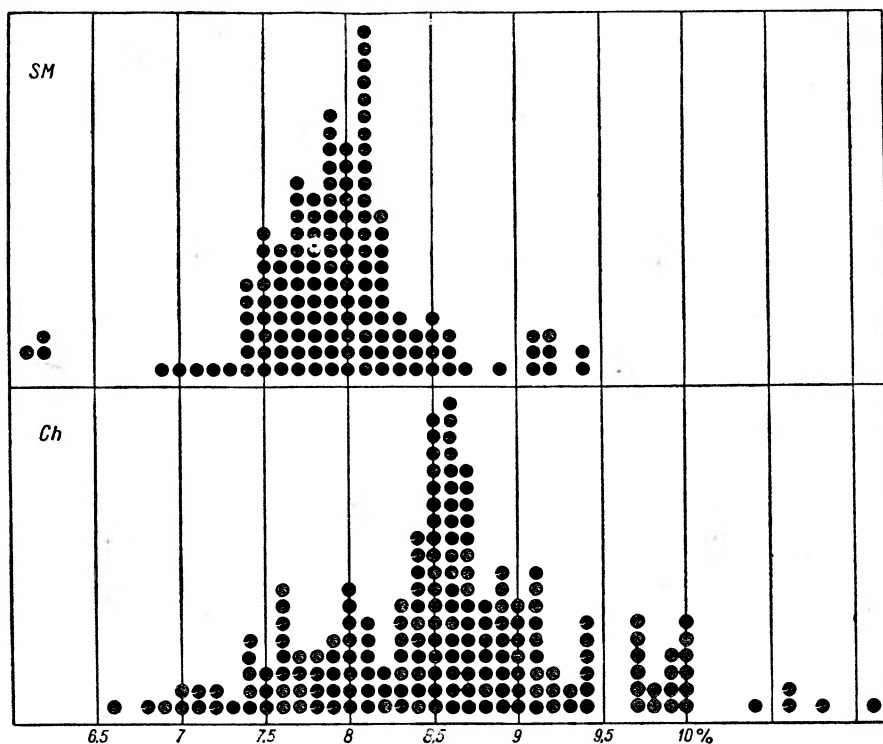
Jeżeli badany gaz jest mieszaniną kilku składników czystych, mogą zajść dwa przypadki.

Pierwszym prostszym przypadkiem byłby taki, gdy każdy ze składników posiada przynajmniej jeden odrębny wierzchołek. Można wtedy dla każdego składnika na podstawie znajomości wysokości takiego wierzchołka ułożyć jedno równanie (7) i wyznaczyć ciśnienie składnika. Bardziej skomplikowanym natomiast przypadkiem byłby taki, gdy wierzchołków

odpowiadających pojedynczym składnikom widmo masowe nie posiada, a przeciwnie, każde maksimum powstało jako wynik istnienia kilku lub nawet wszystkich składników. Dla tego przypadku na miejsce równania (7) napiszemy:

$$I_m = S_{mA} \cdot p_A + S_{mB} \cdot p_B + S_{mC} \cdot p_C + \dots \quad (8)$$

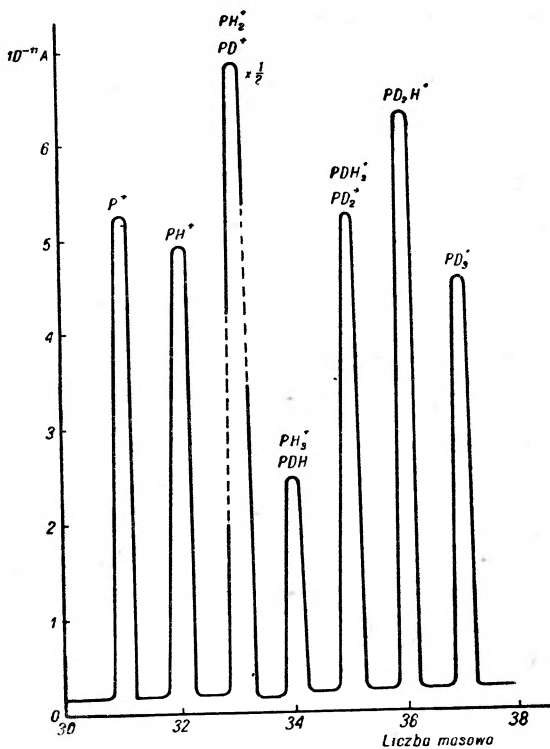
w równaniu (8) znamy I_m oraz współczynniki S_{mA} , S_{mB} , S_{mC} , szukamy natomiast ciśnień cząstkowych p_A , p_B , p_C . Aby je znaleźć, oczywiście nie wystarczy jedno równanie (8), lecz należy ułożyć podobnych równań przynajmniej tyle, ile jest składników w mieszaninie. Tyle samo należy



Rys. 8

także rozpatrzyć wierzchołków w widmie masowym mieszaniny. Przy większej liczbie składników uzyskuje się układy równań, których rozwiązanie nie zawsze jest łatwe i może wymagać stosowania elektronowych maszyn do liczenia. Przy większej ponad 16 liczbie składników trudności interpretacji otrzymanego widma masowego są już tak duże, że nie przeprowadza się oznaczenia wszystkich składników i dokładnej ilościowej analizy.

Właściwym pomiarem jest otrzymanie widma masowego mieszaniny gazowej. W zakresie od 12 do 100 jednostek masy atomowej widmo takie można wykreślić w czasie około 20 minut. Opracowanie wyników pomiaru trwa zazwyczaj znacznie dłużej, w sumie jednak zużyty czas jest znacznie krótszy niż przy innych metodach analizy. Uzyskiwana dokładność analizy jest zbliżona do dokładności jaką otrzymuje się stosując metody chemiczne. W niektórych przypadkach wyniki analizy otrzymane za pomocą spektrometru masowego oraz metodami chemicznymi mogą się różnić o kilka dziesiątych procentu. Ilustracją dokładności pomiaru uzyskiwanej obu metodami mogą być dane zaznaczone na rysunku 8 [36]. Każde za-



Rys. 9

czernione kółko odpowiada oddzielnemu pomiarowi, na podstawie którego wyznaczono zawartość procentową metanu w mieszaninie. Górna część rysunku odnosi się do pomiarów przeprowadzonych metodą spektrometrii masowej, dolna do pomiarów metodą chemiczną. W tym przypadku bardziej zgodne wyniki zostały uzyskane za pomocą spektrometru masowego.

W badaniach biologicznych można jako pierwiastki śladowe stosować trwałe izotopy. W tym celu wybiera się izotopy rzadkie danego pierwiastka, na przykład ciężki wodór, izotop azotu 15, izotop węgla 13 [37]. Wybrany izotop wydziela się z pierwiastka jakkolwiek metodą oddzielania izotopów, najczęściej dyfuzji termicznej, zaś w przypadku deuteru za pomocą elektrolizy. W tej metodzie do

analizy wyników doświadczeń biologicznych niezbędnym staje się stosowanie spektrometru masowego.

Analiza masowa wodoru w stanie wolnym jest trudna, gdyż obok maksimum odpowiadającego jonowi D^+ istnieje maksimum H_2^+ , zaś obok HD^+ także H_3^+ . Z tego względu zazwyczaj przeprowadza się analizę nie wodoru, lecz jego związków z pierwiastkiem posiadającym tylko jeden

izotop, na przykład fosforem. Widmo masowe fosforowodoru zawierającego 74% PD_3 i 26% PH_3 widoczne jest na rysunku 9 [38].

W geologii metoda spektrometrii masowej jest stosowana do określania wieku skał. Skład izotopowy pierwiastków, które mogą powstawać jako produkty przemian promieniotwórczych, nie jest stały i zależy od ich pochodzenia. Do takich pierwiastków należy hel i ołów. W przypadku ołowiu znane są cztery trwałe izotopy o liczbach masowych 204, 206, 207 i 208. Trzy ostatnie izotopy powstają także w wyniku przemian promieniotwórczych. Jak wiadomo, izotop ołowiu 206 (RaG) jest produktem rozpadu uranu 238, izotop 207 (AcD) produktem rozpadu uranu 235, zaś izotop 208 (ThD) pochodzi od toru. Jeżeli wiek minerału zawierającego uran wynosi t lat, to ilości atomów nagromadzonego w mineralu izotopu ołowiu 206, 207 w zależności od ilości atomów izotopów uranu będą mogły być wyrażone za pomocą wzorów:

$$(^{206}\text{Pb}) = (^{238}\text{U}) \cdot (e^{\lambda t} - 1), \quad (9a)$$

$$(^{207}\text{Pb}) = (^{235}\text{U}) \cdot (e^{\lambda' t} - 1), \quad (9b)$$

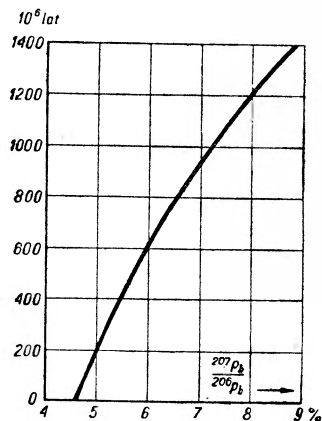
Symbole w nawiasach oznaczają ilości atomów danego izotopu w chwili obecnej, λ jest stałą rozpadu uranu 238, zaś λ' stałą rozpadu aktynouranu 235, t wiekiem minerału. Dzieliąc równania stronami otrzymujemy:

$$\frac{(^{207}\text{Pb})}{(^{206}\text{Pb})} = \frac{(^{235}\text{U}) \cdot (e^{\lambda' t} - 1)}{(^{238}\text{U}) \cdot (e^{\lambda t} - 1)}. \quad (10)$$

Jak widzimy z wyrażenia (10), celem znalezienia wieku minerału t należy jedynie wyznaczyć stosunek ilości atomów izotopu ołowiu 207 do 206. Zawartość izotopu uranu 235 jest stała i obecnie stosunek ilości atomów izotopu 235 do 238 wynosi 1/139. Znane są także stałe rozpadu, dla uranu 238 $\lambda = 0,1537 \cdot 10^{-9}$ /rok, zaś dla aktynouranu $\lambda' = 0,9804 \cdot 10^{-9}$ /rok.

Podane rozumowanie jest słuszne przy założeniu, że w międzyczasie minerał nie utracił uranu bądź powstałego ołowiu. Wykres zależności wieku skał od ilości izotopów ołowiu podany jest na rysunku 10 [39].

Typowe wyniki analizy izotopowej zwykłego ołowiu, tj. nie pochodzącego z przemian promieniotwórczych, oraz ołowiu wydobytego z rud uranowych lub torowych pokazane są na rysunku 11.



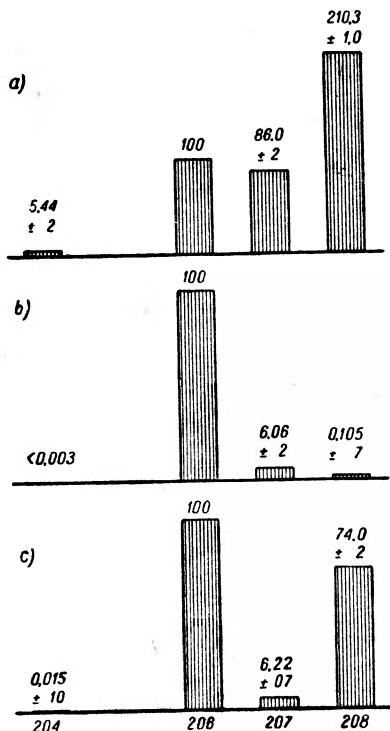
Rys. 10

Zastosowanie spektrometru masowego pozwala nie tylko badać produkty rozpadu promieniotwórczego α , lecz także spontanicznego rozszczepienia uranu. Czas połowicznego zaniku dla rozszczepienia uranu jest rzędu 10^{16} lat, a więc przeszło milion razy dłuższy niż dla przemiany α . Odpowiednio do tego produkty rozszczepienia zawarte są w skałach uranowych w minimalnych ilościach. Mimo tego udaje się z rud uranowych

wydobyć niewielkie ilości gazów szlachetnych, zawierających ksenon i krypton, których niektóre z izotopów powstały jako wynik naturalnego rozszczepienia uranu [40].

Skład izotopowy tych gazów jest inny niż ten, który stwierdza się pobierając je z atmosfery. Ksenon wydobyty z rud ma 5 izotopów, które powstały jako produkty rozszczepienia, a mianowicie izotop 129, 131, 132, 134, 136 zaś krypton 3 izotopy, 83, 84 i 85. Dane dotyczące odchylenia składu izotopowego tych pierwiastków od stwierdzonego przy pobieraniu ich z atmosfery pozwalają wyznaczyć wydajność rozszczepienia uranu dla poszczególnych mas produktów końcowych.

Oprócz badań produktów naturalnych przemian promieniotwórczych spektrometr masowy umożliwia dokładną analizę pierwiastków powstałych w sztucznych reakcjach jądrowych. Szczególnie w ostatnich latach ukazało się dużo prac poświęconych badaniu produktów rozszczepienia uranu w stosach atomowych. Za pomocą



Rys. 11

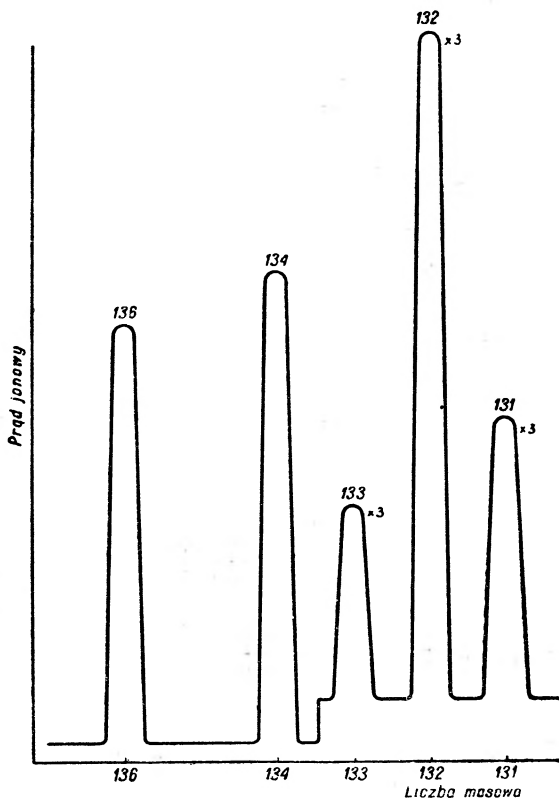
spektrometru udaje się znacznie łatwiej niż metodami chemicznymi wykryć powstałe w procesie rozszczepienia pierwiastki zarówno trwałe, jak też promieniotwórcze, zaś w przypadku tych ostatnich ustalić dokładnie ich czas połowicznego zaniku. Widmo masowe izotopów ksenonu otrzymanych jako produkty rozszczepienia uranu bombardowanego neutronami widzimy na rysunku 12. Oprócz stałych izotopów, których obecność stwierdza się także w minerałach uranowych widoczne jest maksimum 133 odpowiadające izotopowi promieniotwórczemu [41].

Czas połowicznego zaniku izotopu ksenonu 133 dał się metodą spektrometryczną dokładnie wyznaczyć, wynosi on $5,271 \pm 0,002$ dnia, gdy natomiast pomiary przeprowadzane bez użycia spektrometru dawały wartość

od 4,3 do 7 dni. Ponieważ czas ten jest dostatecznie krótki, można wyznaczyć go z podstawowego wzoru na spadek promieniotwórczości:

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (11)$$

$$T_{1/2} = \frac{0,6932}{\lambda}. \quad (12)$$



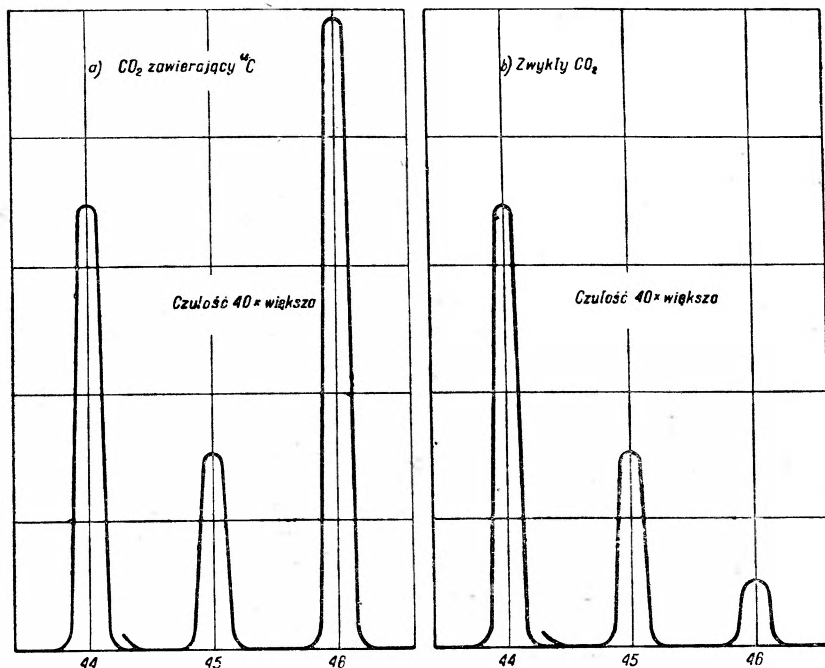
Rys. 12

W takim przypadku pomiar sprowadza się do dwukrotnego wyznaczenia zawartości izotopu ksenonu 133, w danej chwili i następnie po upływie około 10 dni. Jeżeli czas połowicznego zaniku jest zbyt długi posługujemy się wzorami (11) w postaci różniczkowej:

$$dN/dt = 0,6932 \cdot N/T_{1/2} \quad (13)$$

Celem znalezienia $T_{1/2}$ określa się dN/dt za pomocą liczników, pozostaje jednak jeszcze nieznana liczba atomów pierwiastka promieniotwórczego, którą wyznaczamy za pomocą spektrometru. Metoda taka była stosowana w wielu przypadkach, między innymi do wyznaczania czasu połowicznego zaniku radiowęglu C^{14} wytworzonego sztucznie [42]. Na rys. 13 widzimy

widmo masowe radioaktywnego i normalnego dwutlenku węgla. Analiza tych widm pozwoliła wyznaczyć zawartość radiowęglą równą $3,23 \pm 0,03$, tj. z dokładnością 1%, a następnie jego okres połowicznego zaniku jako równy 5100 ± 200 lat.



Rys. 13

Oprócz podanych zastosowań spektrometru o odpowiedniej budowie można używać do ilościowego rozdzielania izotopów. Jest to jedyna metoda, za pomocą której uzyskuje się całkowite rozdzielanie. Otrzymywane ilości izotopów są zazwyczaj niewielkie, od μg do mg , naniesione jednak warstewką o gęstości rzędu mikrogramów na centymetr kwadratowy na ekran w zupełności wystarczają do przeprowadzenia szeregu badań reakcji jądrowych, wyznaczenia energii rezonansowych bądź badania sztucznej promieniotwórczości.

Takie spektrometry-separatory różnią się od zwykłych spektrometrów szczegółami budowy, większymi wymiarami elektromagnesu, komory odchyleń. Większe różnice istnieją jedynie w budowie źródła jonów, które powinny wytwarzać znacznie większy prąd jonowy. Jest kilka metod uzyskiwania silnego prądu jonowego, można stosować metodę jonizacji elektronami jak i w zwykłych spektrometrach, częściej jednak wykorzystuje się wyładowanie łukowe w rozrzedzonej gazie w obecności pola magnetycz-

nego. Całkowity prąd jonowy, dostarczany przez takie źródło jonów, może dochodzić do kilku miliamperów, prąd jednak odpowiadający poszczególnym izotopom jest proporcjonalny do ich zawartości i odpowiednio mniejszy. Dane dotyczące średniej wielkości separatora zbudowanego w Szwecji i służącego do magnetycznego rozdzielania izotopów oraz dla porównania dane spektrometru stosowanego do badań w francuskim przedsiębiorstwie naftowym zebrane zostały w tablicy IV [43].

Tablica IV

Charakterystyka separatora magnetycznego oraz spektrometru masowego używanego do celów analitycznych

	Separator do oddzielania izotopów	Spektrometr masowy stosowany do analiz
Kąt rozwarcia pola magnetycznego	90°	90°
Natężenie pola magnetycznego	3500 Oe	5000 Oe
Szerokość szczeliny elektromagnesu	103 mm	11 mm
Promień wiązki jonowej w polu magnetycznym	1600 mm	150 mm
Ciężar elektromagnesu	6500 kg	100 kg
Moc elektromagnesu	ok. 7800 W	200 W
Maksymalny prąd jonowy	$2 \cdot 10^{-3}$ A	10^{-9} A
Prąd jonowy odpowiadający oddzieleniu izotopowi	ok. $5 \cdot 10^{-3}$ A	ok. $5 \cdot 10^{-12}$ A
Napięcie przyspieszające jony	do 70 000 V	do 2000 V
Zdolność rozdzielcza	300	150
Szybkość pompowania z komory spektrometru	500 l/sek	60 l/sek

O ilościach oddzielanych za pomocą opisanego separatora izotopów może nam dać wyobrażenie załączona poniżej tablica V.

Tablica V

Ilości izotopów oddzielane za pomocą separatora magnetycznego

Pierwiastek	Oddzielony izotop	Ilość oddzielnego izotopu μg	Maksymalne natężenie prądu jonowego μA	Czas oddzielania min
Li	⁶ Li ⁷ Li	50	250	200
Mg	²⁴ Mg	50	100	270
Se	⁷⁸ Se ⁸⁰ Se	70	25	150
Ag	¹⁰⁷ Ag ¹⁰⁹ Ag	150	50	52
Cd	wszystkie izotopy	8	11	15
Sn	„ „	38	50	18
Hg	„ „	100	15	60

Nowe kierunki rozwoju spektrometrii masowej

Jak widzieliśmy z treści artykułu, w ciągu ostatnich kilkunastu lat nastąpił bardzo intensywny rozwój techniki spektrometrycznej. Obecnie spektrometr masowy jest przyrządem o wysokiej czułości, dokładności pomiaru, a jednocześnie umożliwiającym dokonanie dużej liczby pomiarów w stosunkowo krótkim czasie. Takie udoskonalenie spektrometru masowego zostało jednak dokonane przy użyciu znacznych środków technicznych. Spektrometr masowy jest przyrządem skomplikowanym, posiadającym złożone układy zasilające, często stabilizowane z dokładnością 1 : 10 000, a nawet 1 : 100 000, wysokie wymagania stawiane są jednorodności pola magnetycznego, układowi próżniowemu oraz czystości komory odchyień. Prądy mierzone w spektrometrze są często bardzo słabe, dlatego też układy, pomiarowy jak i zapisujący, też nie należą do prostych.

Z tego względu począwszy od 1946 r. rozpoczęto doświadczenia nad analizą masową wiązek jonowych innymi metodami. Pierwsze próby dokonane były przez W. Stephens a, S. A. Go o d s m i t a [44, 45] i innych i polegały na wprowadzaniu rozbieżnych wiązek jonowych w pole magnetyczne solenoidu równoległe do linii sił pola. Jak wiadomo, cząstka naładowana wbiegająca w jednorodne pole magnetyczne nieco ukośnie do kierunku linii siłowych zakreśla spiralę, przy tym we wzorze na czas obiegu po spirali nie wchodzi prędkość jak też kąt, pod którym cząstka wbiega w pole.

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{e/m \cdot H} \quad (14)$$

We wzorze (14) e oznacza ładunek cząstki, zaś m jej masę. Zakładając, że jony są pojedynczo zjonizowane, oraz wprowadzając masę atomową M na miejsce (14), otrzymamy:

$$T = 655 \frac{M}{H} \cdot 10^{-6} \text{ sek.} \quad (15)$$

Długość spirali zależy od składowej prędkości jonu równoległej do pola magnetycznego i wyraża się iloczynem tej prędkości przez czas T . W przypadku monochromatycznej wiązki jednego rodzaju cząstek rozbieżna wiązka zostaje polem magnetycznym zogniskowana, co zostało wykorzystane w magnetycznych soczewkach elektronowych.

Dla jonów czas jednego obiegu po spirali zależy od masy jonu i natężenia pola magnetycznego H . Nie zależy natomiast od prędkości, gdyż promień krzywizny toru wzrasta proporcjonalnie do prędkości. Dla masy jonu równej 150 j. m. a. i dla natężenia pola 100 Oe czas obiegu wynosi

około $1000 \cdot 10^{-6}$ sekundy, zaś przy zmianie masy o jednostkę m. a. czas ten zmienia się o 7 mikrosekund.

Tę różnicę czasu obiegu po spirali przy zastosowaniu pulsujących wiązek nie trudno wyznaczyć.

Opisana metoda analizy masowej ma szereg zalet:

- a) nie wymaga jednorodnej energetycznie wiązki jonów,
- b) wiązka jonów może być rozbieżna,
- c) dzięki szerokiej szczelinie źródła jonów natężenie wiązki jonowej może być znaczne,
- d) analiza wiązki jonowej dokonywana jest w bardzo krótkim czasie. Dlatego jest zbyteczna jakakolwiek stabilizacja układów zasilających spektrometr.

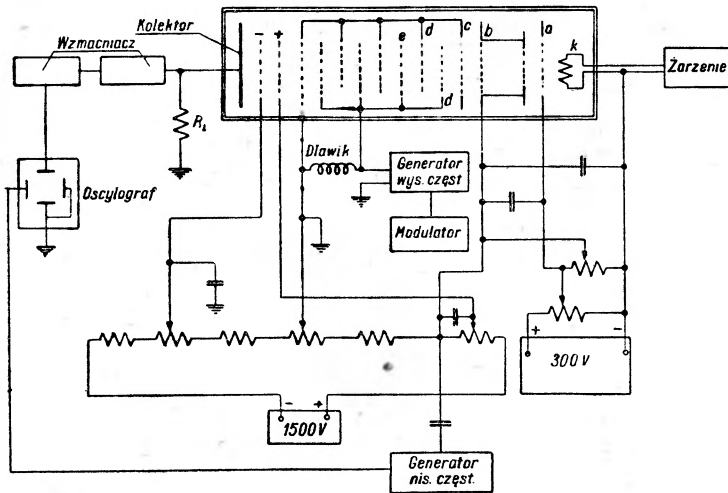
Jednocześnie jednak poważnym brakiem tej metody są duże rozmiary aparatury oraz konieczność stosowania pola magnetycznego. Promień spirali, po której porusza się jon, zależy od jego masy i prędkości lub napięcia przyspieszającego i daje się wyrazić wzorem:

$$R = \frac{145 (UM)^{1/2}}{H} \text{ cm.} \quad (16)$$

Tych wszystkich trudności nie napotykamy stosując metodę selekcji prędkościowej jonów za pomocą pola elektrycznego o częstotliwości radiowej [16, 46, 47]. Rozmiary komory analizatora w tym przypadku zmniejszają się do kilkudziesięciu centymetrów, odpada konieczność stosowania pola magnetycznego, zaś całość aparatury jest niezmiernie prosta. Schemat takiej aparatury pokazany jest na rysunku 14.

Zaznaczona na rysunku literą *K* żarzona katoda wolframowa emituje elektrony, które przyspieszone polem elektrycznym siatki *a* wchodzą do cylindra *b*, gdzie jonizują gaz. Wytworzone w tej przestrzeni jony zostają przyspieszone polem elektrycznym siatki *c* i wciągnięte do obszaru siatek *d*, *e*. Siatki *d* połączone są z ziemią, zaś na siatki *e* przyłożone jest zmienne napięcie o częstotliwości radiowej i wartości maksymalnej od 6 do 12 wolt. Jony dodatnie, wchodzące w układ siatek *d*, *e*, w chwili, gdy siatki *d* są na potencjale dodatnim względem *e*, i posiadające taką prędkość, że w czasie równym połowie okresu napięcia zmiennego przebywają odległość między siatkami, uzyskują dodatkową energię od zmiennego pola elektrycznego. Natomiast jony niesynchronizowane ze zmiennym polem elektrycznym w wyniku niewłaściwej fazy w chwili wejścia w układ siatek, po przejściu przez spektrometr, tracą prędkość. Przed kolektorem zbierającym jony umieszczone są dwie siatki, pierwsza o potencjale ujemnym ma za zadanie zapobiegać emisji wtórnej elektronów z kolektora. Druga siatka, licząc od strony kolektora, jest na potencjale

dotatnim, jej zadaniem jest wstrzymywać jony nie mające dostatecznej energii. Dzięki istnieniu tej siatki kolektor osiągają tylko te jony, których prędkości były zsynchronizowane ze zmiennym polem elektrycznym i wskutek tego uzyskały po przejściu elektrod dodatkową energię.



Rys. 14

Łatwo wyprowadzić warunek synchronizacji prędkości jonu z polem elektrycznym. W tym celu wystarczy zapisać, że czas przejścia jonu między elektrodami powinien równać się połowie okresu zmiennego pola elektrycznego. Prędkość jonu należy wyrazić za pomocą napięcia przyspieszającego V_0 , przyłożonego między siatkę c i cylinder b . Oznaczając odległość między elektrodami przez s , częstość zmian pola elektrycznego f , zaś masę i ładunek jonu odpowiednio m i $n \cdot e$, warunek synchronizacji zapiszemy:

$$\frac{m}{n \cdot e} = \frac{V_0}{2 \cdot s^2 \cdot f^2}, \quad (17)$$

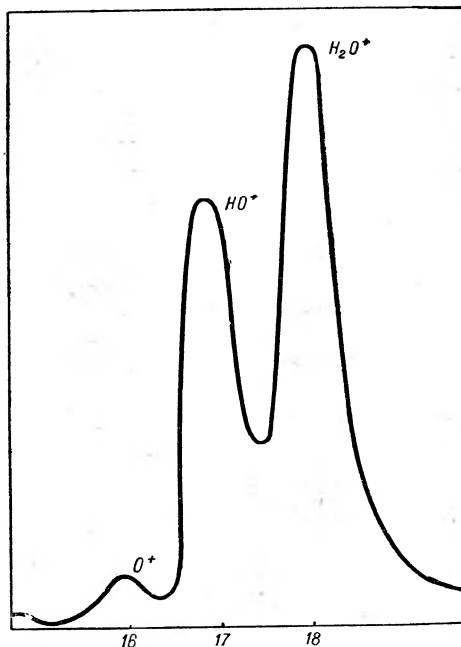
wyrażając masę jonu w jednostkach masy atomowej oraz częstość w Mc otrzymujemy:

$$\frac{H}{n} = 0,48 \cdot \frac{V_0}{s^2 \cdot f^2}. \quad (18)$$

We wzorze (18) V_0 wyrażamy w woltach, s w centymetrach, zaś n oznacza ilość ładunków elementarnych jonu. Ze wzoru (17) lub (18) wynika, że widmo masowe można uzyskać zmieniając stałe napięcie przyspieszające jony V_0 lub zmieniając częstość f . Jako łatwiejszy stosuje się pierw-

szy sposób zmiany napięcia w przedziale od 200 do 600 wolt. Widmo masowe wody uzyskane w ten sposób widzimy na rysunku 15.

Widmo masowe pokazane na rysunku 15 pozwala ocenić zdolność rozdzielczą tego typu spektrometrów. Nie jest ona duża i wynosi około 30. Z tego względu w obecnej chwili spektrometry masowe, działające na zasadzie selekcji prędkościowej jonów, nie mogą jeszcze konkurować ze spektrometrami z polem magnetycznym. Mimo tego ten typ spektrometrów posiada szereg bardzo ważnych zalet, do których należy prosta konstrukcja i niska cena urządzeń, brak magnezu, lekka i przenośna aparatura, krótki czas trwania pomiaru. Te zalety pozwalają przypuszczać, że w miarę udoskonalania będą mogły one z czasem w wielu przypadkach zastąpić spektrometry z soczewką magnetyczną.



Rys. 15

Literatura

1. J. J. Thomson, Nature **90**, 645 (1913).
2. J. J. Thomson, Rays of Positive Electricity and their Application to Chemical Analyses, Longmans, Green, 1913.
3. F. W. Aston, Phil. Mag., **38**, 709 (1919).
4. F. W. Aston, Mass Spectra and Isotopes, E. Arnold, London 1948.
5. A. J. Dempster, Proc. Amer. Phil. Soc., **75**, 760 (1935).
6. J. Mattauch, Phys. Rev., **50**, 617 (1936).
7. K. T. Baibrige, E. B. Jordan, Phys. Rev., **49**, 421 (1936).
8. A. J. Dempster, Phys. Rev., **11**, 316 (1918).
9. A. J. Dempster, Phys. Rev., **20**, 631 (1922).
10. A. O. Nier, Rev. Sci. Instr. **6**, 254 (1935).
11. D. Rittenberg, J. Appl. Phys. **13**, 561 (1942).
12. S. M. Rock, Analit. Chem. **23**, 261 (1951).
13. T. Mariner, W. Neakney, Phys. Rev., **72**, 807 (1947).
14. J. A. Hipple, Phys. Rev., **63**, 121 (1943).
15. F. P. Ney, A. K. Mann, Phys. Rev., **69**, 239 (1946).
16. J. W. Townsend, Rev. Sci. Instr., **23**, 538 (1952).
17. A. O. Nier, Phys. Rev., **50**, 722 oraz 1041 (1936).

18. R. Herzog, *Z. Physik*, **89**, 447 (1934).
19. J. A. Hipple, D. J. Grove, W. M. Hickam, *Rev. Sci. Instr.*, **16**, 69 (1945).
20. A. O. Nier, *Rev. Sci. Instr.*, **18**, 294 (1947).
21. J. Mattauch, *Erg. d. Ex. Natw.*, **19**, 171 (1940).
22. M. J. O'Neal, T. P. Wier, *Analit. Chem.*, **23**, 831 (1951).
23. L. T. Aldrich, A. O. Nier, *Phys. Rev.*, **74**, 1590 (1948).
24. K. Ogata, H. Matsudy, *Phys. Rev.*, **89**, 27 (1953).
25. E. G. Johnson, A. O. Nier, *Phys. Rev.*, **91**, 10 (1953).
26. A. O. Nier, *Phys. Rev.*, **53**, 282 (1938).
27. A. O. Nier, *Phys. Rev.*, **79**, 450 (1950).
28. H. M. Kelley, *Analit. Chem.*, **23**, 1081 (1951).
29. Б. А. Лопатин, Ламповые гальванометры постоянного тока, Госенергиздат, М—Л 1952.
30. Я. Шынтлменстер, Электронная лампа как прибор для физических измерений, ГИТЛ, М—Л 1949.
31. П. И. Берлеев, *УФН*, **49**, 93, (1953).
32. A. O. Nier, *Phys. Rev.*, **77**, 769 (1950).
33. L. F. Fieser, *J. Am. Chem. Soc.*, **46**, 2639 (1924).
34. Wallace, T. Leland, *Phys. Rev.*, **77**, 634 (1949).
35. T. Reis, J. Bunzon, G. Nief, *Revue de L'Institut Français du Pétrole et Annales des Combustibles Liquides*, **5**, 91 (1950).
36. M. Sepherd, *Analit. Chem.*, **22**, 885 (1950).
37. Изотопы в биохимии, ИИЛ, Москва 1953.
38. H. V. Ubich, *Arkiv för Fysik*, **2**, 509 (1951).
39. H. Fr. Ehrenberg, *Z. Physik*, **134**, 317 (1953).
40. J. Mcnamara, H. G. Thode, *Phys. Rev.*, **80**, 471 (1950).
41. J. Mcnamara, C. B. Cotlious, H. G. Thode, *Phys. Rev.*, **75**, 532 (1949).
42. L. D. Norris, M. G. Inghram, *Phys. Rev.*, **73**, 350 (1948).
43. J. Bergström, K. Siegbahn i inni, *Arkiv för Fysik*, **1**, 281 (1949).
44. S. A. Goodsmitt, *Phys. Rev.*, **74**, 622 (1948).
45. W. Stephens, *Phys. Rev.*, **69**, 691 (1946).
46. P. A. Redhead, *Can. J. of Physics*, **30**, 1 (1952).
47. W. H. Bennett, *Phys. Rev.*, **79**, 222 (1950).

Ignacy Stroński

Katedra Chemii Jądrowej
Uniwersytetu Jagiellońskiego

Jan Kazimierz Danysz

W czterdziestą rocznicę śmierci

W bieżącym roku mija czterdzieści lat od śmierci Jana Kazimierza Danysza, ucznia i współpracownika Piotra Curie i Marii Skłodowskiej-Curie w Paryżu, zastępcy kierownika Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego w Warszawie w latach 1913 i 1914, doskonale zapowiadającego się fizyka, który wstawił swoje imię jako twórcy spektroskopii promieni beta.

*

Jan Kazimierz Danysz urodził się w Paryżu dnia 11 marca 1884 r.; był synem Jana Danysza (1860—1928) znanego bakteriologa, współpracownika Instytutu Pasteura w Paryżu i Bronisławy z Gałęzowskich. Ojciec, urodzony w Wielkopolsce, mając lat 19 wyemigrował z powodu ucisku pruskiego do Francji, przyjął obywatelstwo francuskie i w Paryżu zyskał sobie miano nieoficjalnego ambasadora Polski, prowadząc dom stanowiący ostoję polskości oraz zakładając Towarzystwo dla Polaków przebywających we Francji pod nazwą „Spójnia“, do którego należeli Przybyszewski, Reymont, Żeromski, Lutosławski i inni.

Po ukończeniu szkoły średniej w r. 1901, Jan Kazimierz Danysz studiował początkowo w École Municipale de Physique et de Chimie Industrielles miasta Paryża przy ulicy Lhomond, gdzie mieściła się słynna szopa, w której małżonkowie Curie odkryli w r. 1898 polon i rad. W Szkole Fizyki i Chemii Przemysłowej kierownikiem prac, a później profesorem był Piotr Curie i ten fakt, jak również przynależność Danysza do polskiej kolonii spowodowały bliższe zetknięcie się z małżonkami Curie oraz zadecydowały, że młody fizyk zajął się badaniami zjawisk niedawno odkrytej promieniotwórczości, nowej, wiele obiecującej dziedziny fizyki i chemii. W roku 1905 uzyskał dyplom inżyniera, został asystentem Piotra Curie i z tego okresu pochodzi pierwsza opublikowana w r. 1906 notatka na temat promieniotwórczego ołowiu, otrzymanego ze smółki uranowej. Cztery lata później, po ukończeniu Wydziału Fizyko-Matematycznego

Sorbonny, Jan K. D a n y s z został asystentem Marii S k ł o d o w s k i e j - C u r i e, opracowując i przygotowując dla niej w pierwszym roku asystentury wszystkie doświadczenia wykładowe. Badania naukowe rozpoczął w latach 1910/11; na podstawie rozprawy pt. „Recherches expérimentales sur les rayons beta de la famille du radium“ otrzymał w roku 1913 tytuł doktora nauk fizycznych.

W roku 1912 Towarzystwo Naukowe Warszawskie przystąpiło do organizowania Pracowni Radiologicznej w Warszawie, z funduszu ofiarowanego przez Józefa K e r n b a u m a, zwracając się do Marii S k ł o d o w s k i e j - C u r i e z prośbą o objęcie kierownictwa tej nowej placówki badawczej. Wielka uczona przyjęła wówczas ogólne kierownictwo pracami naukowo-badawczymi i zaproponowała na stałych pracowników laboratorium radiologicznego dwóch swoich najzdolniejszych asystentów Polaków, a mianowicie: D a n y s z a jako swego zastępcę oraz Ludwika W e r t e n s t e i n a na asystenta. Latem 1913 roku przybyli obaj do kraju i z wielkim entuzjazmem przystąpili do prac mających na celu jak najszybsze uruchomienie pracowni, co ostatecznie nastąpiło w lutym 1914 r. W tym samym jeszcze roku, w czerwcu, D a n y s z i W e r t e n s t e i n ogłaszają w *Sprawozdaniach T. N. W.* pierwsze prace badawcze wykonane w Polsce.

W chwili wybuchu pierwszej wojny światowej D a n y s z, będąc obywatelem francuskim i oficerem rezerwy armii francuskiej zostaje w sierpniu 1914 r. powołany do wojska, powraca do Francji, gdzie w listopadzie tegoż roku, ginie na froncie w obronie swojej przybranej ojczyzny, mając zaledwie 30 lat i będąc już odznaczony Krzyżem Kawalerskim Legii Honorowej. Przedwczesna śmierć młodego uczonego, utalentowanego eksperymentatora i wnikliwego badacza, okryła polski świat nauki głęboką żałobą. Towarzystwo Naukowe Warszawskie uczciło jego pamięć na specjalnym posiedzeniu Wydziału III w dniu 10 grudnia 1914 roku; okolicznościowe przemówienia wygłosili wówczas prof. J. J. B o g u s k i i dr Ludwik W e r t e n s t e i n, charakteryzując Danysza jako człowieka i uczonego oraz omawiając znaczenie jego prac badawczych dla fizyki atomowej.

Szczególnie cenne są dla nas poświęcone D a n y s z o w i wspomnienia opublikowane przez W e r t e n s t e i n a, późniejszego profesora Wolnej Wszechnicy Polskiej w Warszawie i długoletniego kierownika Pracowni Radiologicznej T. N. W., który poznał go jeszcze w Paryżu w r. 1909, a następnie współpracował z nim po powrocie do kraju na polu organizacyjnym i naukowo-badawczym — miał więc możliwość poznać bezpośrednio jego zamiłowania, zdolności, charakter i osiągnięcia naukowe. W e r t e n s t e i n tak pisze o D a n y s z u:cechowała go mocna, żywiołowa potrzeba konkretnej twórczości, uderzała w nim świeżość uczuć;

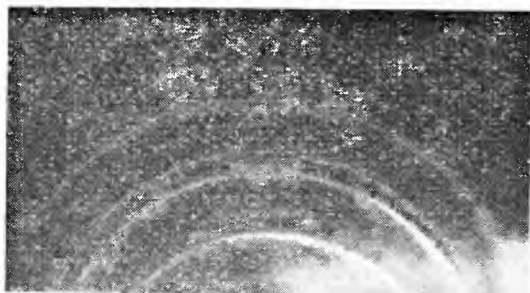
szczerłość i bezpośredniość; działalność naukowa nie zabijała w nim — jak to często bywa — życia wszechstronnego, była tylko zdrową funkcją duchową bogatej, harmonijnie rozwiniętej natury, a w życiu codziennym cechował go takt, miara i wdzięk w obejściu.

*

Początkowo Danysz zajął się badaniami własności dielektrycznych w polu elektrycznym, pragnął jednak, jak sam wyznał, pracować w dziedzinie emisji elektronowej substancji promieniotwórczych. Na jednym z tygodniowych zebrań w Instytucie Radowym, odbywających się pod kierunkiem Marii Skłodowskiej-Curie, zreferował Danysz szeroko dyskutowane przez ówczesnych uczonych zagadnienie promieni beta, emitowanych przez naturalne pierwiastki promieniotwórcze, oraz sprzeczne poglądy, jakie wynikały z prac badawczych różnych fizyków. Najwięcej wówczas sporów wywołała kwestia energii emitowanych elektronów oraz mechanizm ich pochłaniania przez materię. Według O. Hahna elektrony te miały być monoenergetyczne i absorpcją promieni beta w materii miało rządzić prawo wykładnicze. Podobne poglądy wyznawali także inni uczeni niemieccy, gdy tymczasem badacze angielscy byli przeciwnego zdania. Zagadnienie to rozstrzygnął ostatecznie Danysz, słusznie zakładając, że różnorodność otrzymanych wyników jest spowodowana obecnością wtórnych promieni beta i w celu wyeliminowania w badanym procesie tych elektronów starał się zmniejszyć do minimum przyczyny zjawisk ubocznych.

Pierwsze prace badawcze Danysza dotyczyły energii promieni beta, których źródło stanowiła emanacja radowa (do 0,15 curie), oczyszczona od domieszek innych gazów metodą opracowaną przez Ramsaya, Rutherforda i Debiernie'a w latach 1908—1909. Emanację radową wprowadzał Danysz do zbiorniczka o długości 8 mm, średnicy zewnętrznej 0,3 mm i o grubości ścianek nie większej od 0,01 mm i zamykał go, a następnie źródło to wkładał do metalowego pudełka o wymiarach $14 \times 12 \times 2$ cm i o grubości ścian 0,5 cm; z kolei metalowe pudełko znajdujące się pod próżnią (0,001 mm słupa Hg) umieszczał pomiędzy biegunami elektromagnesu, skutkiem czego emitowane elektrony zostawały odchylane w polu magnetycznym. Do uwidocznienia drogi odchylanych promieni beta używał klisz fotograficznych. Metoda radiograficzna, odkryta przez H. Becquerela w r. 1896, została zastosowana do badania promieni beta w polu magnetycznym po raz pierwszy w r. 1910 przez Baeyera i Hahna, którzy do oznaczenia energii elektronów użyli sposobu, jakim posługiwał się Rutherford przy określaniu prędkości cząstek alfa (1906).

Danyszowi nauka zawdzięcza znaczne ulepszenie i doprowadzenie tej metody do perfekcji łącznie z opracowaniem całej techniki pomiarowej, na której opierają się wszystkie późniejsze pomiary prędkości elektronów



Rys 1

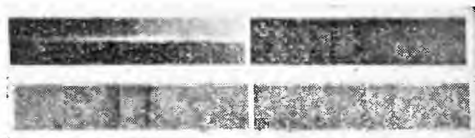
w polu magnetycznym. W pierwszej pracy, ogłoszonej w roku 1911, dotyczącej promieni beta rodziny radiowej, uzyskał D a n y s z widmo złożone z siedmiu wyraźnie oddzielnych wiązek. Na płytach fotograficznych, ustawionych prostopadle do stałego pola magnetycznego, promienie beta kreśliły regularne linie koliste (rys. 1). Ze

średnicy kół, będących funkcją prędkości elektronów, na podstawie wzoru Lorentza:

$$RH = \frac{m_0 V}{e} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

(gdzie R = promień koła, H = natężenie pola magnetycznego, V = prędkość elektronów i β = stosunek prędkości elektronów do prędkości światła), obliczał D a n y s z prędkość elektronów w poszczególnych wiązkach. Prędkości te leżały w granicach od 0,63—0,98 w stosunku do prędkości światła.

W swojej podstawowej pracy, stosując jako źródło elektronów emanację radową, otrzymał 27 kół o rozmaitych średnicach; ponieważ trudno było przyjąć, ażeby w takim źródle elektronów, w którym oprócz emanacji radowej znajdują się w równowadze promieniotwórczej RaA, RaB i RaC, występowało aż 27 różnych izotopów promieniotwórczych, D a n y s z doszedł do przekonania, że niektóre pierwiastki promieniotwórcze emitują po kilka grup promieni beta o rozmaitych energiach. Jeżeli elektrony padały na kliszę fotograficzną prostopadle po przebyciu połowy koła, to znaczy gdy płyta fotograficzna była umieszczona równolegle do pola magnetycznego, wtedy otrzymane fotografie były podobne do zwykłych widm świetlnych (rys. 2).



Rys. 2

Dalszym problemem, któremu poświęcił D a n y s z swoje prace badawcze, była kwestia absorpcji promieni beta przez materię. W przeciwieństwie do ówczesnych przypuszczeń udowodnił on, że po przejściu przez

materię zmieni się nie tylko liczba cząstek beta, ale również rozkład ich energii, a w związku z tym nie może na ogół obowiązywać tu prawo wykładnicze. Niezgodność wyników otrzymywanych przez jego poprzedników była spowodowana, jak to wytłumaczył D a n y s z, stosowaniem ekranów absorbujących o różnej grubości.

Osiągnięciem naukowym pierwszorzędного znaczenia było stwierdzenie, że widmo magnetyczne RaE nie składa się z wiązek jednorodnych pod względem energetycznym, lecz jest ciągłe i obejmuje szeroki zakres energii.

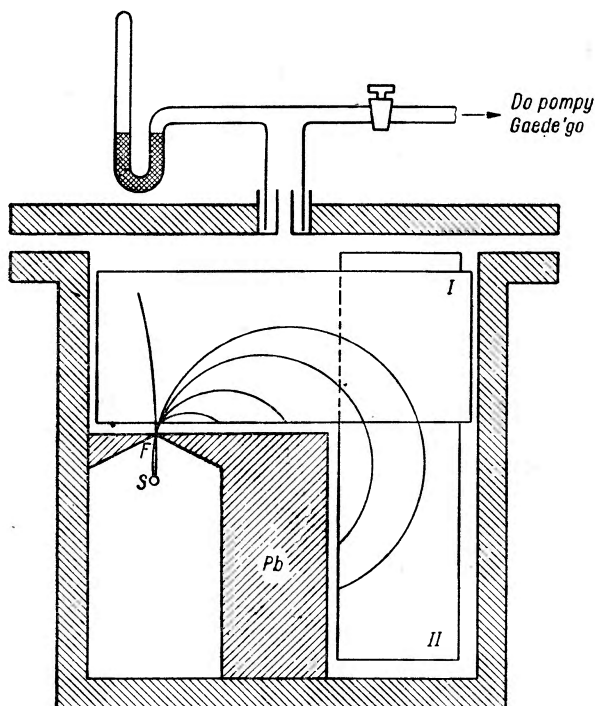
Wiele uwagi poświęcił D a n y s z również problemowi naboju elektrycznego promieni beta. Z pracy jego, wykonanej wspólnie z amerykańskim fizykiem D u a n e m, wynikało, że z każdym rozpadającym się atomem emanacji radowej związana jest emisja trzech elektronów. Z drugiej strony jednak zgodnie z teorią R u t h e r f o r d a i B o h r a należało przypuszczać, że każdemu rozpadowi atomu towarzyszy emisja tylko jednego elektronu. Szereg badaczy, między innymi i M o s e l e y (1912), zajęło się tym zagadnieniem, jednak otrzymane wyniki doświadczalne nie zgadzały się ze sobą. D a n y s z zamierzał przeprowadzić ponownie pomiary ładunku promieni beta RaB i RaC bardziej subtelnymi metodami i poczynił w tym kierunku pewne przygotowania. Zagadnienie to rozwiązał dopiero W e r t e n s t e i n po śmierci D a n y s z a, stwierdzając, że na każdy atom RaC przypada emisja jednego elektronu, a na każdy atom RaB 1,3 elektronu, tłumacząc nadwyżkę 0,3 elektronu konwersją wewnętrzną.

Po przyjeździe do Warszawy w r. 1913, przystępując do uruchomienia Pracowni Radiologicznej T. N. W., zorganizował D a n y s z od podstaw całe urządzenie laboratorium, w czym pomocne mu były umiejętności wyniesione ze Szkoły Fizyki oraz znajomość robót stolarskich, elektrotechnicznych i mechanicznych. Niedługo też przystąpiono w nowej placówce naukowej do prac badawczych, które stanowiły główny cel Pracowni Radiologicznej. We wspólnej pracy wykonanej z W e r t e n s t e i n e m przeprowadzono próbę zaatakowania jądra atomowego cząstkami alfa, wprawdzie z wynikiem negatywnym, ale pomysł ten świadczył o doskonałej intuicji badawczej młodych uczonych. Doświadczenie to — jak wiadomo — zostało zrealizowane pięć lat później w r. 1919; R u t h e r f o r d, ostrzeliwując jądra azotu cząstkami alfa, dokonał pierwszej sztucznej przemiany pierwiastków.

D a n y s z z właściwą mu energią przystąpił również do uruchomienia w Polsce fabryki radu, która — jak to wynikało z jego założeń — posiadałaby oprócz czysto naukowego znaczenia poważne walory ekonomiczne dla polskiego przemysłu chemicznego i finansowe dla Towarzystwa Naukowego Warszawskiego. W związku z tym przeprowadzał analizy che-

miczne różnych minerałów uranowych, przy czym okazał się wytrawnym chemikiem-analitikiem.

Bibliografia prac badawczych i artykułów Danysza obejmuje 18 pozycji. Jeżeli odliczyć pierwszą notatkę z r. 1906 i ostatnią pióra Wertensteina, który ukończył rozpoczęte przez Danysza badania nad ładunkiem promieni beta RaB i RaC, pozostała ilość 16 pozycji została napisana w latach 1911—1914, dając tym samym dowód niezwykłej pracowitości młodego fizyka. Poza tym w okresie paryskim jako stały współpracownik redakcji czasopisma *Le Radium* pisał sprawozdania z bieżącej literatury naukowej z dziedziny promieniotwórczości. Dzięki



Rys. 3

wybitnej indywidualności twórczej, inwencji badawczej i talentowi eksperymentalnemu pracując w dalszym ciągu mógłby Danysz niewątpliwie przyspieszyć rozwiązanie podstawowych problemów współczesnej fizyki jądrowej, wzbogacając wkład polskich uczonych w tę pasjonującą dziedzinę wiedzy.

*

Spektrograf Danysza (rys. 3) jest podstawowym urządzeniem stosowanym w badaniach promieni beta, emitowanych przez naturalne i sztuczne izotopy promieniotwórcze. Jest to przyrząd z jednorodnym poprzecznym polem magnetycznym, płaski, pojedynczo ogniskujący (I rzędu). Ponieważ droga elektronów w takim spektrografie znajduje się w całości w jednorodnym polu magnetycznym, nie daje on całkowitego ogniskowania. Dostateczny jednak stopień użyteczności, wynikający z korzystnego stosunku pomiędzy zdolnością rozdzielczą a świetlnością, powoduje, że spektrografy typu Danysza o półokrągłym ogniskowaniu stanowią nieodzowny przyrząd fizyki jądrowej. W monografii pt. „Spektroskopija atomnych jądier“, wydanej w Moskwie w r. 1952, Ł. W. Groszew i I. S. Szapiro oma-

wiają teorię, zalety i znaczenie spektrografu Danysza we współczesnych badaniach jądrowych (str. 71, 76).

Na zasadzie spektrografu Danysza został zbudowany spektrograf masowy Dempstera, przyrząd pojedynczo ogniskujący, o półokrągłym ogniskowaniu. Spektrograf ten obok jednorodnego pola magnetycznego ma pole elektryczne i ogniskuje jony o określonym stosunku e/m oraz o różnych kierunkach, ale o jednakowych prędkościach. Dalsze prace nad spektroskopią mas w polu elektrycznym i magnetycznym doprowadziły do skonstruowania spektroskopów podwójnie ogniskujących, które znalazły szerokie zastosowanie do rozdzielania izotopów na drodze elektromagnetycznej, obecnie już na skalę techniczną.

*

Postać Danysza trwale złączona jest z Pracownią Radiologiczną T. N. W., która w miarę skromnych możliwości finansowych na przestrzeni 25 lat swojej działalności (1914—1939) realizowała prace z dziedziny promieniotwórczości, tak wspaniale rozpoczętej przez naszą największą uczoną Marię Skłodowską-Curie.

Jego dzieło stanowi piękny udział w dorobku nauki polskiej.

BIBLIOGRAFIA PRAC JANA K. DANYSZA

1. Sur le plomb radioactif extrait de la pechblende C. R., **143**, 232—34 (1906).
- 2-4. Sur les rayons beta de la famille du radium, C. R., **153**, 339—41, 1066—68, Le Radium, **9**, 1—5 (1912).
5. Wspólnie z J. Göttem, Sur les rayons beta de la radioactivité induite á évolution lente, Le Radium, **9**, 6 (1912).
6. Sur le ralentissement subi par les rayons beta lorsqu'ils traversent la matière, C. R., **154**, 1502—4 (1912).
7. Wspólnie z W. Duane, Sur les charges électriques transportées par les rayons alpha et beta C. R., **155**, 500—3 (1912).
8. Wspólnie z W. Duane, Sur les charges électriques des rayons alpha et beta, Le Radium, **9**, 417—21 (1912).
9. Wspólnie z W. Duane, Electric Charges of the Alpha and Beta-rays. Amer. J. Science, **35**, (4), 295—307 (1913).
10. Sur les rayons beta des radiums B, C D, E. Le Radium **10**, 4—6 (1913).
11. Sur les rayons beta de la famille du radium Journ. de physique, **3**, 949—61 (1913).
12. Recherches expérimentales sur les rayons beta de la famille du radium, Ann. Chim. et Phys., (8) **30**, 241—320 (1913).
13. O radioaktywności i ciałach radioaktywnych, Gaz. Lek., Warszawa (II) **33**, 1531—36, (1913).
14. O promieniach beta pierwiastków promieniotwórczych z grupy radu, Prace Mat.-Fiz., **25**, 1—10 (1914).
15. Wspólnie z L. Wertensteinem, Próba oddziaływania za pomocą promieni alfa na szybkość przemian promieniotwórczych, Spraw. T. N. W. III., **7**, 546—55 (1914).

16. Wspólnie z L. Wertensteinem, O możliwości wywołania w polu magnetycznym anizotropii w wysyłaniu promieni alfa, *Spraw. T. N. W. III*, 7, 555—7 (1914).
17. Tentative faite pour influencer la vitesse des transformations radioactives par les rayons alpha, *C. R.*, 161, 784—87 (1915).
18. Ludwik Wertenstein, S. p. Jana Danysza praca ostatnia: Ładunek promieni beta RaB i RaC, *Spraw. T. N. W. III*, 9, 929—52 (1916).

MATERIAŁY BIO- i BIBLIOGRAFICZNE

1. J. J. Boguski, Jan Kazimierz Danysz (Wspomnienie pozgonne), *Spraw. T. N. W. III*, 7, 661—63 (1914).
2. L. Wertenstein, Prace naukowe ś. p. Jana Danysza, *Spraw. T. N. W. III*, 7, 664—72 (1914).
3. K. Zakrzewski, Jan Danysz (nekrolog), *Kosmos*, 39, 697 (1914).
4. Jan Danysz (nekrolog), *Wektor* 4, 96 (1914/15).
5. J. C. Poggendorf, *Biographisch-literarisches Handwörterbuch*, Leipzig 1925, Verlag Chemie, t. V, cz. 1, str. 260 (podaje tylko 9 pozycji bibliograficznych i błędnie: Jean Danysz, Chef de Lab. Inst. Pasteur, Paris).
6. M. Centnerszwer, Danysz, Jan Kazimierz, *Polski Słownik Biograficzny*, Kraków 1937, P. A. U., t. IV, str. 431.
7. I. Stroński, Prof. dr Ludwik Wertenstein, *Wiad. Chem.* 8, 49—77 (1954).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Sesja elektroniki ciała stałego

Sesja elektroniki ciała stałego odbyła się w dniach 14—16 czerwca 1954 w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie. Organizatorem Sesji był Instytut Fizyki PAN.

W skład komitetu organizacyjnego weszli: prof. dr L. Sosnowski jako przewodniczący oraz prof. dr J. Groszkowski, prof. dr S. Minc, mgr K. Majewski, prof. dr A. Piekara, prof. dr S. Szczeniowski, prof. dr P. Szulkin. W Sesji brali udział przedstawiciele fizyki, chemii, nauk technicznych i przemysłu. Zadaniem Sesji było zapoczątkowanie bliskiej współpracy między fizykami i Technikami, ustalenie problematyki badań szczególnie ważnej dla gospodarki narodowej, koordynacja badań prowadzonych w różnych ośrodkach i znalezienie dróg przeniesienia osiągnięć naukowych do praktyki.

Sesję poprzedził roczny okres przygotowawczy, przy czym inicjatywę jej organizacji podjął w r. 1953 Komitet Fizyki PAN.

Ważnym ogniwem prac przygotowawczych była odbyta we wrześniu ub. r. w Poznaniu konferencja robocza, poświęcona elektronice ciała stałego. Konferencja ta, w której brali udział fizycy i technicy, wykazała w pełni celowość wzajemnej współpracy.

Struktura Sesji została ustalona w ten sposób, aby mogła ona wypełnić zadanie narady produkcyjnej, poprzedzonej obszernymi studiami. Jednym z założeń organizacyjnych Sesji była dbałość o nieprzeciążenie jej szczegółowymi referatami. Program objął więc jedynie cztery referaty problemowe o charakterze syntetycznym, stanowiące zagajenie dyskusji. Referaty opracowane zostały zespołowo przez fizyków i Techników i przedstawiały kluczowe zagadnienia elektroniki ciała stałego będące przedmiotem aktualnych badań naukowych i zastosowań technicznych. Szczególny nacisk położono na te dziedziny badań, które rozwijały się w Polsce i które mają aktualne znaczenie gospodarcze. Wygłoszono następujące referaty problemowe:

1. J. Groszkowski i L. Sosnowski — „Elektronika ciała stałego“

2. B. Buras i B. Paszkowski — „Aktualne zagadnienia fizyki półprzewodników“
3. S. Szczeniowski i A. Smoliński — „Zagadnienia fizyczne i zastosowania techniczne ferromagnetyków“
4. A. Piekara i W. Pajewski — „Dielektryki stałe — rozwój badań i zastosowań“.

Referaty te zostały oparte na obszernych materiałach zebranych w związku z Sesją przez liczny kolektyw referentów. Materiały te mają charakter referatów monograficznych, dotyczących podstaw teoretycznych zagadnienia, wyników prac doświadczalnych i zastosowań technicznych.

Referaty problemowe oraz 8 referatów monograficznych zostały udostępnione uczestnikom Sesji w postaci skryptów. Ponadto materiały przygotowane na Sesję wypełniły całkowicie zeszyt 2 tomu *V Postępów Fizyki* oraz zostały opublikowane w szeregu czasopism specjalnych. Pełna bibliografia Sesji załączona jest na końcu niniejszego sprawozdania.

Referaty wydane w postaci skryptów w niewielkiej liczbie egzemplarzy zostaną wkrótce opublikowane.

Otwarcia Sesji dokonał prof. L. Sosnowski. Zagajenie wygłosił przewodniczący I posiedzenia prof. J. Groszkowski, który omówił krótko pracę komisji przygotowującej Sesję oraz stojące przed nią zadania. Szczególną wymowę miał fakt powitania Sesji przez Polskie Radio w specjalnej audycji, której wysłuchano przez odbiornik tranzystorowy, wykonany w Zakładzie Elektroniki Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN z tranzystorów własnej produkcji.

Odbyto 5 posiedzeń, na których przewodniczyli kolejno: prof. dr J. Groszkowski, prof. dr S. Szczeniowski, prof. dr A. Piekara, prof. dr W. Trzebiatowski, prof. dr L. Sosnowski.

Pierwsze cztery posiedzenia poświęcono wysłuchaniu referatów problemowych i dyskusji nad nimi. Ostatnie przeznaczono na dyskusję ogólną i uchwalenie wniosków. W głównym referacie problemowym L. Sosnowskiego i J. Groszkowskiego omówiono na wstępie znaczenie, jakie badania nad ciałem stałym mają dla dalszego postępu nauki i techniki. Miarą tego znaczenia mogą być wytyczne przyjęte przez I Kongres Nauki Polskiej oraz wytyczne ogłoszone przez PAN dla badań szczególnie ważnych dla kultury i gospodarki narodowej. Fizyka ciała stałego znalazła się tu na pierwszym miejscu. Następnie omówiono zadania i strukturę Sesji, problematykę fizyki i elektroniki ciała stałego wraz z uzasadnieniem problematyki Sesji, rolę techniczno-gospodarczą poruszanych problemów, stan elektroniki ciała stałego w kraju oraz potrzeby krajowe w tym zakresie w okresie planu 6- i 5-letniego.

Ze względu na szeroką dziedzinę badań tematykę Sesji ograniczono do tych zjawisk, które są związane bezpośrednio z obecnością w ciele stałym

elektronów i ich ruchem pod wpływem pól elektromagnetycznych statycznych i szybkozmiennych. A zatem zostały wysunięte trzy kierunki opracowane w dalszych referatach problemowych: zjawiska elektronowe w półprzewodnikach, w dielektrykach stałych i w ferromagnetykach. W dyskusji nad głównym referatem uznano powyższą problematykę za najważniejszą i wymagającą skoncentrowania wysiłków w okresie najbliższych lat. Wskazano jednak szereg uzupełniających zagadnień, które powinny również znaleźć miejsce w planach aktualnych badań. Należą do nich badania w zakresie właściwości warstw cienkich (kondensatory elektrolityczne), badania w najwyższych próżniach i najniższych temperaturach, badania strukturalne metodami elektronografii i mikroskopii elektronowej, badania elektryczności statycznej. Uzgodnione poglądy na planowanie problematyki badań znalazły wyraz w uchwałach Sesji.

Referat B. B u r a s a i B. P a s z k o w s k i e g o oraz dyskusja nad nim dowiodły, że większość aktualnych zagadnień fizyki i techniki półprzewodników jest przedmiotem badań naukowych i prac technicznych w Polsce. Na podkreślenie zasługują badania nad zjawiskami fotoelektrycznymi w cienkich warstwach półprzewodników prowadzone w Zakładzie Elektroniki Instytutu Fizyki PAN oraz osiągnięcia Zakładu Elektroniki Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN w zakresie technologii i zastosowań termistorów, diod krystalicznych tranzystorów oraz termokatod. Prace nad fotokatodami prowadzi Zakład Elektroniki Państwowego Instytutu Telekomunikacyjnego, a nad luminoforami — Zakłady im. R. Luksemburg. Technologia prostowników półprzewodnikowych rozpracowywana jest w Politechnice Warszawskiej i Gliwickiej. Prace badawcze nad zjawiskami tranzystorowymi znajdują się w stadium początkowym (Zakład Elektroniki Instytutu Fizyki PAN).

Jako palący uznano problem technologiczny produkcji monokryształów.

Żywa dyskusja, w której zaznaczył się liczny udział przedstawicieli nauk technicznych, wykazał żywotność poruszanej problematyki, konieczność szerokiej współpracy fizyki i techniki, aktualną możliwość wzajemnej wymiany doświadczeń i pomocy. Można też rokować najlepsze nadzieje pomyślnego rozwoju w Polsce fizyki i techniki półprzewodników, budzącej szerokie zainteresowanie zarówno ze względu na swą wagę naukową, jak i rewolucyjność techniczną.

Optymistyczne wnioski można również wysnuć z dyskusji, jaka rozwinęła się po referacie A. P i e k a r y i W. P a j e w s k i e g o, dotyczącego problemu dielektryków. Kilka placówek w kraju pracuje nad aktualnymi zagadnieniami dielektryków, ważnymi dla nowoczesnej techniki oraz z punktu widzenia naukowego — takimi jak zagadnienie ferroelektryków, materiały piezoelektryczne, dielektryki ferromagnetyczne i inne. Zakład Ferroelektryków i Ferromagnetyków Instytutu Fizyki PAN kontynuuje

uprzednie kilkuletnie badania własności dielektryków typu tytanianu baru ($BaTiO_3$) i ma duże osiągnięcia w tej dziedzinie zarówno w zakresie prac doświadczalnych, jak i teoretycznych.

Prace z zakresu technologii ferrytów metali dwuwartościowych zapoczątkował z dobrymi wynikami Zakład Elektroniki Instytutu Podstawowych Problemów Techniki oraz Instytut Metali Nieżelaznych.

Zagadnienia ferromagnetyków, którym poświęcony był referat S. Szczeniowskiego i A. Smolińskiego, stanowią kapitalny i podstawowy problem techniki. Referat i dyskusje wskazały na niedostateczność rozwiązywania tego problemu przez nasz przemysł pomimo niezaprzeczonych osiągnięć na tym polu.

Przeniesienie do praktyki przemysłowej wyników prac placówek badawczych napotyka trudności natury gospodarczej (np. niedostateczność bazy surowcowej) i organizacyjnej. Odczuwa się też brak oparcia dla prac technologicznych w badaniach naukowych, gdyż jedyna w tym zakresie placówka naukowo-badawcza — Zakład Ferromagnetyków IF PAN — znajduje się w stadium organizacji, zdobywając stopniowo niezbędne zaopatrzenie przyrządowe i kształcąc — na razie teoretycznie — kadrę pracowników naukowych. Należy podkreślić, że prace naukowo-badawcze z zakresu ferromagnetyzmu nie mają tradycji w Polsce i są organizowane od podstaw.

W żywej, wszechstronnej dyskusji ogólnej oraz w dyskusji nad poszczególnymi referatami poruszono wiele istotnych spraw i wysunięto szereg projektów i wniosków, których realizacja pozwoliłaby:

a) zmniejszyć obiektywne trudności prowadzenia prac naukowych i naukowo-technicznych w dyskutowanej dziedzinie;

b) zintensyfikować te prace przez mobilizację i współdziałanie nauki i przemysłu, fizyków, chemików i techników;

c) unowocześnić nasz przemysł przez silniejsze oparcie jego planów produkcyjnych na bazie badań naukowo-technicznych;

d) unowocześnić naszą technikę elektronową przez wprowadzenie do produkcji przemysłowej nowych materiałów oraz elementów półprzewodnikowych (przede wszystkim tranzystorów), których pierwowzory są lub będą opracowane przez instytuty naukowe i naukowo-techniczne.

Głosy dyskusji znalazły wyraz w uchwałach Sesji opracowanych przez Komisję Wnioskową. Uchwały te mają charakter wybitnie konstruktywny i organizacyjny i są miarą osiągnięć Sesji, która spełniła zadanie mobilizacji sił i zainicjowała planową organizację prac nad zagadnieniami elektroniki ciała stałego w skali ogólnokrajowej. Oto wyjątki lub streszczenie niektórych uchwał Sesji:

3. Dla realizacji badań naukowych, wykorzystania ich do celów technicznych i wdrażania w życie gospodarcze uważa się za konieczne

podjęcie specjalnych kroków organizacyjnych. Koordynację prac w tym zakresie należy powierzyć Instytutowi Fizyki PAN, który powoła odpowiedni komitet koordynujący. Wejdą do niego stali łącznicy ze wszystkich placówek zainteresowanych w rozwoju elektroniki...

4. Kadra naukowa w dziedzinie elektroniki ciała stałego wymaga wydatnego uzupełnienia w drodze intensywnego szkolenia fizyków, chemików, metalurgów i elektryków w kraju i zagranicą.

Wdrażanie wyników prac naukowych może być zapewnione przez planowe zatrudnienie fizyków w instytutach resortowych i zakładach przemysłowych.

... Niezbędne jest znaczne wzmocnienie kadry pracowników naukowo-technicznych: mechaników precyzyjnych, szklarzy, radiotechników, laborantów itp. Należy zorganizować systematyczne szkolenie takich pracowników.

5. Stan wyposażenia placówek naukowo-badawczych PAN i wyższych uczelni jest wybitnie niewystarczający.

Sposób ich zaopatrzenia w literaturę, sprzęt laboratoryjny i materiały wymaga zasadniczej poprawy przede wszystkim przez przyznanie odpowiednich priorytetów i środków finansowych tym placówkom.

6. Należy zintensyfikować prace zmierzające do utworzenia krajowej bazy surowcowej pierwiastków rzadkich, potrzebnych do prac badawczych i dla przemysłu telekomunikacyjnego.

7. Komitet Koordynacyjny przy Instytucie Fizyki PAN przeanalizuje i podejmie ewentualną realizację następujących wniosków:

- a) uruchomienie laboratorium kriogenicznego we Wrocławiu;
- b) wzmocnienie placówek zajmujących się ferromagnetyzmem przez zapewnienie nowych etatów samodzielnych pracowników nauki oraz utworzenie Zakładu Ferromagnetyków w Instytucie Metalurgii;
- c) ustalenie szczegółowej tematyki prac nad germanem i PbS, katodami tlenkowymi, optyką elektronową, warstwami cienkimi, bezpiecznikami półprzewodnikowymi, półprzewodnikowymi polewami ceramicznymi;
- d) ustalenie sposobów przyspieszenia przygotowań do produkcji następującego sprzętu: detektory podczerwieni, diody i prostowniki półprzewodnikowe, tranzystory, termistory, miękkie materiały magnetyczne (przez szybką budowę huty metali specjalnych), twarde materiały magnetyczne;
- e) przyspieszenie prac nad otrzymywaniem germanu w skali technicznej z surowców krajowych;
- f) miniaturyzacja podzespołów telekomunikacyjnych ze względu na obecne osiągnięcia tranzystorowe;
- g) wprowadzenie do planów prac instytutów resortowych i biur konstrukcyjnych układów tranzystorowych;

h) uruchomienie ewentualnych prac nad elektrycznością statyczną.
Uchwały Sesji będą przedstawione wszystkim zainteresowanym władzom i instytucjom.

BIBLIOGRAFIA SESJI NAUKOWEJ ELEKTRONIKI CIAŁA STAŁEGO

Referaty problemowe

1. J. Groszkowski i L. Sosnowski, Elektronika ciała stałego.
2. B. Buras i B. Paszkowski, Aktualne zagadnienia fizyki i techniki półprzewodników.
3. S. Szczeniowski i W. Pajewski, Dielektryki stałe — rozwój badań i zastosowań.

Referaty monograficzne

A. Półprzewodniki

1. M. Chmielewski, Przegląd nowszych osiągnięć elektroniki tranzystorowej.
2. Z. Majewski, Diody krystaliczne.
3. K. Mikke, Oporniki półprzewodnikowe — termistory.
4. W. Rosiński i T. Domański, Tranzystory.
5. M. Subotowicz, Stany powierzchniowe — Postępy Fizyki T. V, zes. 2.
6. M. Suffczyński, Nowe metody w teorii ciała stałego. Postępy Fizyki T. V, zes. 2.
7. A. Wolska, Fotoelementy półprzewodnikowe jako detektory podczerwieni.

B. Ferromagnetyzm

1. A. Bragiński, Ferryty metali dwuwartościowych.
2. L. Kozłowski, Materiały na magnesy trwałe — Prace Inst. Min. Hutnictwa, zes. 1, r. 1954.
3. L. Kozłowski i J. Siewierski, Metody pomiarów własności magnetycznych materiałów na magnesy trwałe. Prace Inst. Min. Hutnictwa, zes. 1, r. 1954.
4. M. Kwiek, Zjawisko magnetostrykcji i jego związki z termodynamiką oraz teorią elastyczności.
5. S. Loria, Magnetoptyczne zjawisko Kerra i Faradaya w ciałach ferromagnetycznych. Postępy Fizyki, Tom V, zes. 2.
6. M. Markusiewicz, Materiały magnetyczne miękkie — Prace Inst. Min. Hutnictwa, zes. 1, r. 1954.
7. W. Rutkowski, Badania nad spiekanyimi magnesami trwałymi, Prace Inst. Min. Hutnictwa, zes. 1, r. 1954.
8. W. Rutkowski i H. Rutkowska, Proszkowe materiały magnetyczne. Prace Inst. Min. Hutnictwa, zes. 1, r. 1954.
9. S. Szczeniowski, Antyferromagnetyki — Postępy Fizyki, Tom V, zes. 2.
10. S. Szczeniowski, Dzisiejszy stan teorii ferromagnetyzmu.

C. Dielektryki

1. Z. Pająk, Synteza ferroelektryków typu BaTiO_3 . Postępy Fizyki, Tom V, zes. 2.

2. W. P a j e w s k i, Materiały o bardzo dużej przenikalności elektrycznej. Przegląd Telekomunikacyjny nr 7, r. 1954.
3. W. P a j e w s k i, Elementy piezoelektryczne z kryształów syntetycznych. Prace Przemysłowego Instytutu Telekomunikacji nr 9, r. 1953.
4. W. P a j e w s k i, Syntetyczne kryształy piezoelektryczne. Prace Przemysłowego Instytutu Telekomunikacji nr 8, r. 1952.
5. W. P a j e w s k i, Cyramika tytanianowa. Prace Przemysłowego Instytutu Telekomunikacji nr 12, r. 1954.

R E C E N Z J E

Maria Skłodowska-Curie *Promieniotwórczość*, wydanie drugie, PWN, Warszawa 1953, stron XVI + 542, rysunków 170 + 21 + 26 tablic z ilustracjami na końcu książki. Cena zł 40.

Książka Marii Skłodowskiej-Curie pt. „Promieniotwórczość“ zawiera treść wykładów wygłaszanych przez autorkę w Sorbonie w ciągu wielu lat. Książka ta, która była po kilkuletnim opracowywaniu przygotowana do druku przez Marię Skłodowską-Curie, została wydana już po jej śmierci przez Irenę Joliot-Curie i Fryderyka Joliot w końcu roku 1934.

Polski przekład tego dzieła ukazał się już po wybuchu II wojny światowej w końcu roku 1939. Przekład profesora Ludwika Wertensteina, wybitnego polskiego badacza zjawisk promieniotwórczości, który swego czasu był uczniem i współpracownikiem Marii Skłodowskiej-Curie. Prof. L. Wertenstein dokonał przekładu w sposób bardzo staranny i wierny. Ze względu jednak na znaczne postępy nauki o promieniotwórczości i fizyki jądra atomowego w ciągu 5 lat od r. 1934 do r. 1939, prof. L. Wertenstein nie tylko wprowadził do przekładu polskiego pewne zmiany i uzupełnienia wynikające z postępu nauki, lecz także zaopatrzył go w dodane na końcu książki „Uzupełnienia“ w kilku rozdziałach, zawierające — jak sam ich autor pisze w przedmowie do I wydania polskiego — „opis głównych odkryć doświadczalnych, dokonanych w tej dziedzinie, oraz treściwe przedstawienie tych poglądów teoretycznych, o których można sądzić, że stanowią trwały nabytek nauki“.

Pierwsze wydanie polskiego przekładu „Promieniotwórczości“ zostało szybko wyczerpane. Państwowe Wydawnictwo Naukowe przystępując do nowego wydania książki, wobec tragicznej śmierci w r. 1945 nieodżałowanej pamięci prof. Ludwika Wertensteina, zleciło opracowanie nowego wydania dzieła profesorowi Andrzejowi Sołtanowi. Prof. A. Sołtan wobec bardzo znacznych postępów wiedzy o jądrze atomowym w czasie, który upłynął od ukazania się pierwszego wydania polskiego, wprowadził szereg przypisów i uwag w tekście dzieła Marii Skłodowskiej-Curie, skorygował dane liczbowe w nim zawarte — głównie w „Przypisach“ na końcu dzieła — według wyników ostatnich pomiarów do r. 1950 oraz na miejsce rozdziałów uzupełniających, napisanych przez prof. L. Wertensteina, opracował 6 dodatkowych rozdziałów „Uzupełnień“, dodając na ich końcu wyczerpująco ujętą tablicę izotopów.

Przedmowę do II wydania polskiego napisała Irena Joliot-Curie.
Treść książki najlepiej zobrazuje przytoczony poniżej spis rozdziałów.

Część pierwsza. Jony, elektrony, promienie X.

Rozdział I. Jonizacja gazów. Pomiary prądu w gazach zjonizowanych.

Rozdział II. Własności jonów gazowych. Elektrony.

Rozdział III. Promienie katodowe.

Rozdział IV. Promienie dodatnie.

Rozdział V. Promienie X.

Rozdział VI. Związek między elektronami i promieniowaniem. Teoria elektromagnetyczna. Teoria kwantów.

Część druga. Promieniotwórczość.

Rozdział VII. Odkrycie promieniotwórczości i radiopierwiastków.

Rozdział VIII. Minerale promieniotwórcze i otrzymywanie radiopierwiastków.

Rozdział IX. Gazy promieniotwórcze.

Rozdział X. Osady aktywne.

Rozdział XI. Teoria przemian promieniotwórczych.

Rozdział XII. Wstępne wiadomości o promieniowaniu ciał promieniotwórczych.

Rozdział XIII. Promienie alfa.

Rozdział XIV. Promienie beta.

Rozdział XV. Promienie gamma.

Rozdział XVI. Związki energetyczne pomiędzy jądrowymi promieniami gamma i promieniami alfa.

Rozdział XVII. Działania promieni ciał radioaktywnych.

Rozdział XVIII. Biologiczne działania promieni. Zastosowania lecznicze.

Rozdział XIX. Przemiana lekkich atomów w zderzeniach z cząstkami alfa. Neutrony. Zderzenia z protonami.

Rozdział XX. Doświadczalne otrzymywanie radiopierwiastków.

Rozdział XXI. Wiadomości o budowie atomów.

Rozdział XXII. Klasyfikacja pierwiastków.

Rozdział XXIII. Rodzina uranowa i jej związek z rodzinami radu i aktynu.

Rozdział XXIV. Rodzina radu.

Rozdział XXV. Rodzina aktynowa.

Rozdział XXVI. Rodzina torowa.

Rozdział XXVII. Gromadzenie się radiopierwiastków i produktów ich przemiany w minerałach promieniotwórczych.

Rozdział XXVIII. Promieniotwórczość w przyrodzie.

Rozdział XXIX. Techniczne laboratoria promieniotwórczości.

Przypisy.

Uzupełnienia.

Rozdział I. Postępy w dziedzinie detekcji ciężkich cząstek.

Rozdział II. Postępy w dziedzinie akceleracji cząstek.

Rozdział III. Postępy w dziedzinie rozdzielania izotopów.

Rozdział IV. Jądro atomowe i jego samorzutne przemiany.

Rozdział V. Reakcje jądrowe.

Rozdział VI. Momenty jądrowe.

Pierwsza, krótsza część książki Marii Skłodowskiej-Curie, obejmująca 6 rozdziałów na 95 stronach, zawiera krótko ujęte wstępne wiadomości ogólne z fizyki elektronowej i atomowej, niezbędne do rozumienia dalszej, znacznie obszerniejszej, drugiej części książki, poświęconej zjawiskom promieniotwórczości. Pierwsza jej część ma wyraźny charakter podręcznikowy, natomiast druga część obok charakteru podręcznikowego ma także charakter monografii, szczególnie silnie wyrażający się w tych jej częściach, które mają bliski związek z własnymi pracami Marii Skłodowskiej-Curie.

„Promieniotwórczość“ zawiera olbrzymi zasób wiadomości i materiału faktycznego w postaci szczegółowych danych liczbowych oraz szczegółowych opisów metod pracy laboratoryjnej w dziedzinie nauki o promieniotwórczości naturalnej. W paru rozdziałach opisane są także pierwsze prace dotyczące odkrycia neutronu i sztucznej promieniotwórczości. Sposób ujmowania w książce wielu zagadnień jest obecnie nieaktualny, liczne uwagi i wzmianki mają obecnie tylko historyczne znaczenie. Nie przeszkadza to jednak wcale temu, że książka ta nie tylko będzie zawsze czytana z niesłabnącym zainteresowaniem jako piękne dzieło pióra wielkiej uczoney-badaczki, której czynny udział w pracach nad promieniotwórczością był tak bardzo istotny, lecz także w wielu wypadkach może służyć jako źródło danych, referencji i praktycznych wiadomości laboratoryjnych dla współczesnego pracownika naukowego, w dziedzinie fizyki jądra atomowego. Odnosi się to szczególnie do obszernych przypisów, w których zawarte dane liczbowe zostały zmodernizowane przez prof. A. Sołtana.

Uzupełnienia napisane przez prof. Sołtana zawierają bardzo zwięzłe ujęty opis podstawowych metod stosowanych w fizyce jądra atomowego do detekcji prędkich cząstek, do akceleracji cząstek naładowanych, do rozdzielania izotopów, a także uwagi ogólne dotyczące trwałości jąder atomowych, reakcyj jądrowych i momentów jąder. Uzupełnienia prof. Sołtana odznaczają się nowoczesnością ujęcia, jasnością i ścisłością. Żałować jednak należy, że z powodu dużej zwięzłości, z jaką omówiony jest w nich bardzo obszerny materiał, niektóre zagadnienia pozostaną mało zrozumiałe dla czytelnika, który z zagadnieniami fizyki jądra atomowego zapoznał się tylko w zakresie zawartym w poprzedzających „Uzupełnienia“ rozdziałach referowanej książki.

Wydaje się recenzentowi, że w uzupełnieniach do książki napisanej w r. 1934, a traktującej głównie zjawiska promieniotwórczości naturalnej, należałoby przede wszystkim nieco obszerniej omówić postępy i nowe odkrycia właśnie w tej dziedzinie. Tych spraw jednak uzupełnienia wcale nie zawierają. Na przykład o tym, że szereg aktywny jest szeregiem odrębnym od szeregu radowego, pomimo że oba są szeregami uranowymi, może się czytelnik tylko częściowo (bb nie są podane liczby masowe radiopierwiastków) dowiedzieć z tablic 5a i 5b przypisów. To samo dotyczy także odkrycia pierwiastka nr 87 Fr (AcK). Nic nie wspomina autor uzupełnień o odkryciu czwartego szeregu promieniotwórczego o liczbach masowych typu $4n+1$, szeregu neptunowego, kończącego się na ^{209}Bi . Brak też jakiegokolwiek wzmianki o izomerii jądrowej, która zasługiwałaby na krótkie omówienie chociażby w odniesieniu do UZ i UX₂, które to radiopierwiastki są szczegółowo omawiane w książce Marii Skłodowskiej-Curie.

Opracowane przez prof. Sołtana tablice izotopów, umieszczone na końcu książki, stanowią bardzo cenne jej uzupełnienie. Szczególnie cenne w nich jest wyczerpujące podanie danych dotyczących poszczególnych izotopów, jak na przykład także spinu jądra i jego momentu magnetycznego.

Godna podkreślenia jest piękna szata zewnętrzna książki: wysoka klasa papieru, czytelny druk i wyraźne ilustracje, estetyczna i trwała oprawa płócienna.

Za nowe wydanie tej książki naszej wielkiej rodaczki bezpośrednio przed rokiem, w którym będzie uroczyste obchodzone dwudziestolecie jej śmierci, wdzięczność należy się Państwowemu Wydawnictwu Naukowemu oraz prof. Andrzejowi Sołtanowi, który podjął się wielkiego trudu opracowania nowego polskiego wydania książki i zadanie to tak pięknie wykonał.

H. Niewodniczański

Maria Skłodowska-Curie — *Piotr Curie* przekład H. Szalay-Szyllerowej, PWN, Warszawa 1953, stron 102.

Szkic biograficzny „Pierre Curie“ napisała Maria Skłodowska-Curie w r. 1924. Kilka lat później książka ta ukazała się w przekładzie polskim, dokonany przez siostrzenicę autorki, nie żyjącą już Hannę Szalay-Szyllerową. Wydawcą był Komitet Daru Narodowego dla Marii Skłodowskiej-Curie.

Obecnie ukazało się drugie wydanie z przedmową J. Hurwica. Tekst uzupełniono paroma urywkami tendencyjnie opuszczonymi w pierwszym wydaniu. Dotyczą one poglądów religijnych i społecznych rodziny Curie. Poza tym dokonano jedynie drobnych zmian.

Autorka kreśli sylwetkę Piotra Curie na tle dziejów jego życia. Pisze o środowisku rodzinnym, w którym się urodził i wychował, o atmosferze, w której wzrastał. O szerokości horyzontów myślowych rodziców Piotra Curie świadczy, że mimo ciężkich warunków materialnych pozwolili synowi kształcić się samodzielnie pod kierunkiem znakomitych nauczycieli zamiast oddać go do szkoły publicznej, rozumiejąc bowiem, że to najlepiej odpowiada jego indywidualności.

Dalszą treścią książki jest historia wyższych studiów Piotra Curie i jego pracy w Szkole Fizyki i Chemii miasta Paryża. W chronologicznej kolejności przedstawione są problemy, którymi się zajmował, i odkrycia, których dokonał.

W pierwszym okresie samodzielnej pracy naukowej Piotr Curie zajął się fizyką kryształów. Odkrył nowe ważne zjawisko — piezoelektryczność. Rozważania nad naturą kryształów doprowadziły go do interesujących wyników w kwestii roli symetrii w zjawiskach fizycznych. Okazał przy tym, że jest nie tylko utalentowanym eksperymentatorem, ale również posiada zdolności do abstrakcji teoretycznych, do precyzyjnego formułowania zagadnień i do śmiałych, szerokich uogólnień.

Przedmiotem następnych prac Piotra Curie była zależność właściwości magnetycznych ciał od temperatury. Najważniejszym jego osiągnięciem w tej dziedzinie było odkrycie prawa, które nosi jego nazwisko.

Zainteresowany pracą swojej żony nad świeżo przez Becquerela odkrytą promieniotwórczością, Piotr Curie porzucił (jak mu się wydawało, czasowo), swoje własne badania, aby wspólnie z nią zająć się tą nową dziedziną.

Działalność naukowa Piotra Curie spleta się w treści książki z wydarzeniami jego życia i charakterystyką jego osobowości. Dużo pisze autorka o ciężkich warunkach, w jakich Piotr Curie musiał przez całe życie pracować nie mając odpowiedniego dla siebie laboratorium.

Książka kończy się cytatami z depesz i listów kondolecyjnych oraz artykułów pisanych po tragicznej śmierci Piotra Curie. Między innymi podana jest depesza lorda Kelvina i wyjątki z artykułów Henri Poincaré, Jean Perrin i Paul Langevin.

Książka Marii Skłodowskiej-Curie odznacza się swoistym wdziękiem szlachetnej prostoty. Prześwietlona jest silnym i szczerym uczuciem, a jednocześnie pisana jest z dyskretnym umiarem. Wartość jej zawiera się w znacznej mierze w tym, że mówiąc o Piotrze Curie świadczy jednocześnie o osobie autorki nie tylko przez to, że w toku opowiadania pisze również o sobie, ale przez jej stosunek emocjonalny do faktów, które podaje, i przez kryteria, według których je ocenia. Każdy portret jest w pewnym stopniu własnym portretem artysty, który go maluje.

Książka wydana jest starannie i estetycznie. Ilustracje trafnie dobrane i dobrze reprodukowane. Przekład na ogół poprawny. Tylko kilka zwrotów może budzić zastrzeżenia stylistyczne.

L. Natanson

W. M. Ścisłowski, *Półprzewodniki*, PWN, Warszawa 1954.
stron 143.

Książka ta częściowo wypełnia dotkliwą lukę w polskiej literaturze popularno-naukowej. Ale i w naszej literaturze naukowej sytuacja też nie jest lepsza; też istnieje tu luka domagająca się wypełnienia. O fizyce ciała stałego, a o półprzewodnikach w szczególności, nic nigdy nie słyszał — sprawdzałem to — przeciętny inteligent polski; nic o tym nie mówi się w gimnazjach, bo i któż miałby mówić, jeśli wykładowcy nic o tym nie wiedzą lub słyszeli tylko same nazwy. Wielu studentów wyższych lat fizyki również nic nie słyszało o fizyce ciała stałego, a termin półprzewodnik jest dla nich nowym dźwiękiem. W 11-tych pracowniach fizycznych nie ma ani jednego ćwiczenia z fizyki ciała stałego, mimo że ją reprezentują badania naukowe danego zakładu; chlubny wyjątek — może nie jedyny — stanowi II pracownia Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Łódzkiego, który — chociaż sam nastawiony jest na zupełnie inną dziedzinę badań — docenia jednak ważność tego nowego działu fizyki. Z tym większą aprobatą powitać należy książeczkę W. Ścisłowskiego. Jest to zaledwie druga tego rodzaju pozycja w literaturze popularno-naukowej po książce W. Łanieckiego.

Pierwszą zaletą książki W. Ścisłowskiego jest sam fakt jej istnienia, a liczne usterki i wady nie mogą w zasadniczy sposób wpłynąć na wartość tej bardzo u nas potrzebnej pozycji.

Całość licząca 143 str. podzielona jest racjonalnie na dwie części zasadnicze oraz krótkie uzupełnienia, zawierające konieczne wiadomości o sieci krystalicznej, oraz parę słów o mechanice kwantowej. Część pierwsza ogólna — zawiera zarys teorii półprzewodników, opis głównych danych eksperymentalnych oraz porównanie teorii z doświadczeniem. Część druga zawiera ważniejsze zastosowania półprzewodników w nauce i w technice. Przedmowa jest krótka, rzeczowa, więc dobra, ma jednak jeden brak: nie dowiadujemy się z niej, dla kogo książka jest napisana, jakiego poziomu czytelnika wymaga, a przeglądający to przede wszystkim chciałby wiedzieć. Otóż czytać ją mogą z pożytkiem: uczniowie ostatnich klas gimnazjalnych, studenci, nauczyciele fizyki. Zasadniczo więc wymaga przygotowania, jakie daje szkoła średnia. I ten brak określenia poziomu czytelnika, dla którego się pisze — częsta wada popularyzacji — widzi się w wielu miejscach książki. W jednym miejscu na przykład tłumaczy się czytelnikowi z grubsza różnicę między przewodnikiem elektryczności a izolatorem oraz co to jest opór właściwy, a w innym miejscu operuje się pojęciami własności falowych elektronu, mówi się o płaskiej fali materii, o zmodulowanej amplitudzie, o centrach rozpraszania tychże fal materii — i to prawie bez objaśnień.

Część ogólna zawiera: wstęp wprowadzający parę najelementarniejszych pojęć, jak opór, prawo Ohma. Następnie omówiono pogładowo pasmowy model metalu oraz pokazano względnie wyczerpująco sprzeczność klasycznej teorii przewodnictwa metali z danymi doświadczalnymi. Pokazana jest wyższość teorii pasmowej bez zatajenia przy tym nowych trudności, na jakie natrafia z kolei i ta teoria. Dość obrazowo przedstawiony jest model tworzenia się pasm energetycznych kryształu z poziomów energetycznych poszczególnych atomów. Następnie przechodzi autor do modelu pasmowego półprzewodnika, podkreślając różnicę zasadniczą między metalami a półprzewodnikami. Wprowadzono przystępnie i obrazowo pojęcie defektów w idealnej sieci krystalicznej oraz opisano rolę, jaką odgrywają te defekty w powstawaniu dodatkowych centr i dodatkowych poziomów energetycznych. Wyjaśniono krótko istotę defektów Frenkla, Schottkego i F-centrów oraz objaśniono należycie powstawanie i rolę akceptorów i donorów w przewodnictwie. Opisano oraz na podstawie

modelu pasmowego wytłumaczono efekt Halla normalny i anomalny, podkreślono rolę, jaką pomiary stałej Halla grają w wyznaczaniu parametrów teorii półprzewodników. Wprowadzono czytelnika pokrótce w zjawisko fotoelektryczne w półprzewodnikach z dostatecznie jasnym wytłumaczeniem czułości na podczerwień, co przyda się później w części drugiej. Porównanie teorii z doświadczeniem zilustrowano przede wszystkim rozpatrzeniem zależności przewodnictwa od temperatury. Wykład ilustrowany jest rysunkami i wykresami. W części drugiej, omawiającej ważniejsze zastosowania półprzewodników, warto podkreślić fakt, że uwzględnione zostało zastosowanie ich w nauce, w technice naukowej, a nie tylko w technice przemysłowej. Znajdujemy tu opis telefonu optycznego działającego przy użyciu światła widzialnego oraz działającego przy użyciu światła niewidzialnego — podczerwieni, prostowników suchych, detektorów krystalicznych; znajdujemy dość dobry opis tranzystora oraz komórek fotowoltaicznych. Wspomniane jest o zastosowaniach półprzewodników w meteorologii, agrobiologii i astrofizyce. Przy opisie zastosowań podane jest dość dokładne wyjaśnienie mechanizmów takiego a nie innego działania, co świetnie uzupełnia część pierwszą. W opisie zastosowań zachowany jest bardzo dobrze umiar między podaniem istoty zjawiska a szczegółami pobocznymi. Całość książki jest więc raczej dobrze pomyślana. Ale nie jest — jak sądzę — bez wad, prócz wad popularyzacji natury ogólnej. Nie wydaje się potrzebne wprowadzanie przy wyjaśnianiu przewodnictwa metali własności falowych elektronu, co jest niejasne i nieobrazowe, tym bardziej że nie przeprowadza się tego ani konsekwentnie, ani po dostatecznym przygotowaniu. Obraz korpuskularny jest wyczerpujący, a zarazem zrozumiały. Zbyt często autor wprowadza jakieś pojęcie, wcale go przedtem ani potem nie objaśniając. Nagle czytelnik napotyka termin „półprzewodnik samoistny“, ale nie dowie się, co to jest. Niejasne pozostanie rozgraniczenie między kryształami jonowymi a półprzewodnikami elektro-nowymi. Wadą jest brak rozróżnienia między półprzewodnikiem a dielektrykiem i całkowite pominięcie trudności klasyfikacyjnych w tej dziedzinie, co by rzuciło dużo światła na wiele niedopowiedzeń. Wydaje mi się, że podając teorię półprzewodników, gdzie jak wiadomo, w zbyt wielu przypadkach jest ona bezsilna wobec danych doświadczalnych, należy podać przykładowo zjawiska nie objęte teorią, a nie tylko wspomnieć o istnieniu takich zjawisk. Na tym poziomie czytelnika, jaki zakłada milcząco autor, możliwe i pożądane jest wskazanie na otwarte zagadnienia, a nie sugerowanie, że prawie wszystko jest w porządku. Autor zakłada — co wydaje się wygórowane, że czytelnik swobodnie operuje funkcją wykładniczą i osiami logarytmicznymi, wobec czego nie daje mu ani jednego słowa wyjaśniającego, zaś w wielu miejscach analiza wykresów w osiach logarytmicznych oraz funkcji wykładniczej służy za podstawę rozumowania. Nie dowiaduje się czytelnik wcale rzeczy bynajmniej nie oczywistej, że we wzorze na przewodnictwo σ w funkcji temperatury T ,

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{A}{T}},$$

stała A jest proporcjonalna do energii aktywacji, a to znowu jest podstawą do dalszego rozumowania. Nie bardzo wiadomo, co autor ma na myśli mówiąc o prądzie pierwotnym i wtórnym, powstałych wskutek oświetlenia półprzewodnika. Takie niejasności — także dowód zapominania o czytelniku — zdarzają się wiele razy; fizyk niespecjalista nie zrozumie wielu momentów, coż dopiero nie fizycy, dla których przede wszystkim książka ta jest napisana. Istnieje poza tym kilka drobnych nieścisłości — co w wykładzie popularnym jest trudne do uniknięcia, a nie ma znaczenia istotnego. Ale w jednym miejscu podany jest fakt niezgodny z wynikami badań: na str. 45 autor mówi, że prąd pierwotny w półprzewodniku jest dokładnie proporcjonalny do natężenia padającego promieniowa-

nia. Tymczasem, jak wykazały choćby badania J. Ostrowskiego dla Tl_2S , ów prąd staje się — począwszy już od średnich natężeń światła — proporcjonalny do pierwiastka trzeciego stopnia z natężenia promieniowania, a tylko dla bardzo słabych natężeń promieniowania zachodzi rzeczona proporcjonalność. Wyniki te były trzykrotnie referowane (raz na Zjeździe w Poznaniu już w 1952 r.) i autor nie mógł o nich nie słyszeć. Pomimo tych usterek książka ta ma dużą wartość — o czym już wspomniałem — i powinna znaleźć się w każdej bibliotece gimnazjalnej i uniwersyteckiej, w rękach nauczycieli fizyki, w rękach studentów oraz w rękach szerszego ogółu, uważającego się za wykształcony.

J. W. Ostrowski

H. Hofmoki, A. Zawadzki. *Ćwiczenia w pracowni fizycznej*, PWN 1953, 2 tomy, cena 12,90 zł + 16,20 zł.

Skrypt ten, przeznaczony — jak piszą autorzy we wstępie — dla I Pracowni, zawiera opisy typowych dla tej pracowni ćwiczeń. Obejmuje on podstawowe zagadnienia doświadczalne z mechaniki (w 18 zadaniach), ciepła (11 zadań), optyki (22 zadania) i elektryczności (20 zadań).

Początek skryptu poświęcony został omówieniu jednostek fizycznych oraz zagadnieniu błędu pomiaru. Na uwagę zasługuje omówienie jednostek układów cgs i mks — a w elektryczności układów cgsES, cgsEM oraz Giorgiego. Podano tu również przykłady przeliczeń do tego ostatniego układu.

Dużo uwagi poświęcili autorzy zagadnieniu rachunku błędu. Przejrzyście ujęta teoria poparta jest licznymi przykładami, wyjaśniającymi cel i istotę tego rachunku. Poza tym w opisie każdego ćwiczenia podany jest odpowiedni rachunek błędu.

Dalej podane są symbole przyrządów elektrycznych oraz znaki umieszczane na tarczach tych przyrządów. Ułatwi to niewątpliwie dokładniejsze poznanie przyrządów pomiarowych przez odrabiających pracownię.

Przy opisach ćwiczeń autorzy podają teorię zjawiska, opis odpowiednich przyrządów, zasadę i sposób przeprowadzenia pomiaru oraz rachunek błędu. Czyni to każdy opis bardzo przejrzystym i pomocnym przy wykonywaniu doświadczenia. Pewne grupy zadań mają wspólne wprowadzenie w daną dziedzinę. Wprowadzenia są zupełnie wystarczające do zrozumienia zjawiska — często nawet bardzo wnikliwe — a opisy ćwiczeń zawierają wiele uwag praktycznych, dotyczących zarówno przeprowadzenia pomiarów, jak i opracowania wyników.

Wszystko to składa się na ogromne zalety tej książki, ułatwi ona znacznie studentom właściwe odrabianie I Pracowni.


Pierwszy nakład „Ćwiczeń w pracowni fizycznej“ nie jest jednak pozbawiony pewnych usterek, wynikających chociażby ze sposobu wydania (skrypt).

Errata na przykład nie obejmuje wszystkich błędów, jak opuszczenie lub przedstawienie wyrazów (str. 53 t. I brak $\frac{\Delta r}{r}$ we wzorze na $\frac{1H}{H}$) bądź liter, brak kompletu oznaczeń na rysunkach itp. błędów maszynopisu. Błędy te czasem występują w wykładnikach wymiarowych (np. str. 20 t. I powinno być: $C = \frac{\text{cm}^{\frac{3}{2}} \text{g}^{\frac{1}{2}} \text{sek}^{-1}}{\text{cm}^{\frac{1}{2}} \text{g}^{\frac{1}{2}} \text{sek}^{-1}}$

str. 11 t. I. wymiar momentu pędu: $\text{cm}^2 \text{g} \text{sek}^{-1}$). Do błędów drukarskich zaliczyć też należy przykry fakt opuszczenia strony 234 t. II (powtórzone str. 118) przez co zdekompletowano opisy jedynych zadań z lampami elektronowymi.

W niektórych miejscach można by uzupełnić tekst. Np. „Uwaga dla fizyków“ na str. 14 t. I., dotycząca termodynamicznej skali temperatur, wydaje się — zwłaszcza w zestawieniu z pozostałym materiałem — dość zawiła.

Określając jednostkę ciśnienia: $\text{bar} = 10^6 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$ należałoby wspomnieć, iż w literaturze obcej spotka się czytelnik z określeniem: $1 \text{ bar} = \frac{\text{dyna}}{\text{cm}^2}$.

Symbol oporu:  dobrze byłoby zaopatrzyć uwagą, że przyjęte jest oznaczać w ten sposób opory bezindukcyjne. Do tablicy symboli warto było dodać sposób oznaczania transformatora i ewentualnie dławika, urządzenia te często znajdują się w I Pracowni.

Zamiast określenia: „zbroja kondensatora“, może lepiej byłoby stosować przyjęte powszechnie wyrażenie „okładki kondensatora“.

I jeszcze jedna sprawa. Autorzy nie postępują konsekwentnie przy oznaczaniu jednostek. Np. jednostkę czasu oznaczono przez [t] na str. 21 i 24, zaś przez [T] na str. 10 i 26 w tomie I. Wprowadzono też symbol N (niuton) na str. 30 bez omówienia (wprawdzie łatwo domyśleć się znaczenia, jednak nie ma jednolitości wobec wyraźnie na stronie sąsiedniej omówionych znaczeń symboli A, F, H itd.). W erracie powiedziano, iż pismo jest zgodna jest z wykazem podanym przez Komisję Terminów i Oznaczeń PTF (1951), gdy tymczasem widać tu pewne różnice (np. oznaczono siłę przez f zamiast \vec{F}). Zrozumiałe jest, że ze względów technicznych nie można było wprowadzić ustalonego przez PTF podawania symboli wielkości fizycznych kursywą, zaś symboli jednostek — antykwą.

Pewne braki, których kilka przykładów podano, nie mogą jednak wpłynąć zasadniczo na aktualną wartość omawianej pracy. Byłoby bardzo pożytecznym przeprowadzenie korekty, usuwającej te usterki, i wznowienie jak najszybciej nakładu (gdyż nakład 800 egz. jest stanowczo zbyt mały w skali krajowej). Brak bowiem podręcznika akademickiego tego rodzaju daje się dotkliwie odczuwać młodzieży, która często dopiero pierwszy raz w pracowni uniwersyteckiej styka się z przyrządami. Podręcznik ten nauczyciela studenta należytego podejścia do doświadczenia i właściwego opracowania wyników.

Nasuwa się tu jeszcze uwaga, czy następne wydanie nie warto by uzupełnić ćwiczeniami wprowadzającymi w radiotechnikę oraz zastosowania oscylografu.

Ostatnim wreszcie życzeniem byłoby, aby nowe wydanie „Ćwiczeń“ ukazało się w postaci książkowej. Wpłynęło to z pewnością na przejrzystość treści, zwłaszcza wzorów, a młodzież zyska nową ceną pomoc naukową.

J. Rogaczewski

M. Jeżewski, *Fizyka*, Podręcznik dla wyższych szkół technicznych.
WPN, Warszawa 1953

Opracowanie podręcznika fizyki dla wyższych szkół technicznych, stojącego na wysokości zadania, jest znacznie trudniejsze, niż może się to na pozór wydawać. Należy bowiem bardzo zwięźle, a jednocześnie jasno i ściśle przedstawić zasadnicze wiadomości z dziedziny fizyki, które są podstawą techniki dnia dzisiejszego, jak również i te, które mogą zapewnić dalszy jej rozwój. Prócz tego wykłady fizyki w wyższej szkole technicznej powinny i mogą przyczynić się do wyrobienia w słuchaczu poczucia konieczności ściślejszego, niż to się dotychczas dzieje, kontaktu między technikami i fizykami, a z drugiej strony do znalezienia wspólnego języka, umożliwiającego ich wydatną współpracę dla podniesienia poziomu naszej nauki

i techniki, a w konsekwencji i życia gospodarczego. Zadanie takie nie jest, jak wspomniano, ani łatwe, ani proste, gdyż mimo dość licznie składanych przez koła techniczne deklaracji na temat doniosłego znaczenia badań fizycznych ciągle jeszcze w kołach tych nie docenia się roli wykładów fizyki w kształceniu kadr inżynierskich, a na przykład na konferencjach fizyków i techników jaskrawo występuje brak wzajemnego zrozumienia się. Zasadniczą zmianę tej sytuacji można będzie osiągnąć jedynie drogą wprowadzenia odpowiednich reform w kształceniu młodych kadr technicznych. Dotychczasowe tendencje szkolenia bardzo wąskich specjalistów według wymagań użytkownika, to znaczy różnych gałęzi przemysłu, nie dały dobrych rezultatów. Dziś słyszy się coraz częściej, że wyższe szkoły techniczne powinny przygotowywać inżynierów o dobrze ugruntowanych wiadomościach ogólnych z szerszych działów techniki, a węższa specjalizacja — doszlifowanie do wymagań danej gałęzi przemysłu, powinna odbywać się już podczas pracy zawodowej, czy to w czasie pewnego okresu praktyki w odpowiednim dziale, czy na kursach fabrycznych lub nawet w szkołach branżowych. W tym przypadku rola wykładów fizyki w kształtowaniu technicznego światopoglądu młodego inżyniera staje się bardzo ważną, jeżeli nie dominującą. Nauczanie to należałoby przeprowadzać w dwu etapach. W pierwszym roku studiów trzeba by podać podstawy fizyki klasycznej oraz pewne wprowadzenie w fizykę współczesną, a na wyższych semestrach, gdy studenci posiadają już pewną znajomość szeregu zagadnień technicznych, omówić szczegółowiej osiągnięcia fizyki współczesnej w ramach jednego wykładu czy też kilku wykładów monograficznych*.

Podręcznik M. Jeżewskiego zawiera minimalny zakres wykładów na I roku studiów. Słuszny wydaje się nam wyraźny podział całego materiału na dwie zasadnicze części: fizykę klasyczną — str. 1 do 450 i wprowadzenie w fizykę współczesną — str. 451 do 605. Już od początku fizyka współczesna i fizyka klasyczna są niejako przeciwstawione sobie. W dalszym ciągu trzeba by może silniej akcentować przy każdej sposobności przemianę poglądów i pojęć fizyki, zapoczątkowane na progu XX stulecia i ciągnące się po dzień dzisiejszy. Wydaje się nam, że w związku z tym dobrze byłoby na początku podręcznika dodać wstęp, krótko omawiający zasadnicze pojęcia, jak materia, masa, energia, poza tym metody badań fizycznych — doświadczenie i teoria, jak również stosunek fizyki do innych nauk, oraz krótki rys historyczny szczególnie ważnych odkryć dokonanych w XIX i XX stuleciu, które wprowadziły fizyków w nową dziedzinę, dziedzinę mikroświata, i zmusiły do przeprowadzenia zasadniczej rewizji pojęć podstawowych.

W I części podręcznika podaje autor na 439 stronach w sposób zwięzły i przystępny podstawowe wiadomości z fizyki klasycznej, ograniczając się jedynie do wiadomości zasadniczych, które powinny i muszą być omówione przez fizyka i które powinny być przyjęte jako punkt wyjścia wykładów przedmiotów zawodowych.

W krótkim wstępie omawia autor wielkości i jednostki fizyczne, przechodząc następnie do podania zasad kinematyki i dynamiki wraz z dynamiką ciała sztywnego. Wszystko to obejmuje 91 stron, to jest około 20% I części podręcznika. Czy nie byłoby wskazane, aby uwzględnić w tej części kursu sformułowania zasady niezależności ruchów i zasady d'Alemberta oraz omówienia wagi analitycznej oraz jej czułości?

Uwzględniając, że studenci I semestru nie mają jeszcze odpowiednio ugruntowanych wiadomości z rachunku różniczkowego i całkowego, autor przy definio-

* Oczywiście nie może to być wykład zbyt zmatematyzowany i stanowić skrót uniwersyteckich wykładów fizyki teoretycznej.

waniu prędkości w ruchu zmiennym oraz definicji pracy wyjaśnia przystępnie znaczenie pochodnej (str. 10) i całki krzywoliniowej (str. 43); w dalszym ciągu posługuje się już swobodnie rachunkiem różniczkowym i całkowym, nie unikając nawet używania równań różniczkowych, na przykład równania drgań (str. 233), równania fali płaskiej (str. 242) i wreszcie równania Schrödingera (str. 564).

Słusznie uczynił autor poświęcając omówieniu trzech zasad dynamiki więcej miejsca (6 paragrafów od str. 28 do 36). Zdaje się, że omówienie tych zasad przez autora wyjaśnia całkowicie wątpliwości i zarzuty wysunięte przeciw fizykom przez niektórych politechnicznych wykładowców mechaniki na temat mylnego formułowania zasady bezwładności*. Paragraf 3. 22, w którym jest mowa o równowadze punktu, robi wrażenie nie związanego z poprzednimi. Trzeba by podać definicję punktu materialnego, gdyż o takim właśnie punkcie mowa, i zaznaczyć, że warunki równowagi punktu należy uważać za przypadek szczególny, graniczny ewentualnie za uschematyzowanie poprzednio omówionych zasad i praw dotyczących ciał fizycznych.

Jeszcze raz podkreślamy, że podstawowe pojęcia i prawa fizyczne, które w większości powstały na gruncie mechaniki i którymi posługuje się technika, powinny być wprowadzane przez fizyka, a nie przez inżyniera, wykładowcę wąskiego przedmiotu zawodowego, który podchodzi do zagadnień fizycznych jednostronnie i rozpatruje je w bardzo zwężonym zakresie, wyznaczonym przez jego specjalność. Uwaga ta ma znaczenie ogólniejsze i powinna być odniesiona również do innych działów fizyki, jak na przykład termodynamiki czy elektryczności, które próbuje się w wyższych szkołach technicznych usunąć z wykładów fizyki, motywując ten krok tym, że studenci nabywają wiadomości z tych działów na wykładach odpowiednich przedmiotów zawodowych.

W dalszym ciągu podręcznika omówione są krótko właściwości** sprężyste ciał (str. 91—100), właściwości cieczy — hydrostatyka (str. 100—108), ogólne właściwości gazów (str. 109—114), ruch cieczy i gazów (str. 114—128), ciepło (str. 129—178) i zasady termodynamiki (str. 178—212). Wydaje nam się pożądanym, by przy omawianiu entropii wspomnieć, że jest ona związana z prawdopodobieństwem, wykorzystując intuicyjne pojęcie prawdopodobieństwa bez bliższego jego precyzowania. Podstawowe wiadomości z termodynamiki kończy autor przytoczeniem na str. 211 trzeciej zasady termodynamiki w ujęciu Nernsta i Plancka. Dalej znajdujemy omówienie zarysu kinetyczno-molekularnej teorii materii (str. 212—227), drgań i fal (str. 227—250), akustyki (str. 250—266), pola elektrostatycznego (str. 266—296), prądu elektrycznego (str. 296—325), właściwości magnetycznych ciał, pola magnetostaticznego (str. 325—335), pola magnetycznego prądu (str. 336—357), indukcji elektromagnetycznej (str. 357—373), zasad optyki geometrycznej (str. 373—412) i wreszcie ostatni rozdział I części mówi o naturze światła (str. 412—439). Ta część podręcznika kończy się zestawieniem 355 pytań służących do powtórzenia wyłożonego materiału.

Druga część podręcznika stanowi, jak już wyżej powiedziano, wprowadzenie do fizyki współczesnej. Obejmuje ona następujące działy: zjawiska związane z przejściem elektryczności przez gazy (str. 451—480), emisję elektronów z ciał rozżarzonych i jej zastosowania (str. 480—507), kwanty energii (str. 507—539), teorię względności (str. 539—558), falowe właściwości mikrocząstek (str. 558—565), promieniotwórczość, jądro atomowe (str. 565—601) i wreszcie promienie kosmiczne (str. 601—605). Dalej podano jak poprzednio pytania do powtórzenia materiału. Całość drugiej części obejmuje 154 strony, co stanowi około 30% części I.

* Por. W. Majewski, Refleksje fizyka, Życie Szkoły Wyższej nr 6, (1954) str. 34.

** Autor używa tu słowa własność, które uważamy za mniej odpowiednie.

W opisie wyznaczania wartości ładunku elementarnego metodą Millikana (str. 452) po ustaleniu, że na kuleczkę oliwy znajdującą się między okładkami kondensatora (bez pola elektrycznego) działa siła stała równa jej ciężarowi zmniejszonemu o parcie powietrza, podaje autor, iż kulka opada pod wpływem tej siły ze stałą prędkością określoną przez wzór Stokesa. Czy nie byłoby lepiej wyraźnie zaznaczyć, że przy opadaniu kulki występuje siła tarcia proporcjonalna do jej prędkości? Ze wzrostem prędkości kulki wzrasta i siła tarcia aż do zrównania się z siłą powodującą jej spadanie. Od tej chwili kuleczka spada z prędkością stałą. Przy takim ujęciu wzór 21. 4 i równanie 21. 9 staną się jaśniejsze i zrozumialsze. Pożądanę chyba byłoby, aby wspomnieć o źródłach występujących tu błędów.

Zaletą podręcznika jest bez wątpienia podanie w wielu miejscach przeróbek matematycznych. Pożądane byłoby jednak podawanie ich np. *petitem* dla uniknięcia zaciemniania treści zasadniczej omawianego zagadnienia. Podręcznik zyskałby na przejrzystości. Dla ułatwienia korzystania z niego dobrze byłoby wyróżnić innym drukiem pojęcia wprowadzane po raz pierwszy oraz zasadnicze wzory. Na przykład na str. 463 należałoby wyróżnić wzór 21. 24, określający wartość siły oddziaływania pola magnetycznego na elektron w ruchu, jak również słowne ujęcie tego wzoru.

W paragrafie 21.6 warto by może zaznaczyć wyraźniej, że metoda Thomsona wyznaczania e/m dla elektronu polega:

a) na wyznaczeniu prędkości elektronu w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym (wzór 21. 51), b) na zmierzeniu odchylenia elektronu tylko w polu elektrycznym. Ze wzoru 21. 53 można wtedy obliczyć e/m .

Dość dużo miejsca poświęcono w podręczniku omówieniu zastosowań technicznych zjawisk związanych z emisją elektronów (27 stron), co uważamy za słuszne.

W następnym rozdziale przechodzi autor do kwantów energii. Zaczyna od omówienia promieniowania ciała doskonale czarnego i trudności, na które natrafiła fizyka klasyczna przy interpretacji rozkładu energii w widmie tego promieniowania. W poszukiwaniu rozwiązania tego zagadnienia Planck wysunął pojęcie kwantu energii. Jest to pojęcie obce fizyce klasycznej, które wycisnęło swe piętno na całej fizyce współczesnej. Wyraźne podkreślenie tego momentu w toku nauczania fizyki w wyższych szkołach technicznych jest bardzo wskazane.

Na początku następnego paragrafu (str. 512) przytacza autor ustalone empirycznie wzory serii widmowych wodoru jako różnice termów, którym na gruncie rozważań Bohra nadano sens fizyczny. Szkoda może, że autor nie wspomniał w tym miejscu, jakie dane doświadczalne sugerowały Rutherfordowi jego model atomu. Wzmianka na ten temat zamieszczona jest znacznie później, bo aż na str. 577 przy opisie rozpraszania cząstek alfa przez cienkie folie glinowe. Właśnie ze względu na rewolucyjność idei Bohra, które odegrały tak doniosłą rolę w fizyce i zapoczątkowały uogólnienie hipotezy Plancka oraz rozciągnięcie zasady kwantowania na inne wielkości fizyczne, dobrze byłoby może poświęcić więcej miejsca omówieniu przyczyn, które zmusiły fizyków do szukania nowych dróg i wprowadzenia hipotez sprzecznych z założeniami fizyki klasycznej. Jest to bardzo ważne w wyższych szkołach technicznych ze względu na nastawienie myślowe studentów. Ważne jest również, by choć w części zdawali sobie oni sprawę z dalszych przemian pojęciowych w fizyce współczesnej. Już przy omawianiu postulatów Bohra należałoby może podkreślić rozbieżności występujące przy opisie zjawisk makro i mikroświata, zaznaczając, że mechanika kwantowa jest wyższym stopniem przybliżenia, obejmującym również fizykę klasyczną jako szczególny, graniczny przypadek. Występuje tu podobna analogia jak w przypadku optyki geometrycznej i optyki fizycznej, przy czym można ustalić pewną odpowiedniość między optyką geometryczną

a mechaniką newtonowską i optyką fizyczną a mechaniką falową. Omawiając model atomu Bohra można już zaznaczyć, że przy przechodzeniu elektronów między wysokimi poziomami energetycznymi zacierają się kwantowość zmian energii; przybliżenie kwantowe i przybliżenie klasyczne dają wyniki zgodne. Naturalnie sprawy te muszą być rozwijane stopniowo, w miarę omawiania dalszych zagadnień fizyki współczesnej. Podkreślamy raz jeszcze, że ten sposób podejścia uważać trzeba za specjalnie ważny w wyższych szkołach technicznych. Wśród inżynierów spotyka się wciąż jeszcze pogląd, że atom Bohra jest najwyższym interesującym technika osiągnięciem fizyki współczesnej. W końcu paragrafu 23. 2 wspomina autor o poprawce, którą należy wprowadzić do rachunków dotyczących modelu Bohrowskiego ze względu na ruch jądra. Wydaje nam się, że lepiej byłoby nie kończyć na tym, lecz dać jeszcze krótką wzmiankę, że model Bohra okazał się niewystarczający do wyjaśnienia różnorodności widm. Należało wskutek tego wprowadzić szereg modyfikacji, co doprowadziło do czterech liczb kwantowych, określających stan energetyczny elektronu w atomie. Warto by dalej wspomnieć o zakazie Pauliego i w związku z nim omówić krótko obsadzenie warstw energetycznych w atomie. W dalszym ciągu słuszne byłoby może przeniesienie tu z pewnymi zmianami paragrafu 21. 2, omawiającego schematyczny szkic budowy atomów i związanej z nią budowy ciał; wtedy podane w nim wiadomości, jak na przykład powstawanie warstw energetycznych oraz ich obsadzenie przez elektrony, wynikałyby z poprzednich rozważań. Naturalnie wszystko to musiałoby być potraktowane szkicowo z podkreśleniem, że w tych rozważaniach wprowadzamy znaczne uproszczenia i że zagadnienie to w fizyce współczesnej jest opracowane już dużo głębiej, choć też nie obejmuje wszystkich spotykanych przypadków. O tych sprawach jest częściowo mowa w paragrafie 25. 1; czy jednak nie byłoby lepiej podać jej zaraz po teorii Bohra-Sommerfelda?

W rozdziale 25, str. 558, zatytułowanym „Falowe właściwości mikrocząstek“ autor omawia w sposób przystępny, pouczający i zwięzły rozwój idei falowych właściwości mikrocząstek od de Broglie'a do Schrödingera. Wspominając o zaobserwowaniu już przez Hamiltona w pierwszej połowie XIX wieku formalnej analogii między ogólnymi prawami mechaniki i prawami optyki geometrycznej, podaje hipotezę de Broglie'a i jej doświadczalne potwierdzenie przez Germera i Davisona oraz Tartakowskiego. Dobrze byłoby wspomnieć jeszcze o pracy S. Szczeniowskiego, wykonanej w r. 1928 w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. W dalszym ciągu autor wykazuje, że przyjmując falowe właściwości elektronu można w sposób logiczny i prosty dojść do kwantowego warunku Bohra. Uogólniając dalej pojęcia falowe dochodzi autor do równania Schrödingera, wskazując, że zastosowane do elektronu w atomie wodoru, daje ono rozwiązanie ciągłe, skończone i jednoznaczne tylko dla określonych wartości parametru E , tworzący szereg nieciągły. Jest to przykład ilustrujący fakt, że na gruncie mechaniki falowej otrzymujemy w sposób naturalny i prosty wyniki zgodne z założeniami Bohra. Przydałoby się może dobitniej zaakcentować w tym rozdziale: a) dwoistą naturę światła oraz materii, b) istnienie dwóch schematów, którymi posługuje się fizyka przy opisie zjawisk przyrody. Zależności $E=h\nu$ i $p=h/\lambda$ określają odpowiednio podstawowe wielkości fizyczne obu schematów. Poza tym dobrze byłoby podkreślić, że w pewnych przypadkach do opisu zjawisk można stosować tylko jeden schemat, jak na przykład do interferencji światła — falowy, do zjawiska fotoelektrycznego korpuskularny, do ruchu elektronów w komorze Wilsona — też korpuskularny, zaś do elektronu w atomie — falowy. Czy w związku z tymi zagadnieniami nie byłoby dobrze wspomnieć o zasadzie Heisenberga? Za-

akcentowanie tych spraw, a nawet choćby zasygnalizowanie ich istnienia wydaje się nam szczególnie ważne w takim podręczniku.

W ostatnich dwóch rozdziałach rozpatrzone są zwięźle promieniotwórczość i promienie kosmiczne. Może i w tych rozdziałach zgodnie z ogólnymi uwagami do rozdziału 25 wskazane byłoby zaakcentowanie wyraźniej i silniej niektórych rzeczy.

Szata zewnętrzna podręcznika wydanego przez PWN jest dość staranna, choć zdarzają się pewne niedopatrzenia redakcyjne. W drugim wydaniu trzeba by wprowadzić pewne poprawki stylistyczne, na przykład usunąć wyrażenie „pozycja kuczna“ (str. 84), zastąpić wielokroć użyty termin „wyliczyć“ słowem „obliczyć“, użyć „opracować“ zamiast „rozpracować“, „wzorcowanie“ zamiast „cechowanie“. W niektórych miejscach potrzebna jest korekta składni oraz usunięcie rozbieżności oznaczeń na rysunku i w tekście. Na przykład na rys. 8. 11 (str. 123) h_1 i z_1 , oraz h_2 i z_2 oznaczają to samo. Podobnie jest z rysunkami 4. 7 (str. 76) i 20. 14 (str. 424). W podpisie pod rysunkiem 4. 4 (str. 73) mowa jest o wektorze P zamiast F , a na rys. 4. 14 środek ciężkości prostopadłościanu robi wrażenie źle umieszczonego. Rysunek 20. 15, przedstawiający bieg promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego w pryzmacie Nicola, nie jest dobry. Krawędzie AA' i CC' powinny być dłuższe, warto by również zaznaczyć wartości kątów i kierunek drgań wektora świetlnego w obu promieniach. Prócz tego na granicy powietrza i szpatu zachodzi załamanie promienia świetlnego, które tu nie jest uwzględnione. Na rysunku następnym (20. 16) przekroje analizatora i polaryzatora powinny być bardziej wydłużone. Nie wszystkie tablice zaopatrzone są w odpowiednie podpisy, na przykład tabelki 10, 1, 3, 1, 9, 12, a tabelka na str. 157 nie ma numeru ani podpisu.

W kształceniu młodych kadr inżynierskich dawał się u nas dotkliwie odczuwać brak odpowiedniego podręcznika fizyki. Lukę tę wypełnia recenzowany podręcznik. Ponieważ autorem podręcznika jest znany polski fizyk, długoletni profesor Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, posiadający w swym dorobku poważne osiągnięcia z dziedziny praktycznych zastosowań fizyki w technice, nie wątpimy, że ujęcie materiału jest przystosowane do potrzeb naszej młodzieży. Podręcznik stanowi pierwszą poważną próbę określenia minimalnego zakresu wykładu fizyki na I roku studiów naszych wyższych szkół technicznych. Należy mieć nadzieję, że nie pozostanie on bez wpływu na racjonalne ustawienie fizyki jako bardzo ważnego przedmiotu w programach nauczania, ułatwiając dyskusje w licznych komisjach, opracowujących to zagadnienie. Sądzimy również, że podręcznik ten powinien wywołać zainteresowanie wśród wykładowców przedmiotów pokrewnych w wyższych szkołach technicznych, przyczyniając się do ściślejszego skorelowania tych wykładów z wykładami fizyki.

Witold i Maria Majewscy

Polska Akademia Nauk

W dniu 26 kwietnia 1954 r. odbyło się XVII zebranie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk, na którym referowane były następujące prace z fizyki:

J. M. Massalski — „Krzywa przejścia dla składowej fotonowej wielkich pęków promieniowania kosmicznego” (praca zgłoszona przez członka korespondenta PAN H. Niewodniczańskiego).

L. Jurkiewicz — „Wpływ fotonów przenikliwych o małej energii (2–7 MeV) na krzywą absorpcji cząstek wielkich pęków w ołowiu” (praca zgłoszona przez członka korespondenta PAN H. Niewodniczańskiego).

W części organizacyjnej zebrania omówiono zadania Wydziału III w świetle uchwał II Zjazdu PZPR oraz przeprowadzono wybory nowych członków korespondentów.

W dniu 17 maja 1954 r. odbyło się XVIII zebranie naukowe Wydziału III, na którym zreferowano następującą pracę z fizyki teoretycznej:

członek rzeczywisty PAN prof. W. Rubinowicz — „O uogólnieniu twierdzenia o wzajemności dla rozwiązań równania drgań $\Delta u + k^2 u = 0$ ze źródłami multipolowymi”.

W części organizacyjnej posiedzenia członek rzeczywisty PAN L. Infeld oraz prof. L. Sosnowski, złożyli sprawozdanie z pobytu w NRD na kon-

ferencji poświęconej teorii ciała stałego i podstawowym zagadnieniom fizyki.

Stupięćdziesięciolecie urodzin W. Webera (1804—1891)

Wilhelm Weber urodził się w Wittenberdze 24 października 1804 r. Studiował w Halle. Tam w wieku 21 lat wspólnie ze swym starszym bratem Ernestem przeprowadził badania nad ruchem falowym, których wyniki zestawiał w wydanej w 1825 r. pracy pt. „Nauka o falach oparta na doświadczeniach, czyli o falach cieczy z zastosowaniem do fal głosewych i świetlnych”. W 1828 r. Weber został profesorem nadzwyczajnym w Halle, a w r. 1835 objął katedrę fizyki w Getyndze, która należała wówczas do Królestwa Hannoveru. Gdy w 1837 r. król Ernest August zniósł konstytucję, siedmiu profesorów getyńskich, a w ich liczbie Weber, zaprotestowało przeciw temu, co spowodowało usunięcie ich z katedr. Weber zajmował się dalej prywatnie nauką organizując między innymi Towarzystwo Magnetyczne w Getyndze. W r. 1843 został powołany na profesora do Lipska, a w r. 1849 powrócił na katedrę w Getyndze. Tu zaprzyjaźnił się z Gaussem i razem z nim wykonał szereg doniosłych prac nad pomiarami magnetycznymi oraz opracował układ jednostek magnetycznych, który następnie rozszerzył również na jednostki elektryczne. Weber skonstruował inklinator magnetyczny, a wspólnie z Gaussem zbudował pierwszy telegraf elektromagnetyczny, który działał między laboratorium fizycznym i obserwatorium astronomicznym w Getyndze.

W uznaniu zasług Webera nazwano jego imieniem jednostkę natężenia prądu w układzie elektromagnetycznym (1 weber = 10 A).

Stulecie urodzin H. Poincaré (1854—1912)

29 kwietnia br. upłynęło sto lat od urodzenia wielkiego matematyka francuskiego Henri Poincaré. Pochodził on z Lotaryngii, z rodziny, która wydała kilka wybitnie uzdolnionych jednostek.

Henri Poincaré odznaczał się niezwykłą przenikliwością i głębią umysłu, zdolnością analizy i jasnego przedstawienia zawitych kwestii, a także wybitnym talentem pisarskim. Obok czystej matematyki zajmował się również fizyką. Był profesorem fizyki matematycznej w Sorbonie. Jego prace z fizyki teoretycznej dotyczą między innymi problemu trzech ciał, rozkładu widmowego promieniowania ciała czarnego, podstaw statystyki, zagadnienia skończonej prędkości rozchodzenia się pola grawitacyjnego, czterowymiarowej rozmaitości czasoprzestrzennej i transformacji Lorentza. Niezależnie od Einsteina sformułował zasadę względności.

Poincaré ogłosił około 30 obszerniejszych monografii i blisko 500 prac oryginalnych. W roku 1887 został wybrany do paryskiej Akademii Nauk, a w roku 1908 — do Akademii Francuskiej. Uniwersytety w Oxfordzie, Cambridge, Glasgow, Oslo, w Sztokholmie i Brukseli nadały mu doktoraty *honoris causa*. Kazañskie Towarzystwo Fizyczno-matematyczne nadało mu w roku 1904 złoty medal imienia Łobaczewskiego.

W swoich dziełach z zakresu filozofii nauki „Nauka i hipoteza“, „Nauka i metoda“ i „Wartość nauki“ Poincaré wyraża poglądy zbliżone do poglądów Macha, to jest stoi na stanowisku subiektywizmu naukowego (czyli idealizmu), podając w wątpliwość obiektywność zjawisk przyrody. W książce „Materializm a empirio-krytycyzm“ W. I. Lenin poddał wypo-

wiedzi Poincarégo krytyce z punktu widzenia materializmu dialektycznego.

Stulecie urodzin Rydberga (1854—1919)

Janne Rydberg urodzony w Halmstad w 1854 r. był profesorem fizyki w Lund. Jego słynna monografia „Recherches sur la Constitution des Spectres d'Emission des Elements Chimiques“ („Badania nad budową widm emisyjnych pierwiastków chemicznych“) jest klasycznym dziełem w dziedzinie spektroskopii. Prawidłowości, jakie Rydberg dostrzegł w strukturze widm, a w szczególności odkrycie roli stałej wartości zwanej obecnie „stałą Rydberga“ dały faktyczną podstawę na której Bohr zbudował swoją kwantową teorię emisji i absorpcji promieniowania przez atomy.

Trzechsetlecie półkul magdeburgskich

W 1654 r. burmistrz Magdeburga Otto von Guericke wykonał w Regensburgu przed cesarzem Ferdynandem III i parlamentem Rzeszy swe słynne doświadczenie z półkulami magdeburgskimi. Do demonstracji zostały sporządzone dwie miedziane, szczelnie do siebie dopasowane półkule o średnicy ok. 55 cm. Z wnętrza półkul mogło być wypompowane powietrze przez kurek znajdujący się w jednej z nich. Każda z półkul była zaopatrzona w żelazne kółka, do których mogły być zaprzężone konie. Po wypompowaniu powietrza pod wpływem zewnętrznego ciśnienia półkule były związane tak mocno, że cztery pary koni zaprzężone do każdej z nich nie mogły ich wcale rozerwać lub tylko z wielkim trudem. Gdy ostatecznie po wielkim wysiłku udawało się rozerwać półkule, wydobywało to huk podobny do wystrzału z działa. Eksperyment w Regensburgu był bez wątpienia najefektowniejszym doświadczeniem wykonanym kiedykolwiek z próżnią.

Koordinacja działalności naukowej Akademii Nauk republik radzieckich

XIII Sesja Rady Koordynacyjnej działalności naukowej Akademii Nauk republik radzieckich odbyła się w Moskwie w dniach 3—4 lutego br. Przewodniczący Rady Koordynacyjnej prezydent Akademii Nauk ZSRR akademik A. N. Niesmiejano w swym przemówieniu wstępnym podkreślił, że koordynacja działalności naukowej jest obecnie prowadzona oddzielnie w różnych dziedzinach nauki przede wszystkim przez posiedzenia koordynacyjne, co nadaje pracy bardziej konkretny charakter. Na posiedzeniach przeprowadza się koordynację planów na bieżący rok i rozpatruje się wyniki badań naukowych w roku ubiegłym.

O koordynacji działalności w dziedzinie nauk fizyczno-matematycznych mówił członek korespondent Akademii Nauk ZSRR E. K. Fiedorow. W dziedzinie fizyki stała koordynacja obejmuje trzy zagadnienia: fizykę niskich temperatur, metody optyczne badania struktury i składu ciał oraz fizykę metali. Na specjalnych posiedzeniach była rozpatrywana działalność instytutów i laboratoriów zajmujących się wymienionymi problemami. Ważnym czynnikiem w okazywaniu pomocy zakładom Akademii Nauk różnych republik były systematycznie prowadzone konsultacje i wyjazdy w delegacjach pracowników naukowych. W dalszej części przemówienia Fiedorow scharakteryzował stan prac nad poszczególnymi problemami i osiągnięcia w pracy koordynacyjnej. Ostatnio na przykład grupa uczonych opracowała plan dalszego rozwoju badań w ZSRR w dziedzinie niskich temperatur. W dziedzinie metod badań optycznych rozstrzygnięto szereg kwestii dotyczących konstrukcji i rozpowszechniania aparatury i przyrządów do analizy fotoelektrycznej i spektralnej.

Po referatach opisujących stan koordynacji badań w poszczególnych dziedzinach nauki dwa posiedzenia Sesji

były poświęcone dyskusji, na następnych zaś omówiono sprawę przygotowania kadr pracowników naukowych.

Konferencja w Libicach poświęcona fizyce ciała stałego

Jak donosi *Czechoslovak Journal of Physics* z listopada 1953 r. Instytut Fizyki Technicznej i Laboratorium Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej Czechosłowackiej Akademii Nauk zorganizowały wspólnie z Katedrą Fizyki Uniwersytetu Karola w Pradze Konferencję poświęconą fizyce ciała stałego. Konferencja odbyła się w Libicach w dniach 5—8 maja 1953 r.

Zadaniem Konferencji było dokonanie przeglądu rozwoju fizyki czeskiej od pierwszej konferencji fizycznej w 1951 r., podsumowanie obecnego stanu badań fizyki ciała stałego i stworzenie przez wzajemną krytykę działalności naukowej różnych Instytutów i poszczególnych pracowników podstaw do dalszej intensyfikacji i rozwoju pracy badawczej.

Konferencja wyznaczyła główne, ważne ze względów ekonomicznych, kierunki rozwoju fizyki ciała stałego i pogłębiła współpracę fizyków i techników zajmujących się pokrewnymi problemami.

Wstępny odczyt został wygłoszony przez dyrektora Instytutu Fizyki Technicznej dra J. Bačkovskye'go, który przedstawił główne linie rozwoju fizyki czeskiej w ciągu ostatnich dwóch lat. W dyskusji nad odczytem zwrócono uwagę na konieczność zacieśnienia współpracy fizyków czeskich z fizykami ZSRR i krajów demokracji ludowej oraz ściślejszego powiązania badań doświadczalnych i teoretycznych.

Na pozostałych posiedzeniach plenarnych zostało wygłoszonych 8 referatów obrazujących rozwój i obecny stan badań w różnych dziedzinach fizyki ciała stałego. Dalsze obrady konferencji odbywały się w 6 sekcjach: półprzewodników, dielektryków, ferromagnetyków, spektroskopii promieni X, krystalografii

promieni X i zjawisk powierzchniowych. Łącznie wygłoszono 35 referatów specjalnych.

Konferencja na temat fizyki jądrowej w ČSR

Jak donoszą *Wiadomości Czechosłowackiej Akademii Nauk* w końcu 1953 r. odbyła się w Libicach pierwsza ogólnokrajowa konferencja poświęcona fizyce jądrowej. Otwierając konferencję kierownik Laboratorium Fizyki Jądrowej prof. W. Petržílka podkreślił jej znaczenie, wskazał na stojące przed nią zadania i scharakteryzował stan czeskich badań naukowych w dziedzinie fizyki jądrowej. Obszerny wykład wygłosił C. Šimáně podając przegląd współczesnego stanu badań doświadczalnych jądra atomowego.

Konferencja Fizyczna w Dreźnie

W dniach 8—11 kwietnia odbyła się w Dreźnie konferencja na temat ciała stałego (3 dni) i podstawowych zagadnień fizyki (1 dzień). Mimo że konferencja miała charakter wewnętrznoniemiecki (ściślej NRD), uczestniczyło w niej ponad dwudziestu fizyków z ZSRR i z krajów demokracji ludowej oraz kilku z Niemiec Zachodnich. Z Węgier przyjechał m. in. Jánossy. Z Polski w konferencji brali udział profesorowie L. Infeld, A. Piékara i L. Sosnowski. Prof. Infeld, wygłosił referat pt. „Teoria względności a materializm dialektyczny“, a prof. Piékara referat o ferroelektrykach. Ogółem wygłoszono na konferencji 34 referaty. Referaty oraz żywe i interesujące dyskusje dowiodły wysokiego poziomu i dużej aktywności w fizyce ciała stałego w NRD.

Międzynarodowa konferencja na temat półprzewodników

Holenderskie Towarzystwo Fizyczne przy poparciu Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej oraz UNESCO

zorganizowało w Amsterdamie w dniach 29 czerwca do 3 lipca br. Międzynarodową Konferencję na temat półprzewodników. W ramach Konferencji poruszone były następujące zagadnienia: rekombinacja objętościowa, przewodnictwo powierzchniowe, pułapki powierzchniowe, rekombinacja powierzchniowa, związki międzymetaliczne, obraz pasmowy półprzewodników polarnych i niepolarnych, fotoprzewodnictwo półprzewodników takich jak PbS, PbTe, PbSe, ZnS i CdS oraz zastosowania ogólnych praw fizycznych i chemicznych do procesów wytwarzania półprzewodników o specjalnych właściwościach.

Uzupełnieniem Konferencji w Amsterdamie był zjazd w Bristolu 12—17 lipca poświęcony defektom w ciałach krystalicznych.

Konferencja w Lund na temat widm atomowych

Laboratorium Fizyczne Uniwersytetu w Lund (Szwecja) gościło w dniach 1—5 lipca konferencję poświęconą widmom atomowym. Czas i miejsce konferencji zostało wybrane na pamiątkę pionierskich prac w dziedzinie spektroskopii widm atomowych dokonanych przez profesora Uniwersytetu w Lund J. Rydberga. Przedmiotem konferencji były również zastosowania spektroskopii widm atomowych w astrofizyce.

Konferencja była organizowana przez Szwedzki Komitet Fizyczny przy poparciu Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, której Komisja do Spraw Spektroskopii odbyła równocześnie w Lund swe dwuroczne posiedzenie.

Pierwiastki 99 i 100

W numerach *Physical Review* z 15 lutego i 1 marca br. Harvey, Thompson, Ghiorso i Choppin podają wzmianki o wydzieleniu pierwiastków 99 i 100 na drodze chemicznej z produktów reaktora atomowego w Arco (Idaho).

Pierwiastek 99 o liczbie masowej 253 powstaje z ^{239}Pu przez kolejne schwyta-
nie 14 neutronów i ulega rozpadowi pro-
mieniowórczemu α z czasem połowicz-
nego zaniku około 1 miesiąca. $^{253}\text{99}$ wy-
rzucając cząstkę α o energii 6,6 MeV, za-
mienia się w berkel.

Pierwiastek 100 powstaje z pierwiastka
99 przez schwyta-
nie jeszcze jednego neu-
tronu: $^{253}\text{99} + n \rightarrow ^{254}\text{100} + \beta$. Czas poło-
wicznego zaniku pierwiastka 100 wynosi
około 3 godz. Przez wyrzucenie cząstki α
o energii 7,2 MeV zamienia się on w ka-
liforn. Nowe pierwiastki nie otrzymały
jeszcze ostatecznych nazw. Projektowane
jest nazwanie ich: aten i centur.

Rozproszenie elektronów wielkiej energii na jądrach atomowych

Hofstadter, Fechter i McIntyre (*Phys. Rev.*, 92, 978) wykonali nie-
zwyczajnie ciekawe pomiary rozproszenia
elektronów o energiach 125 i 150 MeV na
jądrach atomowych. Wyniki pomiarów
wskazują na to, że rozkład ładunku w
ciężkich jądrach znacznie się różni od
rozkładu wynikającego z zazwyczaj
przyjmowanego modelu jądra. Zarówno
w przypadku rozmieszczenia ładunku na
powierzchni jądra, jak i w przypadku
równomiernego rozkładu w całej objęto-
ści powinna istnieć ostra granica rozkła-
du ładunku. Teoria przewiduje, że taka
ostra granica wywoła powstanie efek-
tów dyfrakcyjnych, jeżeli długość fali
de Broglie'a elektronów przelatujących
w pobliżu jądra jest rzędu rozmiarów
jądra.

Pomiary wykonane dla cienkich folii
ze złota, srebra, tantalu i berylu nie wy-
kazały występowania żadnych maksimów
i minimów dyfrakcyjnych. Ten niespo-
dziewany rezultat zmusza do przyjęcia ja-
kiegoś innego rozkładu ładunku. Wyniki
otrzymane dla ciężkich jąder Au, Ag i Tl
wskazują na wykładniczy charakter roz-
kładu ładunku.

Metoda promieniotwórczego węgla pozwala sięgnąć 44 000 lat wstecz

Metoda wyznaczania wieku zaczą-
tków organicznych przez pomiar zawarto-
ści promieniotwórczego izotopu węgla 14
została ostatnio znacznie udoskonalona.
Węgiel wydzielony z badanej próbki zo-
staje wprowadzony jako jeden ze skład-
ników do ciekłego luminoforu licznika
scyntylacyjnego. Dzięki temu udało się
rozszerzyć zakres stosowalności metody
do 44 000 lat wstecz, przy czym moment
śmierci danego organizmu można wy-
znaczyć z dokładnością do 17 lat. Postęp
w tej dziedzinie najlepiej zilustruje na-
stępujące zestawienie:

Wariant metody	Zasięg	Dokład- ność
Preparat węgla w postaci warstwy na katodzie licz- nika G. M.	25 000 lat \pm	120 lat
Węgiel wprowadzony w po- staci gazowej (CO_2 i CS_2) do wnętrza licznika G. M.	30 000 lat \pm	55 lat
Węgiel wprowadzony do luminoforu licznika scyn- tylacyjnego	44 000 lat \pm	17 lat

Materiały z Konferencji Fizyków w Spale

Z przeszło rocznym opóźnieniem uka-
zał się w maju br. tom „Materiałów
z Konferencji Fizyków w Spale“. Jest on
poświęcony sprawozdaniu z III Ogólno-
polskiej Konferencji Fizyków zorganizo-
wanej przez Ministerstwo Szkolnictwa
W wyższego w Spale w dniach 1—14 wrze-
śnia 1952 r. Materiały zawierają odczyta-
ne z taśmy magnetofonowej teksty nie-
mal wszystkich wygłoszonych refera-
tów i dyskusji. W czterech częściach to-
mu podane są sprawozdania z prac 4
sekcji Konferencji: zagadnień podstawo-
wych, fizyki jądra atomowego, fizyki
ciała stałego i teorii pola. Zarówno referaty,
jak i dyskusje obrazują współczesny
stan oraz perspektywy rozwoju w Polsce
badań naukowych w tych czterech
dziedzinach, toteż zainteresują z pew-

nością szerokie rzesze fizyków, którzy nie powinni się wobec tego zrażać mało obiecującym tytułem książki.

Redaktorem naczelnym tego wydawnictwa jest prof. L. Infeld. W skład Komitetu Redakcyjnego jako redaktorzy działowi weszli: prof. B. Buras, mgr J. Dąbrowski, prof. J. Pniewski i prof. L. Sosnowski.

Artykuły w *Il Nuovo Cimento* o fizyce w ZSRR i w Europie Wschodniej

Supplemento al Vol. X del Nuovo Cimento poświęcone jest przeglądowi prac fizycznych, opublikowanych w ostatnich latach w Europie wschodniej, ze szczególnym uwzględnieniem prac uczonych radzieckich.

We wstępie prof. Mott, prezydent Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej pisze, że wydanie przeglądu wypełni dotkliwą lukę, umożliwiając fizykom innych krajów przynajmniej pobieżne zapoznanie się z naukową literaturą fizyczną, dotychczas dla nich niedostępną z powodu nieznamości języka rosyjskiego, w którym była publikowana większość prac w ZSRR i krajach Europy Wschodniej.

200-stronicowy zeszyt zawiera następujące artykuły:

J. Turkevich — Fizyka radziecka,
R. W. Cahn — Prace radzieckie nad powstawaniem mechanicznych układów bliźniaczych,

A. L. Mackey — Współczesne prace radzieckie na polu krystalografii,

A. L. Mackey — Krystalografia w Europie wschodniej,

M. Magat — Prace radzieckie nad teorią wiązań chemicznych,

S. Rosenblum — O pracach nad magnetyzmem w ZSRR,

D. Schoenberg — Współczesne badania nadprzewodnictwa w ZSRR,

W. J. Świątecki — Fizyka polska,

G. Wataghin — Współczesne badania promieniowania kosmicznego w Związku Radzieckim,

J. Wilks — Współczesne prace rosyjskie nad ciekłym helem.

Artykuł W. J. Świąteckiego o fizyce polskiej oparty jest niemal wyłącznie na publikacjach w *Acta Physica Polonica*. Autor daje krótką charakterystykę prac badawczych z fizyki prowadzonych w Polsce po II wojnie światowej stwierdzając, że obok głównych problemów, którymi zajmowano się w poprzednim okresie (optyka cząsteczkowa, teoria względności), obecne badania obejmują również przede wszystkim teorię pola oraz promieniowanie kosmiczne. W tekście artykułu wspomniane są przykładowo niektóre prace. Na zakończenie podany jest kompletny spis prac (w porządku alfabetycznym nazwisk autorów), jakie ukazały się w *Acta Physica Polonica* od zeszytu 1 tomu IX do zeszytu 2 tomu XI włącznie.

Delegacja PAN odwiedziła Węgry

W dniach 10—17 maja br. sześć osobowa delegacja PAN odwiedziła Węgry. Fizyka była reprezentowana przez członka korespondenta PAN prof. A. Sołtana. Została zawarta umowa o współpracy kulturalnej polsko-węgierskiej. Prof. Sołtan obejrzał pracownie fizyczne w Budapeszcie i odwiedził fizyków węgierskich, m. in. Já n o s s y' e g o, K o v á c s a i G o m b á s a.

Wizyta w Polsce prof. F. Möglicha

W drugiej połowie maja przybył do Polski na zaproszenie PAN prof. F. Möglicha z Berlina. Prof. Möglicha jest specjalistą w dziedzinie fizyki ciała stałego. Podczas pobytu w Warszawie został przyjęty przez prezesa PAN prof. J. Dembowskię. W Instytucie Fizyki UW wygłosił wykład pt.: „Organizacja fizyki w NRD“ i referaty na konferencjach fizyki ciała stałego, fizyki teoretycznej i fizyki doświadczalnej. W szereg indywidualnych rozmów udzielił konsultacji młodym pracownikom nau-

kowym. Przed powrotem do NRD prof. Möglich odwiedził także Kraków.

III Olimpiada Fizyczna

III Olimpiada Fizyczna rozpoczęła się zawodami wstępnymi we wrześniu 1953 r. Wprowadzenie w obecnej Olimpiadzie stopnia wstępnego miało na celu większe spopularyzowanie, a przez to umasowienie Olimpiady. Cel ten został osiągnięty, co widać z porównania liczby uczniów, którzy przystąpili do Olimpiady w roku szkolnym 1952/53 (280 zawodników) i liczby uczniów, którzy zgłosili się w roku bieżącym (695 zawodników). W zawodach wstępnych prace oceniał nauczyciel fizyki, który następnie przysyłał do Komitetu Okręgowego wykaz uczniów wraz z ocenami.

W zawodach 1 stopnia (grudzień 1953) mogli brać udział zasadniczo tylko ci uczniowie, którzy brali udział w zawodach wstępnych. Prace oceniał Komitet Okręgowy. Na podstawie wyników z zawodów 1 stopnia uczestnicy zostali zakwalifikowani do zawodów 2 stopnia.

Zawody 2 stopnia odbyły się w lutym br. w poszczególnych okręgach. Trwały one 2 dni. Zawodnicy wysłuchali odczytu popularno-naukowego ilustrowanego pokazami, zwiedzili miejscowe zakłady fizyki oraz zapoznali się z pracą fizyków.

Zawody 3 stopnia odbyły się w Warszawie w dniach 9 i 10 kwietnia br. W pierwszym dniu zawodów przed południem uczestnicy rozwiązywali zadanie teoretyczne, po obiedzie zwiedzili Warszawę, a następnie wysłuchali ilustrowanego pokazami odczytu o praktycznym zastosowaniu izotopów promieniotwórczych. Przedpołudnie drugiego dnia zawodów było poświęcone zadaniu doświadczalnemu. Po obiedzie uczestnicy zwiedzili pracownię Instytutu Fizyki UW. Wieczorem spotkali się na herbatce pożegnalnej z profesorami A. Sołtanem, T. Skalińskim, Wł. Ścisłowskim i M. Danyszem, z członkami Komitetu Głównego O. F. oraz

z członkami Warszawskiego Komitetu Okręgowego Olimpiady Fizycznej.

W tegorocznej Olimpiadzie Fizycznej lauretami zostało 5 zawodników, dwóch zaś wyróżniono (wszyscy ze szkół ogólnokształcących):

I miejsca — nie przyznano,

II miejsce — Piotr Misiurewicz (Warszawa).

III miejsce — Leszek Suszycki (Kraków),

IV miejsce — Zofia Więckowska (Warszawa),

V miejsce — Piotr Jabłoński (Toruń),

VI miejsce — Edward Pietras (Lublin).

Wyróżnieni: Antoni Michalski (Kraków) i Bogusław Stępień (Łódź).

Uroczyste rozdanie nagród odbyło się 29 czerwca w Ministerstwie Oświaty.

Rozwiązania oraz omówienie zadań 1 i 2 stopnia zostały opublikowane w czasopiśmie dla nauczycieli *Fizyka i Chemia* nr 2, kwiecień, 1954.

Prace ogłoszone

K. Grzesiak, Sietciowy stabilizator napięcia z żelazowodorowymi regulatorami prądu (*Acta phys. Polon.*, **13**, 151).

Streszczenie: Skonstruowano i wypróbowano obwód oparty na zasadzie ujemnego sprzężenia, zawierający połączone szeregowo wzmacniacze magnetyczne i nieliniowy mostek. Mostek kontrolny zawiera 2 żelazowodorowe regulatory prądu i 2 konstantanowe opory. Mostek ten dostarcza napięcia proporcjonalnego do dewiacji stabilizowanego napięcia od wartości, dla której został zrównoważony. Dostarczone przez mostek napięcie po przetransformowaniu i wyprostowaniu przyłożone jest do obwodu siatkowego próżniowej triody. Prąd anodowy triody zostaje zastosowany do regulacji spadku napięcia na obu wzmacniaczach magnetycznych w ten sposób, by zmniejszyć fluktuacje stabilizowanego napięcia wywołane przez zmiany napięcia sieci i zmiany obciążenia.

A. Jabłoński, Magnetyczne skręcenia płaszczyzny polaryzacji poszerzonych linii rezonansowych (*Acta phys. Polon.*, **13**, 91).

Streszczenie: Zgodnie z teorią fluorescencji rezonansowej Weisskopfa skręcenie płaszczyzny polaryzacji promieniowania rezonansowego w słabych polach magnetycznych nie jest jednakowe na całej szerokości linii, jak należałoby się spodziewać na podstawie podanego przez Hanle'a półklasycznego wyjaśnienia efektu, lecz zależy od częstości. Równanie Weisskopfa słuszne dla przypadku linii rezonansowych nieposzerzonych przez ciśnienie lub efekt Dopplera, dające zależność kąta skręcenia od częstości, zostało uogólnione w ten sposób, by opisywało również przypadek poszerzonych linii.

S. Michalak, B. Mowczan i A. Zawadzki, Wydłużenie plateau liczników GM ze szklaną katodą (*Acta phys. Polon.*, **13**, 145).

Streszczenie: W licznikach typu Maze'a plateau jest znacznie dłuższe niż w liczniku z katodą metalową. Zbadano dwa czynniki, które powodują tę właściwość licznika Maze'a: duży opór szkła wchodzący w skład obwodu katodowego i obecność powierzchni szklanej zamiast metalowej wewnątrz licznika. Wydłużenie plateau jest spowodowane w głównej mierze przez ten drugi czynnik.

J. Rayski, O regularnej teorii pola III, (*Acta phys. Polon.*, **13**, 95).

Streszczenie: Przedstawiona została metoda perturbacji stosująca się zarówno do lokalnej, jak i nielokalnej teorii pola. Metodę tą zastosowano do obliczenia amplitudy prawdopodobieństwa pozostawania stanu próżni stanem próżni. W celu zabezpieczenia zbieżności należy założyć (oprócz nielocalizowalności współdziałania) skończoność obszaru czaso-przestrzeni. Wykazano, że w nielokalnej teorii pola amplitudy prawdopodobieństwa nie dadzą się wyrazić za pomocą funkcji kauzalnych Stueckelberga-Feynmana.

W. Rubinowicz. O rozchodzeniu się w falowodach nieciągłych sygnałów elektromagnetycznych. (*Acta phys. Polon.*, **13**, 115).

Streszczenie: W pracy podano dokładne rozwiązanie zagadnienia rozchodzenia się w falowodach nieciągłych sygnałów elektromagnetycznych, powstających wskutek wprowadzenia w pewnej chwili do falowodu fal monochromatycznych. Jeżeli długość fali monochromatycznej jest mniejsza od granicznej długości fali danego typu, wówczas powstaje fala postępująca składająca się z dwóch części: fali wyprzedzającej i fali głównej. Do obliczenia natężeń pola elektromagnetycznego w falach wyprzedzającej i głównej podane zostały rozwinięcia na funkcje Bessela i wzory asymptotyczne. Podane rozwinięcia pozwalają obliczyć straty energii (ważne dla zastosowań technicznych) przy przekazywaniu sygnałów w falowodach, powstające wskutek tego, że ruch falowy nie jest ściśle monochromatyczny. Praca daje również dokładne rozwiązanie dla przypadku odpowiadającego eksponencjalnemu narastaniu drgań w nadajniku.

J. Rzewuski, Różniczkowa struktura teorii nielokalnych I. (*Acta phys. Polon.*, **13**, 135).

Streszczenie: Na przykładzie jednowymiarowego liniowego równania całkowo-różniczkowego pokazano, w jaki sposób można otrzymać różniczkowy opis układu nielokalnego. W części 2 pracy udowodniono równoważność całkowo-różniczkowych i różniczkowych równań tego samego rzędu przy określonych warunkach dotyczących jądra równań całkowo-różniczkowych. W częściach 3 i 5 przeprowadzono dyskusję współczynników równań różniczkowych. Część 4 jest poświęcona kanonicznej kwantyzacji układu. Wreszcie w części 6 dane jest inne bezpośrednie podejście do rozważanego zagadnienia.

F. J. Wiśniewski, Wzmianka o poziomach energetycznych lekkich jąder. (*C. R.*, **235**, 365).

Streszczenie: Wykazano, że energia wzbudzenia szeregu poziomów pewnych lekkich jąder (${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}$ i ${}^{13}\text{C}$) spełniają równanie $E = Kn(n + 1)$, gdzie K jest stałą dla danego nuklidu, a n przyjmuje wartości całkowite. Dla ${}^{10}\text{B}$ i ${}^{13}\text{C}$ istnieją dwie serie poziomów o różnych K . Autor przypuszcza, że przyczyną tego może być występowanie dwóch różnych form tych nuklidów.

F. J. Wiśniewski, Mechaniczna teoria dyfrakcji cząstek na sieci krystalicznej (*Nuovo Cimento*, 9, 620).

Streszczenie: Podane poprzednio wyprowadzenie z korpuskularnego punktu widzenia warunku Lauego na dyfrakcję w kryształach, którego atomy pozostają w spoczynku zostało uogólnione na przypadek kryształu, w którym występuje wymuszona lub termiczna wibracja. Teoria stosuje się do fotonów oraz do cząstek klasycznych i relatywistycznych.

W. K. Arkadiew (1884 — 1953)

1 grudnia 1953 r. zmarł w wieku 70 lat członek korespondent Akademii Nauk ZSRR, profesor Uniwersytetu Moskiewskiego Włodzimierz Konstantynowicz Arkadiew.

Arkadiew urodził się w Moskwie 21 kwietnia 1884 r. W 1904 r. wstąpił na wydział fizyczno-matematyczny Uniwersytetu Moskiewskiego, gdzie słuchał m. in. wykładów Umowa i Liebiewewa. Pracę doświadczalną rozpoczął w 1907 r. w laboratorium Liebiewewa.

W 1908 r. odkrył zjawisko znikania właściwości ferromagnetycznych żelaza i niklu pod wpływem centymetrowych fal elektromagnetycznych (ok. 3 cm). W 1911 r. Arkadiew opuścił uniwersytet wraz z Liebiewewem i innymi jego uczniami na skutek represji reakcyjnego ministra oświaty Kasso, przeciw którym protestowali postępowi profesorowie Moskiewskiego Uniwersytetu.

Po Rewolucji Październikowej Arkadiew wrócił na Uniwersytet Moskiewski

i zajął się organizacją laboratorium magnetycznego, przemianowanego później na laboratorium elektromagnetyczne. Tym laboratorium i utworzoną w 1939 r. katedrą teoretycznych podstaw elektrotechniki Arkadiew kierował do końca życia. W 1927 r. został wybrany członkiem korespondentem Akademii Nauk ZSRR. Rząd w uznaniu jego zasług udekorował go orderem Czerwonego Sztandaru Pracy i szeregiem innych medali.

Arkadiew opublikował ponad 100 prac naukowych poświęconych w głównej mierze zagadnieniom elektromagnetycznym. Pierwsze prace Arkadiewa dotyczyły ferromagnetyzmu. Na podstawie swych doświadczeń wykonanych w laboratorium Liebiewewa Arkadiew doszedł do wniosku, że przenikalność magnetyczna zależy od częstości pola elektromagnetycznego i że dla pełnego opisu własności magnetycznych konieczne jest wprowadzenie pojęcia przewodnictwa magnetycznego substancji q przez co równaniami Maxwella nadaje się formę symetryczną:

$$\begin{aligned} \text{rot } H &= \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + 4\pi\sigma E, \\ -\text{rot } E &= \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} + 4\pi q H. \end{aligned}$$

Posługując się nowo wprowadzonymi pojęciami Arkadiew stworzył kompletną teorię dyspersji magnetycznej.

Po wykryciu w jednej z prac analogii między własnościami fal milimetrowych i optycznych Arkadiew z powodzeniem zastosował do badania fal milimetrowych metody optyczne, opracowując między innymi metodę styktografii.

Pracując pod kierunkiem Arkadiewa jego żona i współpracownica Aleksandra Głagolewa-Arkadiewa zbudowała w 1922 r. generator wytwarzający fale o długości od kilku cm do 0,080 mm. Arkadiewa zbadała właściwości tego promieniowania, pokrywającego cały, nieznany poprzednio przedział między częściami widma elektro-

magnetycznego otrzymywanymi metodami optycznymi i elektrycznymi.

Z prac Arkadiewa w innych dziedzinach fizyki wymienić należy przede wszystkim badania nad dyfrakcją Fresnela i konstrukcję (wspólnie z Baklinem) transformatora iskrowego.

F. London
(1900 — 1954)

Fritz London, profesor chemii teoretycznej Duke University, jeden z najwybitniejszych na świecie specjalistów

w dziedzinie fizyki niskich temperatur zmarł w wieku 54 lat 30 marca 1954 r. w Durham w Północnej Karolinie.

London otrzymał stopień doktora na uniwersytecie w Monachium w 1921 r. W r. 1927, a ponownie w latach 1931—32 był stypendystą fundacji Rockefellera. Dr London pracował w Berlinie, następnie w Oxfordzie, a wreszcie w Centre National de la Recherche Scientifique w Paryżu. W 1938 r. objął katedrę w Duke University. W 1953 r. Holenderska Królewska Akademia Nauk udekorowała go medalem Lorentza.

ERRATA do zesz. 3/54 „POSTĘPÓW FIZYKI”

Strona	Wiersz od dołu	Jest	Powinno być
370	9	w układzie Greinachera	Van de Graaffa

PRENUMERATA CZASOPISM NAUKOWYCH NA ROK 1955

Jak najwcześniejsze zamówienie prenumeraty na rok 1955 zapewni nieprzerwaną, regularną dostawę czasopism naukowych.

POSTĘPY FIZYKI

Czasopismo ukazuje się 4 razy w roku. Prenumerata roczna wynosi 40,— zł

Tytuł	Ilość nume- rów	Rocz- nie zł	Tytuł	Ilość nume- rów	Rocz- nie zł
ACTA BIOCHIMICA PO- LONICA	4	60,—	KOSMOS	6	48,—
ACTA GEOLOGICA POLO- NICA	4	80,—	KWARTALNIK HISTORY- CZNY	4	60,—
ACTA GEOPHYSICA PO- LONICA	4	48,—	KWARTALNIK HISTORII KULTURY MATERIAL- NEJ	4	60,—
ACTA MICROBIOLOGICA POLONICA	4	40,—	KWARTALNIK IPR + SO- VIETICA	4	40,—
ACTA PHYSICA POLO- NICA	4	48,—	KWARTALNIK NEOFILO- LOGICZNY	4	60,—
ARCHIWUM BUDOWY MASZYN	4	60,—	MEANDER	10	50,—
ARCHIWUM HYDROTECH- NIKI	4	60,—	MYŚL FILOZOFICZNA	4	60,—
ARCHIWUM GÓRNICZWA I HUTNICTWA	4	60,—	NAUKA POLSKA	4	80,—
ARCHIWUM ELEKTRO- TECHNIKI	4	60,—	POSTĘPY ASTRONOMII	4	20,—
ARCHIWUM MECHANIKI STOSOWANEJ	4	60,—	POSTĘPY FIZYKI	4	40,—
BIUL. PAN WYDZ. II	4	20,—	POSTĘPY HIGIENY I ME- DYCZYNY DOŚWIAD- CZALNEJ	4	48,—
„ „ „ III	10	50,—	PRZEGLĄD GEOGRAFI- CZNY	4	40,—
„ „ „ IV	4	20,—	PRZEGLĄD HISTORYCZ- NY	4	48,—
BIUL. PAN WYDZ. II	4	20,—	PRZEGLĄD STATYSTYCZ- NY	4	48,—
„ „ „ III	10	50,—	PRZEGLĄD ORIENTALI- STYCZNY	4	48,—
„ „ „ IV	4	20,—	ROCZNIKI CHEMII	4	80,—
CHRONMY PRZYRODĘ OJCZYSTĄ	6	24,—	SPRAWOZDANIA Z CZYN- NOŚCI I PRAC PAN	4	40,—
CZASOPISMO GEOGRA- FICZNE	4	28,—	WIADOMOŚCI ARCHEO- LOGICZNE	4	48,—
EKOLOGIA POLSKA	4	28,—	WIADOMOŚCI CHEMICZNE	12	48,—
EKONOMISTA	4	60,—	WSZECHŚWIAT	12	48,—
FOLIA BIOLOGICA	4	48,—	ZYCIE SZKOŁY WYŻSZEJ	12	96,—
GEODEZJA I KARTO- GRAFIA	4	40,—			

ZAMÓWIENIA I WPŁATY

Wpłaty na prenumeratę należy przekazywać na konto PKO nr 1-110-14000, Centralna Ekspedycja PPK „Ruch“ w Warszawie, ul. Srebrna 12, z podaniem tytułu zamawianego czasopisma.

Instrukcje i biblioteki zamawiające różne czasopisma naukowe winny równocześnie z przekazaniem należności podać pod powyższym adresem wykaz poszczególnych czasopism, ilość egzemplarzy oraz okres prenumeraty.

W Warszawie i miastach wojewódzkich „Ruch“ przyjmuje zamówienia zbiorowe na czasopisma z dostawą bezpośrednią. Instrukcje i biblioteki mogą kierować zamówienia: w Warszawie — do Delegatury „Ruchu“, ul. Rutkowskiego 25, tel. 696-96, w miastach wojewódzkich — do miejscowych oddziałów wojewódzkich „Ruchu“.

ERRATA DO ZESZYTU 4 TOMU V

str.	wiersz		jest	powinno być
	od góry	od dołu		
433 i 434			<i>Przestawić numerację rysunków 7 i 8</i>	
447	15		energii	ładunku
470		5	$\frac{H}{n}$	$\frac{M}{n}$

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

Sekretarz

Prof. mgr TADEUSZ SKALIŃSKI

Skarbnik

Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu

Prof. dr LUDWIK NATANSON

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — PROF. DR IGNACY ADAMCZEWSKI

Głównice — PROF. DR KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

Kraków — PROF. DR ALEKSY JAGIELSKI

Lublin — PROF. DR STANISŁAW ZIEMECKI

Łódź — PROF. DR FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — PROF. DR STANISŁAW LORIA

Toruń — PROF. DR JERZY RAYSKI

Warszawa — PROF. DR WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI

Wrocław — PROF. DR JAN RZEWUSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA UL. HOŻA, 69