POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ







1970

ZARZĄD

Przewodniczący Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI czł. rzecz. PAN

Sekretarz Doc. dr HALINA CHĘCIŃSKA

Skarbnik Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu Prof. dr JULIAN AULEYTNER Dr MIROSŁAWA JASTRZĘBSKA Prof. dr KAROLINA LEIBLER Doc. dr JAN PETYKIEWICZ Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (Białystok)
Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSI (Gdańsk)
Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (Gliwice)
Doc. dr DANUTA KUNISZ (Kraków)
Prof. dr MIECZYSŁAW SUBOTOWICZ (Lublin)
Prof. dr MARIAN KRYSZEWSKI (Łódź)
Dr ADOLF PIRÓG (Opole)
Doc. dr ANTONI ŚLIWIŃSKI (Poznań)
Doc. dr STANISŁAW PRUSKI (Izcein)
Doc. dr EDMUND IGRAS (Warszava)
Doc. dr MIRON GAJ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU WARSZAWA, ul. Hoża 69

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XXI, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE

W Y D A W N I C T W O N A U K O W E 1970

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa), Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. koresp. PAN (Warszawa), Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków) Członkowie Redakcji — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków), Jerzy Pietruszka (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4 tel. 363-80, wewn. 442

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

Państwowe Wydawnictwo Naukowe - Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2324+101 egz. Ark. wyd. 9,5. Ark. druk. 8¹/_s Papier ilustr. kl. III. 70×100, 90 g. Oddano do składania w kwietniu 1970 Podpisano do druku w sierpniu 1970 Druk ukończono w sierpniu 1970

Zam. 412/70. D-10. Cena zł 15.---

Bogdan Adamczyk Mieczysław Subotowicz

Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej Lublin

Profesor dr Wacław Staszewski

(1892-1970)

W dn. 3 marca 1970 r. zmarł w Lublinie Profesor dr Wacław Staszewski. Z naszych szeregów odszedł Człowiek, który całe swoje życie poświęcił fizyce. Ona była Jego pasją życiową, jej oddał swoje zdolności.

Profesor Wacław Staszewski urodził się w Warszawie 1 czerwca 1892 r. w niezamożnej rodzinie. Ośmioklasowe gimnazjum Pawła Chrzanowskiego w Warszawie ukończył w 1910 r. W roku akademickim 1910/11 zapisuje się na Uniwersytet Jagielloński w Krakowie, gdzie rozpoczyna studia matematyki i fizyki. Następnie udaje się do Getyngi, gdzie przez dwa lata studiuje fizyke i matematykę, słuchając wykładów Hilberta, Kleina, Wiecherta i przerabiając pracownię fizyki pod kierunkiem Rieckego i Voigta. Tam też zetknał się po raz pierwszy z profesorem Marianem Smoluchowskim, który przybył do Getyngi ze słynnym wykładem o ograniczeniu stosowalności II zasady termodynamiki. Jesienią 1913 r., po objęciu przez Smoluchowskiego katedry fizyki doświadczalnej na Uniwersytecie Jagiellońskim, Wacław Staszewski przenosi się do Krakowa, gdzie ukończył studia w 1917 r. i uzyskał dyplom doktora filozofii po przedstawieniu tezy pod tytułem: Pomiary napięć elektroosmotycznych w złych przewodnikach i złożeniu egzaminów z fizyki, geofizyki i filozofii. W czasie studiów od 1. X. 1915 do 31. XII. 1917 r. był młodszym asystentem ("demonstratorem") w Zakładzie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, tu także zrobił pracę doktorską pod kierunkiem profesora Smoluchowskiego. Po śmierci Smoluchowskiego doktor Staszewski przenosi się do Warszawy, gdzie od 15 stycznia 1918 r. do 1 kwietnia 1921 r. pracuje na Politechnice Warszawskiej jako starszy asystent profesora Mariana Grotowskiego. W tym okresie (1919-1920) korzysta z dłuższego urlopu naukowego, który spędził w University College w Londynie pracując pod kierunkiem profesora W. H. Bragga w celu zaznajomienia się z techniką badań rentgenowskich.

W końcu kwietnia 1921 r. przenosi się do Wilna, gdzie spędził 25 kolejnych lat życia. Od 1 maja 1921 r. do 1 października 1925 r. jako zastępca profesora

28*



Profesor dr Wacław Staszewski

wykłada na Uniwersytecie Stefana Batorego matematykę dla przyrodników, mechanikę teoretyczną oraz prowadzi wykład monograficzny "Promienie Roentgena". W swych badaniach doświadczalnych zajmował się w tym czasie profesor Staszewski polaryzacją promieni Roentgena. Wyposażenie laboratorium fizycznego niedawno wskrzeszonego Uniwersytetu Stefana Batorego było skromne. W swym życiorysie profesor Staszewki zapisał: "...nie uzyskałem pewnych wyników pomimo długich wysiłków". W tej sytuacji podjął decyzję przeniesienia się do szkolnictwa średniego ("...zniechęcony tym niepowodzeniem opuściłem zajmowane stanowisko i przeniosłem się do szkolnictwa średniego..." napisał później w swym życiorysie). Była to decyzja charakterystyczna: profesor Staszewski był zawsze człowiekiem z zasadami, od których nie odstępował, skoro uważał je za słuszne. Będąc zarazem zamiłowanym dydaktykiem fizyki i nauczycielem mógł profesor Staszewski realizować swoje idee i pomysły bezpośrednio w szkole.

Profesor Staszewski krótko pozostawał poza uniwersytetem. Na prośbę Rady Wydziału USB podjął znowu od najbliższego semestru wykłady zlecone w USB z mechaniki teoretycznej i dydaktyki fizyki. Wykłady te prowadził do grudnia 1939 r. Jednocześnie uczył fizyki i astronomii w wileńskich szkołach średnich i rozwinął ożywioną akcję dokształcania nauczycieli na zebraniach Sekcji Dydaktycznej Polskiego Towarzystwa Fizycznego, w Ognisku Metodycznym Fizyki, którego był jednym z kierowników, w Międzyszkolnej Pracowni Przyrodniczej, na Zjazdach Fizyków Polskich, czy wreszcie na łamach czasopisma "Fizyka i Chemia w Szkole". Od 1932 r. profesor Staszewski re-



Prof. W. Staszewski w laboratorium akustyki przy rurze Knudta

dagował to czasopismo wspólnie z Aleksandrem Dmochowskim, dyrektorem Międzyszkolnej Pracowni Przyrodniczej. Ta bujna działalność w zakresie dydaktyki fizyki i dokształcania nauczycieli stanowiła wyraz zaangażowania profesora Staszewskiego w konkretnej pracy społecznej, której z pasją się oddawał i którą wysoko sobie cenił. Od stycznia 1932 r. do wybuchu II wojny światowej był członkiem Państwowej Komisji Egzaminacyjnej na nauczycieli szkół średnich oraz egzaminatorem z dydaktyki fizyki i chemii.

W trosce o podniesienie poziomu nauczania w szkole średniej, Uniwersytet Stefana Batorego za zgodą ministerstwa WR i OP zorganizował w r. 1938 eksperymentalne liceum im. Jana i Jędrzeja Śniadeckich w Wilnie. Profesor Staszewski został mianowany w sierpniu 1938 r. pierwszym dyrektorem tego liceum, będąc zarazem głównym jego organizatorem. Był to ambitny eksperyment o ciekawie pomyślanym programie nauczania. Liceum posiadało znakomitych nauczycieli, częściowo rekrutujących się spośród młodych pracowników naukowych USB. Wielu nauczycieli tego liceum jest obecnie profesorami wyższych uczelni w Polsce. W tym okresie profesor Staszewski brał udział w opracowaniu nowego wydania klasycznego podręcznika uniwersyteckiego Zasady fizyki Augusta Witkowskiego, wspólnie z profesorami W. Dziewulskim, J. Patkowskim, Sz. Szczeniowskim i J. Weyssenhoffem.

Zwolniony z pracy na uniwersytecie i w Liceum J. J. Śniadeckich w końcu roku 1939 zajmował się profesor Staszewski do końca wojny tajnym nauczaniem, pracując zarazem w przemyśle szklarskim i elektrycznym.

Latem w 1946 r. przyjechał do Torunia, gdzie na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika prowadził przez rok jako zastępca profesora wykłady mechaniki teoretycznej, następnie na własną prośbę opuścił UMK i przeniósł się do Lublina. Tu przez rok pełnił funkcję kierownika pedagogicznego prywatnego Gimnazjum i Liceum im. Stefana Batorego oraz do marca 1950 r. prowadził wykłady na Katolickim Uniwersytecie Lubelskim (KUL). W 1948 r. objął jako zastępca profesora kierownictwo Zakładu Fizyki Wydziału Rolnego na Uniwersytecie M. Curie-Skłodowskiej (UMCS) i pozostawał na tym stanowisku do końca roku akademickiego 1952/53. Przez kilka następnych lat prowadził zlecone wykłady monograficzne akustyki na UMCS. Od września 1953 r. obejmuje kierownictwo Zakładu Fizyki na KUL-u, na którym pracował do przejścia na emeryturę w 1962 r. Następnie zaś prowadził wykłady zlecone na KUL-u do 1968 roku, kiedy ciężka choroba serca uniemożliwiła pracę dydaktyczną.

Podczas pobytu w Lublinie profesor Staszewski prowadził prace naukowe w dziedzinie akustyki. Badania te dotyczyły wzajemnego oddziaływania ciał sproszkowanych i kulek w polu akustycznym. Profesor Staszewski po przeprowadzeniu bardzo subtelnych eksperymentów dowiódł, że wielkość i znak (odpychanie lub przyciąganie) siły działającej pomiędzy kulkami zależy od ich średnic, wzajemnej odległości, orientacji względem pola akustycznego, a także od natężenia i częstości drgań. Profesor wyjaśnił też mechanizm elektryzowania się ciał sproszkowanych w rurze Kundta.

Badania te miały charakter czysto fizykalny. Wydaje się jednak, że ich wyniki są interesujące z punktu widzenia mechaniki aerozoli — dziedziny obecnie mocno preferowanej, ze względu na technikę odpylania powietrza.

W okresie lubelskim Profesor Staszewski zajmował się nadal metodyką i dydaktyką fizyki w swych licznych publikacjach, wygłaszał odczyty naukowe i popularne z fizyki, astronomii, kosmologii i metodyki nauczania fizyki. Jako kierownik zakładów fizyki i były wiceprzewodniczący Lubelskiego Oddziału PTF był jednym z organizatorów życia naukowego w Lublinie. Przez wiele lat pracował w Okręgowym Komitecie Olimpiady Fizycznej PTF. Był inicjatorem popularnych w Lublinie pokazów z fizyki. Jest to pozycja trwała w panoramie życia kulturalnego Lublina. Co roku ogląda je ok. 4-5 tysięcy osób, przede wszystkim młodzież ostatnich klas szkół średnich z całego województwa lubelskiego, a także niektórych szkół województw sąsiednich. Pokazy te, łącząc przeważnie wysiłki wielu wyższych uczelni lubelskich, sprzyjają integracji środowiska fizyki, stanowiąc zarazem cenną szkołę dydaktyki fizyki dla młodszych pracowników naukowych i studentów fizyki, biorących udział w pokazach jako demonstratorzy i prelegenci. Zorganizowane w 1970 r. pokazy były już siedemnastymi z kolei.

Z inicjatywy Profesora Staszewskiego zapoczątkowane zostało w Lublinie Muzeum Fizyczne, które wzbogaca się co roku o nowe eksponaty.

Fizyków średniego pokolenia uczył Profesor Staszewski języków obcych, nie szczędząc swego czasu. Był inicjatorem cotygodniowych (czwartkowych) spotkań fizyków lubelskich na konwersatoriach-herbatkach.

Na szczególną uwagę zasługuje fakt, że te wszystkie inicjatywy udało się Profesorowi zrealizować, mimo że sam nie dysponował żadnymi środkami "zachęty" na drodze administracyjnej. Może dlatego będą one miały długi żywot.

W ciągu swego życia Profesor Staszewski opublikował blisko 40 prac naukowych z fizyki roztworów, akustyki, metod nauczania fizyki oraz artykułów popularyzujących naukę. Obok pracy naukowej prawdziwą i serdeczną pasją Profesora było nauczanie. Należał do grona najlepszych specjalistów w Polsce w dziedzinie dydaktyki fizyki. Ta strona Jego działalności zasługuje na specjalne omówienie.

Swoim umiłowaniem przedmiotu, szerokimi zainteresowaniami w wielu dziedzinach fizyki, astronomii, kosmologii i metodyki nauczania, swoją pasją poznawczą i zapałem zdobył Profesor miłość swych uczniów. Zadziwiał nas swoją młodzieńczą ciekawością świata, wzbudzał szacunek nie tylko jako fizyk, Człowiek o wielkiej wiedzy i doświadczeniu, ale i jako niezmiernie uczciwy i prawy Człowiek, surowy dla siebie i wymagający od innych, ale najwięcej przede wszystkim od siebie. Człowiek, który nie cierpiał zakłamania i jakiejkolwiek nieuczciwości. Miał szerokie grono oddanych przyjaciół rozsianych po całym świecie, przede wszystkim wśród byłych swoich uczniów, którzy cenili w Nim wielką wiedzę, pasję w pracy, prawość charakteru i oddanie sprawie, którą uważał za słuszną.

Oddając hołd pamięci Profesora Staszewskiego żegnamy w Nim wybitnego fizyka i szlachetnego Człowieka.

Wykaz ważniejszych publikacji Profesora dra Wacława Staszewskiego

Messungen von elektroosmotischen Spannungen in schlecht leitenden Flussigkeiten, Bull. Acad. Sci. Cracovie, ser. A 278 (1917).

Beitrag zur Kenntnis elektrischer Doppelschichten, Bull. Acad. Sci. Cracovie, 47 (1915). Anschaulicher Beweis des Coriolisschen Satzes, Phys. Z., 29, 815 (1928). On the mutual influence of spheres in vibraiting air, Acta Phys. Polon., 13, 209 (1953).

- On the longitudinal attraction and repulsion of spheres in vibrating air, Acta Phys. Polon., 15, 43 (1956), (wraz z B. Adamczykiem).
- O silach pomiędzy kulkami w polu akustycznym, Prace II Seminarium Otwartego z Akustyki, Olsztyn 1955, 95—102, (wraz z B. Adamczykiem).
- On the electrification of dust figures in a Kundt's tube, J. Acoust. Soc. Amer., 10, 987 (1958), (wraz z B. Adamczykiem).
- Kundt's dust figures in unharmonic sound fields, Acta Phys. Polon., 28, 671 (1965), (wraz z H. Piersą).
- Gramofon, hasło w encyklopedii "Świat i Życie", t. 2, 677-689.

Kinematograf, hasło w encyklopedii "Świat i Życie", t. 2, 1180-1193.

Przybliżenia rachunkowe, PZWS, Warszawa 1960, ss. 112.

Ponadto około 30 prac naukowo-dydaktycznych, zamieszczonych w czasopismach: "Fizyka i Chemia w Szkole" oraz "Fizyka w Szkole".

Andrzej Pindor

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW

Pseudopotencjały i potencjały modelowe w fizyce ciała stałego

Pseudopotentials and Model Potentials in Solid State Physics

1. Wstęp

W artykule podsumowującym osiągnięcia fizyki ciała stałego w okresie powojennym, zamieszczonym w amerykańskim miesięczniku *Physics Today* [1] z okazji dwudziestolecia tego pisma, znakomity angielski fizyk John M. Ziman napisał między innymi, że gwałtownemu rozwojowi fizyki ciała stałego w ostatnich dwudziestu latach nie towarzyszyła żadna zasadnicza rewizja idei. Większość podstawowych pojęć współczesnej teorii ciała stałego powstała do r. 1945. Podstawy dynamiki sieci (pojęcie fononu), elektronowej struktury pasmowej, dynamiki elektronów w kryształach (pojęcie dziury) i fal spinowych stworzone zostały w latach trzydziestych jako bezpośrednia konsekwencja mechaniki kwantowej. Już w latach przedwojennych stosowano teorię grup, zdawano sobie sprawę z wielociałowych efektów związanych z oddziaływaniem elektronelektron, znano już pojęcie dyslokacji. "W naszych czasach — napisał J. M. Ziman — powstały i wydały owoce tylko dwa pojęcia naprawdę zasadniczej wagi. Są to pojęcia quasicząstki i pseudopotencjału". Omówieniem tego drugiego zajmuje się właśnie niniejszy artykuł.

Wypiszmy najpierw założenia, w ramach których prowadzić będziemy rozważania:

1) przyjmujemy, że funkcja falowa elektronów w krysztale jest antysymetryzowanym iloczynem funkcji falowych poszczególnych elektronów, czyli pozostawać będziemy w ramach jednoelektronowej teorii ciała stałego;

2) zakładamy, że stany elektronów w krysztale można rozdzielić na stany rdzenia, silnie zlokalizowane w pobliżu jąder atomów (całki nakładania stanów sąsiednich rdzeni są równe zeru) oraz stany elektronów walencyjnych, które odpowiedzialne będą za fizyczne własności kryształów. Założenie to ogranicza nasze rozważania do kryształów kowalentnych i metali prostych;

3) w celu znalezienia stanów elektronów walencyjnych w krysztale stosować będziemy teorię zaburzeń.

Problem, który stoi przed nami, polega na znalezieniu rozwiązań jednoelektronowego równania Schrödingera, odpowiadających elektronom walencyjnym:

$$\hat{H}\boldsymbol{\psi}_{\boldsymbol{k}} = [T + V(\boldsymbol{r})]\boldsymbol{\psi}_{\boldsymbol{k}} = E_{\boldsymbol{k}}\boldsymbol{\psi}_{\boldsymbol{k}}$$
(1)

T jest operatorem energii kinetycznej, a V(r) operatorem energii potencjalnej elektronu w krysztale.

W skład tego operatora wchodzi naturalnie także średnia energia oddziaływania rozważanego elektronu ze wszystkimi innymi elektronami, co wyrazi się w ekranowaniu przez elektrony kulombowskich potencjałów jąder. Tym problemem, który stanowi całe osobne zagadnienie, nie będziemy się jednak w szczegółach zajmować.

2. Metoda ortogonalizowanych fal płaskich (OPW)

Najprostszym podejściem do równania (1) wydawałoby się szukanie rozwiązań ψ_k w postaci kombinacji liniowej fal płaskich, które są funkcjami własnymi operatora T, czyli potraktowanie V(r) jako zaburzenie.

Jednakże już na pierwszy rzut oka procedura taka nasuwa wątpliwości. Potencjał, jaki odczuwa elektron w pobliżu jądra, w obszarze rdzenia, jest z pewnością bardzo silny i trudno przypuszczać, aby można go było traktować jako zaburzenie. Ujmując sprawę inaczej, spodziewamy się, że prawdziwa funkcja falowa elektronu walencyjnego (będąca rozwiązaniem równania (1)) będzie w obszarze rdzenia silnie oscylować ze względu na silny tam potencjał jądra i trzeba będzie z pewnością wiele fal płaskich, z dużymi wektorami falowymi k, aby to zachowanie opisać. W dodatku, gdybyśmy nawet taki rachunek z ogromną ilością fal płaskich wykonali, jako najniższe wartości własne i odpowiadające im funkcje falowe otrzymalibyśmy oczywiście energie i funkcje falowe elektronów rdzenia. Jak wiadomo, znalezienie wyższych wartości własnych jest sprawą stosunkowo trudną.

Herring [2] zwrócił uwagę, że funkcja falowa elektronu walencyjnego powinna być ortogonalna do funkcji falowych rdzeni, które możemy uważać za niewiele różniące się od funkcji falowych elektronów swobodnych jonów. Zaproponował on rozwinięcie funkcji ψ_k na fale płaskie ortogonalizowane do funkcji rdzeni (OPW):

$$\mathbf{\hat{\nabla}} \varphi_{\mathbf{k}}^{\mathrm{OPW}} = \varphi_{\mathbf{k}} - \sum_{\alpha} (\varphi_{\alpha}, \varphi_{\mathbf{k}}) \varphi_{\alpha}$$
⁽²⁾

 $\varphi_{\mathbf{k}}$ może tu być falą płaską lub dla szczególnych punktów w strefie Brillouina jakąś ich symetryzowaną kombinacją; φ_a jest natomiast funkcją falową elektronu rdzenia, będącą również rozwiązaniem równania (1). Sumowanie przebiega po wszystkich stanach rdzeni.

Łatwo się przekonać, że funkcja określona przez (2) jest ortogonalna do wszystkich funkcji rdzeni. Można się teraz spodziewać, że ψ_k da się przedstawić

$$\hat{H}\psi_{k} = [T + V(\mathbf{r})]\psi_{k} = E_{k}\psi_{k}$$
(1)

T jest operatorem energii kinetycznej, a V(r) operatorem energii potencjalnej elektronu w krysztale.

W skład tego operatora wchodzi naturalnie także średnia energia oddziaływania rozważanego elektronu ze wszystkimi innymi elektronami, co wyrazi się w ekranowaniu przez elektrony kulombowskich potencjałów jąder. Tym problemem, który stanowi całe osobne zagadnienie, nie będziemy się jednak w szczegółach zajmować.

2. Metoda ortogonalizowanych fal płaskich (OPW)

Najprostszym podejściem do równania (1) wydawałoby się szukanie rozwiązań φ_k w postaci kombinacji liniowej fal płaskich, które są funkcjami własnymi operatora T, czyli potraktowanie V(r) jako zaburzenie.

Jednakże już na pierwszy rzut oka procedura taka nasuwa wątpliwości. Potencjał, jaki odczuwa elektron w pobliżu jądra, w obszarze rdzenia, jest z pewnością bardzo silny i trudno przypuszczać, aby można go było traktować jako zaburzenie. Ujmując sprawę inaczej, spodziewamy się, że prawdziwa funkcja falowa elektronu walencyjnego (będąca rozwiązaniem równania (1)) będzie w obszarze rdzenia silnie oscylować ze względu na silny tam potencjał jądra i trzeba będzie z pewnością wiele fal płaskich, z dużymi wektorami falowymi k, aby to zachowanie opisać. W dodatku, gdybyśmy nawet taki rachunek z ogromną ilością fal płaskich wykonali, jako najniższe wartości własne i odpowiadające im funkcje falowe otrzymalibyśmy oczywiście energie i funkcje falowe elektronów rdzenia. Jak wiadomo, znalezienie wyższych wartości własnych jest sprawą stosunkowo trudną.

Herring [2] zwrócił uwagę, że funkcja falowa elektronu walencyjnego powinna być ortogonalna do funkcji falowych rdzeni, które możemy uważać za niewiele różniące się od funkcji falowych elektronów swobodnych jonów. Zaproponował on rozwinięcie funkcji φ_k na fale płaskie ortogonalizowane do funkcji rdzeni (OPW):

$$\nabla \varphi_{\boldsymbol{k}}^{\text{OPW}} = \varphi_{\boldsymbol{k}} - \sum_{\alpha} (\varphi_{\alpha}, \varphi_{\boldsymbol{k}}) \varphi_{\alpha}$$
(2)

 $\varphi_{\mathbf{k}}$ może tu być falą płaską lub dla szczególnych punktów w strefie Brillouina jakąś ich symetryzowaną kombinacją; φ_a jest natomiast funkcją falową elektronu rdzenia, będącą również rozwiązaniem równania (1). Sumowanie przebiega po wszystkich stanach rdzeni.

Łatwo się przekonać, że funkcja określona przez (2) jest ortogonalna do wszystkich funkcji rdzeni. Można się teraz spodziewać, że ψ_k da się przedstawić

przez kombinację liniową niewielu już φ_k^{OPW} , ponieważ człony ortogonalizacyjne powinny opisywać gwałtowne zmiany funkcji ψ_k w obszarze rdzeni.

W rezultacie szukamy rozwiązania równania (1) w postaci:

$$\psi_{\boldsymbol{k}} = \sum_{\boldsymbol{q}} a_{\boldsymbol{q}}(\boldsymbol{k}) \varphi_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}}^{\text{OPW}} = (1 - \hat{P}) \widetilde{\varphi}_{\boldsymbol{k}}$$
(3)

gdzie \hat{P} zdefiniowane przez relację

$$\hat{P}\varphi = \sum_{a} (\varphi_{a}, \varphi)\varphi_{a}$$

jest operatorem rzutowym na stany rdzenia, a $\tilde{\varphi}_k$ — kombinacją liniową fal płaskich (ewentualnie symetryzowanych fal płaskich).

Podstawiając (3) do (1) otrzymamy:

$$\hat{H}\widetilde{\varphi}_{k} + \sum_{a} (\varphi_{a}, \widetilde{\varphi}_{k}) (E - E_{a}) \varphi_{a} = E\widetilde{\varphi}_{k}.$$
(4)

Metoda OPW była używana do obliczania energii i funkcji falowych elektronów walencyjnych zarówno metali [3], [4], jak i półprzewodników [5]. Okazało się jednak w praktyce, że ze względu na fakt, iż funkcje φ_k^{OPW} nie są ani znormalizowane, ani wzajemnie ortogonalne, rozwiązanie odpowiedniego równania wiekowego jest niezwykle pracochłonne.

Szczegółowe omówienie zalet i wad tej metody znaleźć można w licznych opracowaniach.

3. Pseudopotencjał

Pojęcie pseudopotencjału zostało po raz pierwszy wprowadzone przez J. C. Phillipsa i L. Kleinmana w pracy [6]. Zwrócili oni uwagę, że jeżeli równanie (4) przepisać w postaci

gdzie

$$(T+V+V_r^k)\tilde{\varphi}_k = E\tilde{\varphi}_k \tag{5}$$

$$V_r^k = \sum_a (E - E_a)(\varphi_a, \widetilde{\varphi}_k) \varphi_a / \widetilde{\varphi}_k^{\dagger}$$
(6)

otrzymujemy równanie na "gładką" część funkcji falowej ψ_k , nie zawierające explicite członów ortogonalizacyjnych. V_r^k stanowi ogólnie pewien nielokalny potencjał, jednak jeżeli przyjąć, że $\tilde{\varphi}_k$ jest w obszarze rdzenia prawie stałe (o czym niżej), postać V_r^k znacznie się upraszcza. Wyrażenie to reprezentuje potencjał odpychający, ponieważ $E - E_a$ jest dodatnie; będzie zatem przynajmniej częściowo redukować w obszarze rdzeni silny potencjał kulombowski V. Efektywny potencjał $V + V_r^k$ występujący w równaniu (5) otrzymał nazwę pseudopotencjału, a $\tilde{\varphi}_k$ — pseudofunkcji.

Jak łatwo zauważyć z równania (3), pseudofunkcja $\tilde{\varphi}_k$ jest w obszarze między rdzeniami identyczna z ψ_k , bo funkcje φ_a można uważać za równe zeru poza

obszarem rdzeni. Natomiast wewnątrz rdzeni $\widetilde{\varphi}_k$ jest gładka, w przeciwieństwie do φ_k , która tam gwałtownie oscyluje, o czym już wspominaliśmy.

Redukcja między V i V_r^k , którą stwierdzili numerycznie Phillips i Kleinman, została zademonstrowana ogólnie przez Cohena i Heinego [7]. Zauważyli oni, że funkcja $\tilde{\varphi}_k$ nie jest określona jednoznacznie. Jeżeli dodamy do niej dowolną kombinację funkcji rdzenia, otrzymana funkcja będzie także spełniała równanie (5) z tą samą wartością energii. Wynika to z faktu, że układ funkcji, który używamy do rozwinięcia ψ_k (fale płaskie i funkcje rdzenia) zawiera więcej funkcji niż układ zupełny, bowiem już fale płaskie stanowią układ zupełny. Współczynniki rozwinięcia nie są zatem jednoznacznie określone. Dowolność tę można usunąć nakładając na $\tilde{\varphi}_k$ dodatkowy warunek. Możemy na przykład zażądać, aby $\tilde{\varphi}_k$ była możliwie najgładsza. Według Cohena i Heinego osiągniemy to żądając

$$(\widetilde{\varphi}_{k}, (V+V_{r}^{k})\widetilde{\varphi}_{k}/(\widetilde{\varphi}_{k}, \widetilde{\varphi}_{k}) = \text{minimum.}$$
(7)

Warunek ten prowadzi do następującej postaci pseudopotencjału:

$$(V+V_{\boldsymbol{r}}^{\boldsymbol{k}})(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') = V(\boldsymbol{r}) \left\{ \frac{\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}') - \sum_{a} \varphi_{a}^{\boldsymbol{*}}(\boldsymbol{r}) \varphi_{a}(\boldsymbol{r}')}{1 - \sum_{a} |(\widetilde{\varphi}_{k},\varphi_{a})|^{2}} \right\}$$
(8)

(jak zostało później pokazane przez Austina, Heinego i Shama [8], mianownik po prawej stronie nie jest konieczny; wzmiankowana praca zawiera bardzo wyczerpującą analizę ogólnej teorii pseudopotencjału). Zauważmy teraz, że

$$\sum_{\substack{\text{wszystkie} \\ \text{stany}}} \varphi_a^*(\boldsymbol{r}) \varphi_a(\boldsymbol{r}') = \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}') \,. \tag{9}$$

Widzimy więc, że potencjał kulombowski jądra jest zredukowany w obszarze rdzenia w takim stopniu, w jakim funkcje rdzenia stanowią układ zupełny. Praca Cohena i Heinego zawiera wykres pokazujący tę redukcję dla Si.



Rys. 1

Otrzymaliśmy zatem równanie (5) typu równania Schrödingera, ze słabym potencjałem (pseudopotencjałem), do którego możemy teraz stosować teorię zaburzeń. Rozpatrując jakąś kolumnę układu okresowego pierwiastków możemy przypuszczać, że dla pierwiastków o mniejszym z, posiadających w rdzeniu mniej orbitali, omawiana redukcja będzie zachodziła w mniejszym stopniu i efektywny potencjał będzie silniejszy. Im natomiast jest więcej orbitali w rdzeniu, tym efektywny potencjał słabszy. Zatem mniejsze będą przerwy energetyczne i wyraźniejsze własności metaliczne kryształu. Tendencja taka jest dobrze widoczna na przykład w czwartej kolumnie układu okresowego — C, Si, Ge, Sn, Pb.

Jedną z charakterystycznych cech pseudopotencjału, na którą należy zwrócić uwagę, jest jego zależność od orbitalnej liczby kwantowej l i energii.

Warto również podkreślić, że równania (5) i (6) są w ramach założeń 1—3 ścisłe i energia pseudofunkcji $\tilde{\varphi}_k$ równa się energii prawdziwej funkcji falowej ψ_k z konstrukcji.

W konkretnych rachunkach metodą pseudopotencjału trzeba stosować szereg dalszych przybliżeń. Jednym z podstawowych jest przybliżenie małego rdzenia. Zakłada się tu, że rozmiary rdzenia są tak małe, iż w jego obszarze



Rys. 2

potencjał pochodzący od innych rdzeni oraz od elektronów walencyjnych jest stały i wywołuje jedynie przesunięcie poziomów energetycznych stanów rdzenia o stałą wartość w stosunku do poziomów energetycznych swobodnych jonów, nie zmieniając przy tym odpowiednich funkcji falowych. Możemy wtedy jako funkcji falowych rdzeni używać funkcji falowych swobodnych jonów, obliczonych innymi metodami. Problem błędów, jakie wprowadza użycie takich właśnie funkcji, czyli ortogonalizacja do niewłaściwych funkcji rdzeni, był w szczegółach dyskutowany w pracy Heinego [3], w oryginalnej pracy Phillipsa i Kleinmana [6] oraz w pracach Kleinmana i Phillipsa [9], w których stosują oni metodę pseudopotencjału do obliczenia struktury pasmowej szeregu półprzewodników, jak diament, BN, Si.

Nieznajomość prawdziwych funkcji rdzenia, jak i trudność dokładnej oceny błędów jakie wprowadza użycie niewłaściwych funkcji, stanowią poważną wadę metody pseudopotencjału. W celu ominięcia trudności wynikających przy wyznaczaniu pseudopotencjału z pierwszych zasad, Abarenkov i Heine [10], [11] wprowadzili potencjał modelowy. Podobnie jak pseudopotencjał miał on być słaby w obszarze rdzenia, ale parametry określające jego zachowanie w tym obszarze wyznaczone zostały za pomocą danych doświadczalnych.

Przyjęli oni, że operator energii potencjalnej elektronu walencyjnego w izolowanym atomie ma postać:

$$V_m = V - \sum_l A_l(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{E}) |l\rangle \langle l|, \qquad (10)$$

gdzie

$$\begin{split} V(\mathbf{r}) &= -\frac{Ze^2}{r} \,\theta(\mathbf{r} - R_M) \\ A_l(\mathbf{r}, E) &= A_l(E) \,\theta(R_M - r) \\ \theta(\mathbf{r}) &= 0 \quad \mathbf{r} < 0 \\ 1 \quad \mathbf{r} > 0 \;. \end{split}$$

Dla prostoty przyjęto $A_l(E) = A_2(E)$ dla $l \ge 2$. Rys. 2 przedstawia potencjał modelowy (10) dla określonego l.

Parametr R_M określający promień kuli, wewnątrz której silny potencjał kulombowski został zastąpiony przez słaby nielokalny potencjał, przyjęto równy liczbie zbliżonej do promienia swobodnego jonu.

Parametry $A_1(E)$ wyznaczono w sposób następujący: rozwiązywano równanie Schrödingera dla elektronu walencyjnego o określonej orbitalnej liczbie kwantowej z użyciem potencjału (10) i tak dobierano odpowiedni parametr A_{i} , aby otrzymana energia była równa doświadczalnej wartości termu. Praktycznie polegało to na dopasowaniu na powierzchni kuli o promieniu R_M pochodnych logarytmicznych rozwiązań równania Schrödingera wewnątrz i na zewnątrz tej kuli. Dysponując kilkoma wartościami energii dla danego termu można było znaleźć A_1 dla kilku różnych wartości energii. W celu znalezienia $A_1(E)$ dla dowolnej energii stosowano liniową interpolację lub ekstrapolację. Wnikliwa dyskusja słuszności takiego postępowania przeprowadzona została przez R. W. Shawa w pracy [13]. Pokazał on również szczegółowo, że warunkiem koniecznym, aby wartości energii równania Schrödingera dla kryształu, w którym potencjały rdzeni jonowych zostały zastapione przez potencjały modelowe, były równe prawdziwym wartościom energii, jest spełnienie założenia małego rdzenia. Widzimy tu wyraźną różnicę z metodą pseudopotencjału, gdzie energie rzeczywistej funkcji i pseudofunkcji były równe z konstrukcji. Żądanie rygorystycznego spełnienia wymienionego założenia ogranicza zastosowania tego modelowego potencjału do metali prostych.

Zatem skonstruowaliśmy model metalu, w którym równanie falowe

$$[T+V]\psi_{\mathbf{k}} = E_{\mathbf{k}}\psi_{\mathbf{k}}, \qquad (11)$$

gdzie V jest sumą potencjałów rdzeni jonowych plus potencjał elektronów walencyjnych, zastąpiliśmy przez modelowe równanie falowe

$$[T+W(E_k)]\widetilde{\varphi}_k = E_k\widetilde{\varphi}_k, \qquad (12)$$

gdzie $W(E_k)$ jest sumą potencjałów modelowych poszczególnych jonów plus ten sam potencjał elektronów walencyjnych, co wyżej. Tak jak dla pseudopotencjału, w obszarze między rdzeniami $\psi_k(\mathbf{r}) = \tilde{\varphi}_k(\mathbf{r})$. Natomiast w obszarze między rdzeniami zachowanie się tych dwóch funkcji jest zupełnie różne. Prawdziwa funkcja falowa doznaje w tym obszarze gwałtownych oscylacji ze względu na głęboki potencjał rdzenia, modelowa funkcja jest tam zaś stosunkowo gładka. Sytuację przedstawia schematycznie rys. 3. Wobec tego,



Rys. 3

jeżeli funkcje ψ_k będą ortonormalne, jest jasne, że funkcje $\tilde{\varphi}_k$ nie będą ani unormowane, ani ortogonalne. W celu znalezienia potencjału elektronów walencyjnych należy obliczyć rozkład gęstości ładunku wytworzonego przez te elektrony. Modelowa funkcja falowa da nam prawdziwy rozkład ładunku w obszarze między rdzeniami. Natomiast w obszarze rdzeni prawdziwy rozkład ładunku będzie miał, w stosunku do rozkładu dawanego przez funkcje modelowe pewien niedobór ładunku ujemnego, ze względu na silne oscylacje prawdziwej funkcji falowej w tym obszarze. Widać to wyraźnie na rys. 3. Ten niedobór ładunku, charakterystyczny tak dla metody pseudopotencjału jak i potencjału modelowego, otrzymał nazwę dziury ortogonalizacyjnej, ponieważ powstaje w wyniku ortogonalizacji fal płaskich do funkcji rdzenia.

W zastosowaniach potencjału modelowego do obliczania rozmaitych własności metali powstaje problem znalezienia elementów macierzowych tego potencjału między falami płaskimi o różnych wektorach falowych $\langle r+q|W(E_k)|k\rangle$. Ze względu na nielokalność potencjału modelowego taki element macierzowy zależy nie tylko od q, ale także od k i k+q.

Ponieważ komplikuje to znacznie rachunki, zastosowano przybliżenie:

$$V(q) = \langle \boldsymbol{k} | W(E_{k_F}) | \boldsymbol{k} + \boldsymbol{q} \rangle,$$

gdzie $|\boldsymbol{k}| = |\boldsymbol{k} + \boldsymbol{q}| = k_F \quad \text{dla} \quad \boldsymbol{q} \leq 2k_F$
 $|\boldsymbol{k}|| - \boldsymbol{q} \quad \text{dla} \quad \boldsymbol{q} > 2k_F$ (13)

444

Jak widać z rys. 2, potencjał modelowy (10) jest nieciągły dla $r = R_M$. Nieciągłość modelowego potencjału sprawia, że jego transformata furierowska (13) posiada daleko ciągnący się w przestrzeni odwrotnej, oscylujący ogon. W pracy Animalu i Heine [14] zaproponowano użycie czynnika tłumiącego

$$D(q) = \exp[-0.03(q/2k_F)^4]$$
(14)

w celu pozbycia się tych przypadkowych oscylacji.

Czynnik tłumiący (14) przyjęty został właściwie *ad hoc* i problem oscylacji V(q) dla dużych q pozostaje otwarty. W pracy [15] przyjęto na przykład $A_2 = Z/R_M$ (w jednostkach atomowych). W ten jednak sposób potencjał modelowy traci zdolność odtworzenia poprawnych wartości termów swobodnego jonu.

Shaw [13] zaproponował modyfikację modelowego potencjału (10) polegającą między innymi na uzależnieniu R_M od l i E w ten sposób, aby zawsze był spełniony warunek:

$$A_e(E) = rac{\mathbf{Z}}{R_e(E)}$$
 (w jednostkach atomowych).

Dzięki temu zostają zredukowane oscylacje elementów macierzowych potencjału modelowego dla dużych q. Oczywiście, niewielkie oscylacje będą obecne w dalszym ciągu ze względu na nieciągłość pochodnej potencjału dla $r = R_e$. Można byłoby spróbować pokusić się o skonstruowanie jeszcze bardziej gładkiego potencjału; okazuje się jednak, że potencjały bardziej skomplikowane niż studnia prostokątna wprowadzają takie komplikacje rachunkowe, że metoda przestaje być użyteczna.

5. Zastosowania

Jak już było wspomniane w cz. 3, pseudopotencjał został wprowadzony przy rachunkach struktury pasmowej półprzewodników. Wkrótce metoda ta została zastosowana także do struktury pasmowej i szeregu innych własności metali. Wyczerpujący przegląd zastosowań pseudopotencjału do teorii metali zawiera książka Harrisona [16]. Okazało się przy tym, że użycie potencjału modelowego typu (10) daje wyniki nie gorsze od otrzymywanych przy pomocy pseudopotencjału, będąc jednocześnie znacznie mniej uciążliwe rachunkowo. Należy tu zwrócić uwagę na fakt niejednoznacznego używania nazwy "pseudopotencjał". Wielu autorów używa tej nazwy dla tworów, które nie spełniają kryterium podanego w pracy [8] i dlatego powinny być raczej nazywane potencjałami modelowymi.

Jedną z ważnych dziedzin zastosowania potencjałów modelowych (i pseudopotencjałów) jest teoria dynamiki sieci. We wspomnianej już pracy [15] potencjał modelowy (10) stosowany był do obliczania krzywych dyspersji metali alkalicznych i aluminium, a w pracy [17] — magnezu. W pracy [18] potencjał ten był stosowany do rachunków struktury metali heksagonalnych. Shaw [19] wskazał, że nielokalność potencjału modelowego ma w rachunkach dynamiki sieci bardzo duże znaczenie i, że w celu uzyskania zgodności wyników obliczeń z danymi doświadczalnymi, trzeba odejść od przybliżenia (13) i uwzględnić pełną nielokalność potencjału modelowego.

Potencjały modelowe stosowane są także w najnowszych pracach z dziedziny teorii dynamiki sieci i struktury metali prowadzonych przez grupę J. Kagana [21].

Podejmowane są również próby takiej modyfikacji formalizmu pseudopotencjału, aby można było rozszerzyć jego zastosowania na metale przejściowe [20].

Abstract: The ideas of pseudopotential and model potential of an atom in a solid are presented. Their physical interpretation and some of the applications are discussed.

Literatura

- [1] J. M. Ziman, Phys. Today, 21, 58 (1968).
- [2] C. Herring, Phys. Rev., 57, 1169 (1940).
- [3] V. Heine, Proc. Roy. Soc. (London), A 240, 340 (1957).
- [4] W. A. Harrison, Phys. Rev., 118, 1190 (1960).
- [5] F. Herman, Phys. Rev., 88, 1210 (1952); 93, 1214 (1954).
- [6] J. C. Phillips, L. Kleinman, Phys. Rev., 116, 287 (1959).
- [7] M. H. Cohen, V. Heine, Phys. Rev., 122, 1821 (1961).
- [8] B. J. Austin, V. Heine, L. J. Sham, Phys. Rev., 127, 276 (1962).
- [9] L. Kleinman, J. C. Phillips, *Phys. Rev.*, 116, 890 (1959); 117, 460 (1960); 118, 1153 (1960); 125, 819 (1962).
- [10] I. V. Abarenkov, V. Heine, Phil. Mag., 12, 529 (1965).
- [11] V. Heine, I. V. Abarenkov, Phil. Mag., 9, 451 (1964).
- [12] F. S. Ham, Solid State Physics V. I, Academic Press Inc. 1964.
- [13] R. W. Shaw, Phys. Rev., 174, 769 (1968).
- [14] A. O. E. Animalu, V. Heine, Phil. Mag., 12, 1249 (1965).
- [15] A. O. E. Animalu, P. Bonsignori, V. Bortolani, Nuovo Cimento, 44, 159 (1966).
- [16] W. A. Harrison, Pseudopotentials in the Theory of Metals, New York, Benjamin Inc. 1966.
- [17] A. J. Pindor, R. Pynn, J. Phys. C, 2, 1037 (1969).
- [18] D. Weaire, J. Phys. C, 1, 210 (1968).
- [19] R. W. Shaw, J. Phys. C (w druku).
- [20] W. A. Harrison, Phys. Rev., 181, 1036 (1969).
- [21] E. G. Brovman, J. Kagan, A. Holas, Neutron Inelastic Scattering (Proc. Symp. Copenhagen). V. I. Vienna 1968; Fiz. Tverdogo Tela, 11, 896 (1969); 12, 1001 (1970).

Zdzisław Wojtaszek i Ryszard Lehman Zakład Kriogeniczny UJ

Opór resztkowy jako kryterium czystości metali

Residual Resistivity as Criterion of the Purity of Metals

1. Informacje wstępne

W związku z rozwojem metod, pozwalających otrzymywać substancje zwłaszcza zaś metale — o bardzo wysokim stopniu czystości i w związku z tym, że domieszki śladowe wywierają istotny wpływ na własności substancji, zaistniała potrzeba opracowania sposobu, przy pomocy którego można by szybko i dokładnie określić ilość tych domieszek. Stosować tu można różne ogólnie używane metody, jak analizę spektralną, analizę aktywacyjną, polarografię, kolorymetrię itp. Metody te mają jednak pewne wady: jedne z nich wymagają kosztownych i skomplikowanych urządzeń, inne długiego czasu do przeprowadzenia analizy, niektórym z nich brak odpowiedniej czułości itd. W tej sytuacji badania poszły w kierunku opracowania nowych sposobów przeprowadzania oznaczeń, np. przez wykorzystanie pomiarów elektrycznych: przewodnictwa, efektu Halla, oporu resztkowego oraz cieplnego wzbudzania prądów [1, 2].

Metody elektryczne cechują następujące zalety: bardzo wysoka czułość (do 1 ppb), duża szybkość oznaczenia (10 do 100 min.), precyzja do 10%, co przy śladowych ilościach jest wartością bardzo dobrą, nieniszczenie próbek podczas pomiarów i nieduża cena aparatury (przy założeniu, że podstawowe wyposażenie laboratorium jest należyte, że np. dysponuje się środkami oziębiającymi do $4,2^{\circ}$ K). Do wad trzeba zaliczyć przede wszystkim to, że są to metody niespecyficzne, przy których nie identyfikuje się poszczególnych domieszek.

Z wymienionych powyżej metod elektrycznych dwie pierwsze są przydatne przy badaniu półprzewodników, ostatnia przy izolatorach, natomiast opór resztkowy nadaje się do badania metali. W niniejszej pracy ograniczono się tylko do metody pomiaru oporu resztkowego jako szybkiego i czułego sposobu oznaczenia całkowitego stężenia domieszek w metalu [3-8]. Zasadniczą podstawę teoretyczną metody oznaczania zanieczyszczeń w metalach za pomocą pomiaru oporu w niskich temperaturach stanowi, sformułowana jeszcze w roku 1862, reguła Matthiessena [9]. Według tej reguły całkowity opór próbki metalu składa się z trzech części:

$$R_{i} = R_{\text{term.}} + R_{\text{fiz.}} + R_{\text{chem.}}$$

gdzie: $R_{\text{term.}}$ — opór spowodowany rozpraszaniem elektronów przewodnictwa przez cieplne drgania sieci, $R_{\text{fiz.}}$ — opór wywołany defektami fizycznymi, $R_{\text{chem.}}$ — opór pochodzący od domieszek obecnych w metalu.

Pierwsza ze składowych oporu ($R_{term.}$) maleje z obniżaniem temperatury, jako że drgania cieplne sieci krystalicznej są tym mniejsze, im temperatura jest niższa; przy zbliżaniu się do zera absolutnego składowa ta dąży do 0. Natomiast wartość składowych oporu związanych z defektami fizycznymi i z domieszkami nie zależy od temperatury i nie zanika nawet w temperaturze



Rys. 1. Zależność oporu od temperatury próbek metalu o różnej czystości: a) metal czysty, b) metal zanieczyszczony, c) metal bardzo zanieczyszczony

zera absolutnego. Stąd dla $R_{\text{fiz.}} + R_{\text{ohem.}}$ stworzono termin: opór resztkowy (residual resistivity, Restwiderstand, resistance résiduelle).

Oczywiście, udział oporu resztkowego w oporze całkowitym rośnie wraz ze spadkiem temperatury. Temperatura, przy której $R_{\text{term.}}$ można zaniedbać wobec ($R_{\text{fiz.}} + R_{\text{chem.}}$), jest tym niższa, im czystszy jest metal. Rys. 1 ilustruje fakt, że próbki metalu rozmaitej czystości w najniższych temperaturach wyraźnie różnią się oporem, natomiast w pobliżu 100°K różnice te zacierają się. Tego typu krzywe znalazł np. Caron [10]. Badając próbki Al o czystości rzędu 4 N (99,99%) do 5 N (99,999%) stwierdził, że od ~63°K zaczyna uwidaczniać się wpływ czystości materiału na opór elektryczny.

W praktyce okazało się [4], że opór w temperaturze ciekłego helu jest wystarczającą miarą sumy domieszek chemicznych i defektów fizycznych z wyjątkiem metali o najwyższej czystości — i dlatego bardzo często, mówiąc "opór resztkowy", ma się na myśli opór w temperaturach helowych, a niekiedy w temperaturach wyższych — wodorowych czy nawet azotowych. W tym ostatnim przypadku mamy jednak do czynienia ze zbyt wielkim uproszczeniem, które dopuszczalne jest tylko w riektórych okolicznościach. Oczywiście pomiar oporu resztkowego pozwala na określenie czystości metalu tylko wtedy, gdy jesteśmy w stanie ocenić, jaki jest udział $R_{\rm fiz.}$, tzn. tej składowej oporu resztkowego, za którą odpowiedzialne są czynniki natury fizycznej, a jaka część oporu wywołana jest domieszkami. Zwykle jednak postępuje się inaczej, a mianowicie pomiar przeprowadza się w ten sposób, by $R_{\rm fiz.}$ miało wartość dającą się zaniedbać.

Problem parametrów decydujących o rezultatach pomiaru oporu resztkowego będzie szczegółowo przedyskutowany w rozdziale 4. Tu dodamy jeszcze tylko to wyjaśnienie, że termin "czynnik fizyczny" użyty jest w szerokim tego słowa znaczeniu, a mianowicie obejmuje on tak defekty sieci krystalicznej, jak i wpływ rozmiarów próbki itp.

Aby uniknąć obliczeń uwzględniających wpływ geometrii próbki (rozmiarów i kształtu), zamiast oporu bezwzględnego stosuje się opór względny, tzn. opór resztkowy wyraża się stosunkiem oporu próbki w temperaturze niskiej, np. w temperaturze ciekłego helu, do oporu w temperaturze topniejącego lodu (lub w temperaturze pokojowej) (3)

$$rac{R_{4,2^{\circ}\mathrm{K}}}{R_{273^{\circ}\mathrm{K}}} = r_{\mathrm{He}}.$$

Stosunek ten w przypadku czystych metali jest proporcjonalny do oporu właściwego w temperaturze ciekłego helu. Pomiędzy opornością ρ a stosunkiem oporów r istnieje bowiem zależność

$$\frac{\varrho_{4,2^{\circ}\mathrm{K}}}{\varrho_{273^{\circ}\mathrm{K}}} = \frac{K_{4,2^{\circ}\mathrm{K}}}{K_{273^{\circ}\mathrm{K}}} \cdot \frac{R_{4,2^{\circ}\mathrm{K}}}{R_{273^{\circ}\mathrm{K}}},$$

gdzie ρ — oporność, R — opór próbki, K — faktor geometryczny.

Ponieważ $\varrho_{273^{\circ}K}$ i $K_{4,2^{\circ}K}/K_{273^{\circ}K}$ przy dużej czystości metali można uważać za stałe, wobec tego

$$arepsilon_{4,2^{
m oK}} = C \! \cdot \! rac{R_{4,2^{
m oK}}}{R_{273^{
m oK}}}.$$

W niniejszym referacie mówiąc o oporze resztkowym będziemy mieli prawie zawsze na myśli względny opór resztkowy.

Poszczególni autorzy stosują różną symbolikę dla oznaczania względnego oporu resztkowego i tak: opór resztkowy w temperaturze zera bezwzględnego zapisują jako r_0 , δ_0 , R_0^* ; opór resztkowy w temperaturze ciekłego helu jako $r_{\rm He}$, $r_{4,2^{\circ}\rm K}$, $\delta_{4,2^{\circ}\rm K}$, $R_{4,2^{\circ}\rm K}^*$; opór resztkowy w temperaturze niskiej T° abs. jako r_T , δ_T , R_T^* itd.

Niektórzy autorzy używają jako miary czystości stosunku oporu w temperaturze wyższej do oporu w temperaturze niższej, a więc odwrotnie niż to podano powyżej.

Na ogół temperatura wyższa jest temperaturą topniejącego lodu, czasami jednak jest to temperatura pokojowa.

W tej pracy dla względnego oporu resztkowego używa się symbolu r_T , przy czym przy tworzeniu stosunków oporów zawsze w liczniku umieszcza się opór w temperaturze niskiej (R_T) , natomiast w mianowniku opór w temperaturze 0°C $(R_{273^{\circ}\mathrm{K}})$, a więc $r_T = R_T/R_{273^{\circ}\mathrm{K}}$, $r_{\mathrm{He}} = R_{\mathrm{He}}/R_{273^{\circ}\mathrm{K}}$ itd.

2. Krótki rys historyczny problemu

Obecnie przedstawimy krótko, jak rozwijały się badania nad wpływem domieszek na opór metali i jaki jest aktualny stan wiedzy w tym zakresie.

Rozpoczniemy od wspomnianej już pracy Matthiessena [9] oraz pracy tegoż autora i Vogta [11]; badacze ci pierwsi zaobserwowali, że wzrost oporu czystego metalu spowodowany niewielkim dodatkiem drugiego metalu, tworzącego z nim roztwór stały, nie zależy od temperatury.

Publikacje powyższe otwierają listę prac, które przyczyniły się do coraz pełniejszego ujęcia problemu zależności oporu metali od domieszek. Oczywiście zasadniczą i najważniejszą grupę wśród tych publikacji stanowią badania odnoszące się do niskich temperatur. Obszerny, wyczerpujący przegląd badań nad wpływem różnych czynników, a więc ciśnienia, obróbki cieplnej itp., a także domieszek, na opór elektryczny metali w temperaturach poniżej –80°C, wykonanych do roku 1926, znajduje się w publikacji Kamerlingha Onnesa i Tuyna [12].

Meissner ze współpracownikami ogłosił w latach trzydziestych szereg prac, które przedstawiają badania nad własnościami metali i stopów w niskich temperaturach. W obszernej pracy wykonanej z Voigtem [13] podał dane dotyczące zmian oporu elektrycznego zachodzących z obniżeniem temperatury dla praktycznie wszystkich wówczas dostępnych metali; rozważania umieszczone w tej pracy w dużej części dotyczą oporu resztkowego. Następnie wraz z Franzem i Westerhoffem [14-16] opublikował prace, w których badano charakter zależności oporu w niskich temperaturach od składu stopów dwumetalicznych. Wymienić tu należy jeszcze pracę Pospišila [17] pochodzącą również z laboratorium Meissnera.

Nieco później Kurzyniec [18] zainicjował cały cykl prac stanowiących systematyczne studium tego samego problemu (zestawienie i omówienie tych prac znajduje się w publikacjach [19] i [20]). W pracach tych pomiar względnego oporu elektrycznego w niskich temperaturach (r_T) wykorzystany jest do badania równowag fazowych w stopach metalicznych i stanowi podstawę metody nazwanej przez Pospišila metodą r. Wykorzystuje się tu fakt, że opór elektryczny zależy nie tylko od stężenia domieszki, lecz także od formy, w jakiej ta domieszka występuje w stopie, a mianowicie od tego, czy jest ona rozpuszczona w podstawowym składniku, czy występuje jako odrębna faza, czy też tworzy ewentualnie fazę międzymetaliczną z drugim metalem. Oczywiście i w tym wypadku pożądana jest niska temperatura pomiaru, gdyż zmniejsza ona składową termiczną oporu i przez to uwypukla rolę czynnika strukturalnego.

Określenie czystości metali przez pomiar oporu resztkowego można z dużą słusznością uznać za szczegółowy przypadek metody r badania równowag fazowych w stopach metalicznych, a mianowicie taki, kiedy to ograniczymy się do stopów o bardzo małych koncentracjach drugiego składnika. Mamy wtedy do czynienia prawie zawsze z roztworem stałym granicznym, a więc jeden z parametrów wpływających na opór resztkowy, a mianowicie strukturę fazową, można zaniedbać.

Od dość dawna datują się próby sformułowania pewnych ogólnych reguł opisujących związek między oporem elektrycznym metalicznych roztworów stałych a składem stopów. Tak np. reguła Nordheima [21] podaje, że zależność oporu resztkowego (r_0) od składu — w przypadku stopów dwumetalicznych, w których występuje mieszalność w fazie stałej w całym zakresie koncentracji i nie ma faz pośrednich, tworzenia się nadstruktur itp. — określona jest wzorem

$$r_0 = ax(1-x),$$

gdzie: x — ułamek molowy jednego metalu, 1-x — ułamek molowy drugiego metalu, a — stała.

Konsekwencją tej parabolicznej zależności jest podana przez Motta [22] reguła, mówiąca, że w idealnym przypadku opór dodatkowy spowodowany daną molarną koncentracją metalu A rozpuszczonego w metalu B, równy jest oporowi dodatkowemu spowodowanemu taką samą koncentracją metalu Brozpuszczonego w metalu A.

Tu trzeba jednak zauważyć, że na ogół przy bardzo małych stężeniach domieszek zależność jest prostsza, mianowicie taka, że opór resztkowy jest proporcjonalny do stężenia.

Zależność pomiędzy wielkością oporu resztkowego a rodzajem domieszki podaje reguła sformułowana przez Norburyego [23], a dokładniej przebadana przez Lindego [24, 25]. Reguła ta powiada, że atomowy współczynnik rozproszenia $\Delta \varrho$, tj. zmiana oporności spowodowana dodatkiem 1% atom. domieszki, zmienia się jak kwadrat różnicy pomiędzy wartościowością metalu rozpuszczonego a wartościowością metalu-rozpuszczalnika (z).

$$\Delta \varrho = a + b z^2,$$

gdzie: a i b — stałe dla danego rozpuszczalnika i dla danego okresu. Innymi słowy wpływ na opór resztkowy jest tym większy, im bardziej oddalony jest w układzie okresowym pierwiastek domieszkowy od pierwiastka podstawowego. Reguła ta nie sprawdza się dla metali przejściowych.

Gdy metal, jak to zwykle bywa w praktyce, zawiera kilka domieszek, wtedy w pewnych przypadkach można przyjąć, że jego opór jest sumą oporów pochodzących od wszystkich domieszek:

$$R=\sum_{i}\varrho_{i}n_{i},$$

gdzie: ϱ_i — opór wnoszony przez atom domieszki i, n_i — ilość atomów metalu i.

Rezultaty badań nad wpływem poszczególnych domieszek streszcza Montariol w swoim referacie o oporze resztkowym [6], w którym umieszcza następujące zestawienie czynników, od których zależy wpływ danej domieszki na opór:

1. średnica atomowa — współczynnik ρ_i będzie tym większy, im większa jest różnica średnic atomowych głównego metalu i domieszki;

2. wartościowość domieszki — domieszki z tej samej grupy układu okresowego, co metal główny, mało wpływają na jego opór; u innych metali wpływ ten jest tym większy, im większa jest różnica w wartościowościach między metalem głównym a metalem-domieszką;

3. konfiguracja elektronowa atomów domieszkowych — pierwiastki z niezapełnioną podgrupą d wpływają na opór elektryczny w większym stopniu niż te, u których jest ona zapełniona lub w ogóle nie występuje.

Wartość r_0 nie mówi nic o stężeniu domieszek, jeżeli nie znamy funkcji $r_0 = f(c)$. Wykorzystując rezultaty analiz można wykreślić krzywe zależności



Rys. 2. Zależność oporu miedzi w 4,2°K od stężenia różnych domieszek [4]

oporu resztkowego od stężenia zarówno pojedynczej domieszki, jak i całej mieszaniny domieszek. Z nachylenia tych krzywych można określić współczynnik charakteryzujący wpływ domieszek na opór resztkowy (rys. 2).

Wiele badań tego typu przeprowadzał Aleksandrow, który zresztą posiada chyba najbogatszy dorobek naukowy dotyczący przewodnictwa elektrycznego metali w niskich temperaturach. Tak więc, np. stwierdził on liniową zależność oporu resztkowego Sn, In i Pb od stężenia zanieczyszczeń c: $r_0 = B \cdot c$; dla Zn i Cd znalazł on zależność: $r_0 = B \cdot c^{1/2}$ (rys. 3 i 4) (26).

Protopopescu ze współpracownikami [27] przeprowadzał pomiary oporu w temperaturach ciekłego azotu i ustalił przybliżoną zależność pomiędzy $R_{228^{\circ}\mathrm{K}}/R_{80^{\circ}\mathrm{K}}$ a stopniem czystości indu, która wyraża się równaniem:

$$R_{
m 293^{\circ}K}/R_{
m 80^{\circ}K} = 1,48 \lg rac{1}{c} + 2,15$$
 (rys. 5).





Rys. 4. Zależność $R_T/R_{293^{\circ}K}$ kadmu i cynku od całkowitego stężenia domieszek c dla T = 0; 4,2; 14 i 20,4°K [26]



Rys. 5. Zależność R_{293*K}/R_{80*K} indu od całkowitego stężenia domieszek [27]

Jeszcze wielu innych autorów pracowało nad tym problemem, lecz mimo tego do obecnego czasu pozostało dużo metali, dla których nie określono ostatecznie zależności r_0 od c.

Druga grupa prac dotyczących oporu resztkowego, wykonanych dotychczas, zajmowała się problemem zastosowania pomiaru tej wielkości do badania rozkładu zanieczyszczeń w topionych strefowo metalach.

Za jedną z pierwszych prac tego typu można uznać pracę Kunzlera i Wernicka [3], w której podane są zasady metody na przykładzie Cu, Ag i Al. Duży dorobek w zakresie wykorzystania pomiarów oporu w bardzo niskich temperaturach do śledzenia przebiegu czyszczenia strefowego ma laboratorium chemii metalurgicznej w Vitry. Część tych prac przedstawił Montariol we wspomnianym powyżej referacie [6].

3. Technika pomiaru oporu resztkowego

W niniejszym rozdziale omówimy krótko najważniejsze zagadnienia dotyczące techniki wyznaczania oporu resztkowego. Trudności eksperymentalne, z którymi spotykamy się przy tych doświadczeniach, wiążą się w głównej mierze z przygotowaniem odpowiednich próbek metalu i z etapem samego pomiaru oporu (zakłada się oczywiście, że środki ziębiące i właściwy kriostat mamy do dyspozycji).

3.1. Przygotowanie próbek

Pomiary oporu resztkowego wykonywać można niekiedy bezpośrednio na sztabkach. Częściej jednak przed pomiarem metal poddaje się specjalnej obróbce (wyciskanie lub wyciąganie) mającej na celu otrzymanie drutów o odpowiedniej średnicy. W idealnym przypadku próbki do pomiarów winny być monokryształami, wolnymi od naprężeń. Stwierdzono jednak, że praktycznie odtwarzalne rezultaty mogą być otrzymane na dokładnie wyżarzonym, gruboziarnistym drucie polikrystalicznym, o niezbyt małej średnicy [3, 7].

Jeżeli dla przygotowania próbek niezbędna jest mechaniczna obróbka, to przed przystąpieniem do pomiarów należy przeprowadzić wygrzewanie. Ogrzewając próbki po obróbce mechanicznej można stwierdzić, że ich opór powyżej pewnej temperatury zaczyna szybko maleć. Jest to temperatura, w której zaczyna się rekrystalizacja, a zatem wygrzewanie prowadzi się powyżej tej temperatury [6].

Niektórzy autorzy [7] podają, że ostateczne odprężanie powinno trwać godzinę albo więcej, w temperaturze o 100°C niższej od punktu topnienia; to okazuje się wystarczające dla termicznej stabilizacji próbki i otrzymania dużych ziaren.

Aby uniknąć powstawania defektów sieciowych, chłodzenie po wygrzewaniu powinno być powolne.

Monokrystaliczny drut może być przygotowany przez topienie strefowe albo przez przetopienie, po którym następuje kierowana krystalizacja.

3.2. Pomiar oporu

Pomiary mające na celu wyznaczenie oporu resztkowego [28, 29, 7, 5] nastręczają trudności z dwóch powodów. Po pierwsze, mamy tu do czynienia z bardzo małymi wartościami oporów. Po drugie, pomiar należy tak przeprowadzić, by nie zanieczyścić i nie zdeformować próbek. Ta druga okoliczność sprawia, że najbardziej pożądane byłyby metody bezkontaktowe, niestety ich realizacja nie jest łatwa.

3.2.1. Metody kontaktowe

Wśród metod kontaktowych rozróżnia się metody mostkowe i metody potencjometryczne. Do pomiarów oporów resztkowych najczęściej używa się tych ostatnich metod. Polegają one na zmierzeniu spadku potencjału na



Rys. 6. Schemat układu do pomiaru oporów: A1 — ogniwo 12 V, A2 — ogniwo 2 V, SR — stabilizator i regulator prądu, G — galwanometr, P — potencjometr, K1 — komutator prądu na próbkę, K2 — komutator prądu z opornika, K3 — komutator prądu z przełącznika, R — opór wzorcowy, PR — próbki, Pl — przełącznik

pewnym odcinku drutu przy znanym prądzie. Ponieważ spadki potencjału bywają bardzo małe, niekiedy rzędu mikrowoltów, trzeba na ogół stosować wzmacniacze prądu stałego o wysokiej czułości.

Ważnym problemem jest taki sposób przymocowania (przylutowania lub przyspawania) przewodów prądowych i pomiarowych, aby w próbce nie wywoływać naprężeń związanych z różnicą w rozszerzalności cieplnej.

Schemat układu używany do pomiaru oporów przedstawia rys. 6.

3.2.2. Metody bezkontaktowe

Metody bezkontaktowe używane do pomiaru oporów resztkowych są to metody indukcyjne z zastosowaniem prądu stałego lub zmiennego.

Metody indukcyjne z zastosowaniem prądu stałego [29, 30, 7] mają tę zaletę, że są proste w wykonaniu i nie wymagają znajomości geometrii próbek. Polegają one na zmierzeniu szybkości wygasania strumienia magnetycznego w kawałku metalu umieszczonym w polu magnetycznym, którego natężenie szybko zmniejsza się do zera. Dla metali izotropowych szybkość wygasania strumienia magnetycznego $d\Phi/dt$ jest funkcją oporności. Układ pomiarowy składa się z próbki i dwóch cewek. Przez jedną z nich przepuszcza się prąd stały. Po dostatecznie długim okresie przerywa się prąd i na oscylografie obserwuje się wygasanie indukowanego w drugiej cewce napięcia. Pomiar przy dwóch temperaturach i porównanie nachylenia krzywych zależności logarytmu napięcia od czasu pozwala określić r_T . Rezultaty pomiarów Beana ze współpracownikami [30] dla metali izotropowych były zgodne z wynikami otrzymanymi metodą spadku potencjału. Natomiast dla



Rys. 7. Schemat przyrządu do pomiaru oporu metodą indukcyjną z zastosowaniem prądu zmiennego [5]: 1) próbka, 2) kuliste miseczki kwarcowe, 3) rurka kwarcowa, 4) lusterko, 5) nić kwarcowa, 6) sprężyna, 7) pręt przesuwany, 8) podkładka z miękkiej tkaniny, 9) okienko z soczewką, 10) dewar z ciekłym helem, 11) rurka szklana, 12) ekranik aluminiowy, 13) cewki pola magnetycznego, 14) podstawa, 15) czarna bibuła gufrowana (do wyłożenia ścian rurki 11 celem osłony próbki przed promieniowaniem cieplnym idącym z góry wzdłuż rurki)

metali anizotropowych wystąpiły znaczne różnice w wartościach r_T otrzymanych tymi dwiema metodami.

Jedna z metod indukcyjnych z zastosowaniem prądu zmiennego, opisana przez Ziernowa [5], polegała na zmierzeniu momentu sił działających na kulistą próbkę czystej cyny, umieszczoną w zmiennym polu magnetycznym (rys. 7). Do cewek doprowadzono prąd trójfazowy o częstości 50 herców. Moment sił określano ze skręcenia kwarcowej nici, której moduł był znany. Obliczenia przeprowadzono według wzoru:

$$\varrho = 10^{-9} \frac{8\pi^2 L R^5 H^2}{15 fTA} \text{ om} \cdot \text{cm},$$

gdzie: L — odległość skali (cm), A — wychylenie "zajączka" na skali (cm), R — promień kuli (cm), H — natężenie pola magnetycznego (Oe), T — okres zmienności pola magnetycznego (sek.), f — moduł skręcenia (erg/radian).

4. Dyskusja wpływu różnych czynników na rezultaty pomiarów

Jak to wzmiankowano w rozdz. 1, oznaczanie domieszek śladowych na podstawie ich wpływu na przewodnictwo elektryczne zależy od tego, czy jest możliwe odróżnienie rozproszenia na atomach domieszek od rozpraszania uwarunkowanego drganiami termicznymi sieci, rozmaitego rodzaju defektami fizycznymi sieci oraz wymiarami próbki.

Rozważmy obecnie nieco szczegółowiej poszczególne składowe oporu elektrycznego.

4.1. Wpływ drgań termicznych sieci krystalicznej

Przewodnictwo elektryczne jest proporcjonalne do średniej drogi swobodnej, której długość dla bardzo czystych metali zmienia się od 10^{-5} cm dla temperatury pokojowej do centymetrów w pobliżu zera bezwzględnego. W idealnej sieci długość średniej drogi swobodnej λ elektronu i przewodnictwo właściwe σ winny być nieskończenie duże. Jednak cieplne drgania realnej siatki ograniczają wielkość λ , dzięki czemu σ zależy od temperatury. Zależność przewodnictwa właściwego od długości drogi swobodnej określa się wzorem

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda}{m\cdot v_0},$$

gdzie: n — liczba swobodnych elektronów przypadająca na jednostkę objętości, r_0 — szybkość elektronów o najwyższej energii w zapełnionym pasmie, m — masa elektronu, e — ładunek elektronu.

Z teorii metali wynika [31, 32, 33, 8], że w temperaturach wyższych od charakterystycznej temperatury Debye'a opór elektryczny względnie czystego metalu powstały dzięki drganiom termicznym winien być proporcjonalny do T.

W miarę obniżania temperatury zależność ρ od T przestaje być tak prosta. I tak opór właściwy w niskich temperaturach, znacznie poniżej temperatury charakterystycznej, powinien zmieniać się proporcjonalnie do T^5 . W bardzo niskich temperaturach, rzędu kilku stopni Kelvina, kiedy wzajemne oddziaływanie między elektronami będzie w sposób istotny wpływało na opór elektryczny, ρ jest proporcjonalne do T^2 .

Z pomiarów przez dłuższy czas uzyskiwano zależność $\rho \sim T^n$, gdzie *n* zmieniało się od 2 do 4, i dopiero w ostatnich latach wykazano dla bardzo czystych metali, że $\rho \sim T^5$ dla Li, Na, K, Rb, Cs, Ti, Mo, Cu, Au, Zn, Cd, In, Sn i Pb, a dla 10 innych pierwiastków zależność jest bliska teoretycznej ($\rho \sim T^{4,5-4,7}$) (8). Rys. 8 podaje przykłady przypadków, w których dane doświadczalne zgodne są z teoretyczną zależnością — $\rho \sim T^5$ [33]. Na podstawie tego wykresu autorzy wyciągnęli wniosek, że $\rho \sim T^5$ dla $T \leq 14^{\circ}$ K u Cd i dla $T \leq 19^{\circ}$ K u Zn.

Dalsze badania nad oporem metali w niskich temperaturach doprowadziły do znalezienia dla bardzo czystych Al oraz Mo i W takiej zależności tempera-



Rys. 8. Zależność $\varrho(T)$ dla próbek o średnicy $d = \infty$ z bardzo czystego Zn i Cd: o — punkty eksperymentalne dla Cd_{II}, tzn. główna oś kryształu równoległa do osi próbki, \Box — punkty eksperymentalne dla Zn₁, tzn. główna oś kryształu prostopadła do osi próbki; prostoliniowy odcinek krzywej dla Cd opisany jest równaniem $\varrho(T) = 6,4 \cdot 10^{-14} \cdot T^5$ [33]

turowej, w której do głosu dochodzi zarówno rozpraszanie na fononach, jak i na elektronach, a więc występują człony proporcjonalne do T^2 i do T^5 [8].

W bardzo niskich temperaturach szereg pierwiastków wykazuje anormalną zależność oporu od temperatury wyrażającą się wystąpieniem minimum, które po raz pierwszy zaobserwowali De Haas i Van den Berg [34]. Istota tego zjawiska nie jest jeszcze ostatecznie wyjaśniona. Przypuszcza się, że jest ono wywołane domieszkami, ponieważ w idealnie czystych metalach tego efektu nie zauważono. Być może, pewną rolę odgrywają tu również odstępstwa od reguły Matthiessena, gdyż, jak wykazały bliższe badania [35], reguła ta jest regułą przybliżoną i opór resztkowy zależy jednak w pewnym stopniu od temperatury. Praktycznie najkorzystniej jest pozbyć się wpływu drgań sieci na opór przez zastosowanie bardzo niskich temperatur. Oczywiście im niższa temperatura, tym dokładniej można oznaczyć opór resztkowy. Przy bardzo precyzyjnych badaniach nie można jednak pominąć oporu spowodowanego szczątkowymi drganiami sieci.

4.2. Wpływ rozmiarów próbki (efekt rozmiarowy)

Przewodnictwo elektryczne jest, jak wiadomo, proporcjonalne do średniej drogi swobodnej elektronów przewodnictwa λ . Zewnętrzne powierzchnie odbijają i rozpraszają elektrony, co zmniejsza średnią drogę swobodną i powoduje wzrost oporu. Im niższa temperatura i czystszy metal, tym większa będzie średnia droga swobodna i tym większych rozmiarów musi być próbka, by nie uwidocznił się dodatkowy opór spowodowany rozmiarami próbki. Zjawisko występowania tego oporu nosi nazwę efektu rozmiarowego. Efekt ten dochodzi do głosu, gdy liniowe rozmiary próbki są mniejsze lub równe średniej drodze swobodnej.

Przeprowadzono szereg badań nad wpływem rozmiarów próbek na przewodnictwo. Badania te są zreferowane w książce Zimana o elektronach i fononach [36]. Między innymi stwierdzono [37], że jeżeli rozmiary drutu są względnie duże w porównaniu ze średnią drogą swobodną, to stosunek zmierzonego przewodnictwa właściwego σ do przewodnictwa właściwego próbki o praktycznie nieskończenie dużych wymiarach σ_0 jest w przybliżeniu równy:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 - \frac{3(1-\varepsilon)}{4k},$$

gdzie: ε — prawdopodobieństwo sprężystego rozproszenia elektronów na powierzchni, $k = d/\lambda$ (d — średnica drutu).

Oczywiście, jeżeli powierzchnia zdolna jest lustrzanie odbijać elektrony ($\varepsilon = 1$), to $\sigma/\sigma_0 = 1$ i przewodnictwo σ_0 będzie się obserwować u próbek dowolnego rozmiaru. W rzeczywistości jednak rozproszenie przez powierzchnie bardzo odbiega od zwierciadlanego, a ε zbliża się raczej do 0.

Ze ściślejszych wzorów, które wyprowadził Dingle [37] wynika, że przy ε zmieniającym się od 0 do $1/2 - \sigma/\sigma_0$ dla różnych k przybierać będzie wartości zestawione w tablicy.

k	σ/σ_0
0,001	0,0010,003
0,01	0,010,03
0,1	0,090,21
1	0,490,70
10	0,92 -0,96
100	0,9920,996

W prostszych wypadkach wpływ powierzchni da się obliczyć, ale ścisłą wartość tej wielkości można otrzymać tylko przy dostatecznie dużej ilości danych eksperymentalnych, pozwalających na otrzymanie jak najdokładniejszej wartości ε dla danego metalu.

Aleksandrow [38, 8] badając efekt rozmiarowy przedstawił wyniki pomiarów w postaci wykresów $r_T = f(1/d)$, gdzie d — średnica próbki. Okazało się bowiem, że wystarczająco dobre przybliżenie dla przedstawienia zależności oporności od średnicy drutu uzyskuje się stosując wzór Nordheima: $\varrho = \varrho_{\infty}(1 + \alpha\lambda/d)$, czyli $r_T = r_{\infty}(1 + \alpha\lambda/d)$, gdzie ϱ — opór właściwy drutu o średnicy d, ϱ_{∞} — opór właściwy drutu nieskończenie grubego, r_T i r_{∞} —



Rys. 9. Zależność $R_{4,2^*K}/R_{293^*K}$ od 1/d dla monokryształów Zn: • — dla Zn₁, • — dla Zn₁ [38]

odpowiednie opory, a — współczynnik odbicia, w zasadzie zależny od temperatury, który jednak dla uproszczenia przyjmuje się jako równy 1. Tak więc interpretacja prostych ilustrujących zależność $r_T = f(1/d)$ pozwala na ocenę średniej drogi swobodnej λ .

Badania Aleksandrowa [38, 8] wykazały u niektórych metali, jak np. u Sn, Zn i Cd bardzo dużą anizotropię efektu rozmiarowego (rys. 9).

Ponadto doprowadziły one do wniosku o dużym znaczeniu dla praktycznego stosowania pomiarów oporu resztkowego do określania czystości metali, a mianowicie do stwierdzenia, że ze zwiększeniem czystości metali, a więc ze zmniejszeniem wartości r_0 , efekt rozmiarowy zaczyna sprawiać coraz więcej kłopotu. Gdy jeszcze przed jakimiś 10 laty efekt ten obserwowano tylko u bardzo cienkich próbek, o średnicach rzędu mikronów, to obecnie przy wzroście czystości metali należy się z nim liczyć w niektórych przypadkach nawet wtedy, gdy średnica drutu wynosi 10 mm. Wiele metali otrzymano już w takim stopniu czystości, że w temperaturze 0°K cechują się one średnią drogą swobodną elektronów λ rzędu milimetrów. Aleksandrow [8] w oparciu o badania własne [38] oraz Berthela [39], Andrew [40], Weisberga i Josephsa [41], a także Kunzlera [4] podaje, że wielkość ta wynosi dla In, Pb, Al, Sn, Zn, Cd i W w 0°K odpowiednio 1,5, 0,43, 0,6, 1,2, 2,7, 2,3 i 12,5 mm, dla Sn, Zn, Bi, Hg, Ga i dla Cu 0,6,2,2-3,0,1,1,2, względnie 1 mm w 4,2°K i dla Hg 2,3 mm w 1°K. Kunzler i Renton (42) znaleźli w monokrysztale Sn w 4,2°K wartość $\lambda = 0,45$ mm.

Z przytoczonego w pracy Aleksandrowa [8] wykresu (rys. 10), ilustrującego zależność $R_{4,2^{\circ}\mathrm{K}}/R_{298^{\circ}\mathrm{K}}$ od średnicy próbki dla Sn o czystości 99,9998% wynika, że opór próbki Sn może wskutek efektu rozmiarowego wzrosnąć i dziesięcio-krotnie. Spadek czystości metalu o rząd wielkości zmniejsza w tym samym stopniu średnią drogę swobodną λ .

Ciekawym zjawiskiem jest wpływ podłużnego pola magnetycznego na efekt rozmiarowy. Badaniu tego zjawiska poświęcili swe prace Chambers [43] (Na),



Rys. 10. Zależność $R_{4,2^{\circ}K}/R_{293^{\circ}K}$ od średnicy d dla drutu Sn: 1) Sn₁, 2) Sn₁ [8]

MacDonald [44] (Na), Olsen [45] (In), przede wszystkim zaś Aleksandrow (46, 8] (Sn, Zn, Al). Z badań tych wynika, że wtedy, gdy wymiary próbek osiągają wystarczająco małe rozmiary, wpływ pola magnetycznego na opór zaczyna się komplikować. Im mniejsze średnice drutów, tym wzrost oporu $\Delta R/R$ spowodowany wzrostem natężenia pola magnetycznego staje się coraz mniejszy. Oddziaływanie pola magnetycznego jest tu bowiem dwojakiego rodzaju: z jednej strony pojawia się dodatkowy opór, tzw. magnetoopór, zjawisko normalne, występujące we wszystkich próbkach niezależnie od ich rozmiarów, a z drugiej strony pole magnetyczne wpływa na efekt rozmiarowy i zmniejsza jego wielkość, zmniejszając ilość zderzeń elektronów przewodnictwa ze ścianami próbki. Przy odpowiednio cienkich drutach i odpowiednio wysokich natężeniach pola magnetycznego czynnik ten odgrywa rolę dominującą i dlatego obserwuje się, że opór ze wzrostem pola magnetycznego nie rośnie, lecz maleje, jak to widać na rys. 11 [8].

Fakt, że zjawiska związane z efektem rozmiarowym mogą wystąpić dopiero przy wystarczająco dużej czystości próbek, ilustruje wykres przedstawiony na rys. 12 [46]. Wykres ten podaje zależność $\Delta R/R$ od pola magnetycznego Postępy Fizyki, Tom XXI, zeszyt 4 30



Rys. 11. Względna zmiana oporu elektrycznego $\Delta E/E$ prętów Zn w polu magnetycznym jako funkcja natężenia pola *H*, przy stosunku oporów $E_{4,2^{r_{\rm K}}/K_{295^{*_{\rm K}}}} = 1,5 \cdot 10^{-5}$ i w temperaturze 4,2°K, dla różnych średnic: 1) d = 0,17 mm, 2) d = 0,8 mm, 3) d = 1,2 mm, 4) d = 4 mm [8]



Rys. 12. Zależność $\Delta R/R$ od pola magnetycznego w 4,22°K dla próbek Sn o różnej czystości
przy 4,22°K dla próbek Sn o różnej czystości. Czystość próbek scharakteryzowana jest przez względny opór resztkowy. Jak widać z rysunku, efekt rozmiarowy i związany z tym odmienny przebieg krzywych $\Delta R/R$ jako funkcji Hdochodzi do głosu przy odpowiedniej czystości metalu.

Z faktu istnienia efektu rozmiarowego wynika oczywiście konieczność używania do pomiarów oporu resztkowego drutów o jak największych średnicach. To z kolei przyczynia się do tego, że musi się zwiększyć długość badanych próbek po to, aby spadek napięcia wzdłuż próbki osiągnął mierzalną wartość. Górną granicę długości próbki wyznacza jednak ta okoliczność, że dla ochłodzenia próbki z uchwytem do 4,2°K (po wstępnym ochłodzeniu azotem) potrzebne jest odparowanie 6 cm³ helu na każdy gram masy, a więc druty nie mogą być zbyt długie, żeby nie było za dużego zużycia helu.

4.3. Wpływ defektów sieciowych

Część oporu spowodowaną defektami nie jest łatwo ocenić. Z jednej bowiem strony wielkość rozproszenia wywołanego różnymi typami defektów znana jest tylko w przybliżeniu, z drugiej zaś strony rzadko kiedy udaje się określić koncentrację każdego defektu.

Rozważano udział w oporze różnego rodzaju defektów, a mianowicie: wakansów, atomów nadmiarowych, dyslokacji, błędów ułożenia, powierzchni granicznych i rozmaitych kombinacji tych defektów ze sobą i z atomami domieszek. Szczególną uwagę poświęcono wakansom i parom wakans—nadmiarowy atom (pary Frenkla) (47).

Wpływ wakansów na opór oceniono jako równy około $1,4 \mu \times \text{om} \cdot \text{cm}$ na 1 procent atomowy [48, 49]. Wynika stąd, że u dobrego typowego przewodnika opór pochodzący od wakansów stanowi w temperaturze pokojowej około 1% oporu całkowitego. Ponieważ opór spowodowany wakansami nie zależy od temperatury, dlatego w niskich temperaturach znacznie przewyższa on opór związany z rozpraszaniem na sieci i domieszkach (w temperaturze helowej jest on niekiedy 1000 razy większy niż opór wywołany domieszkami).

Praktycznie można otrzymać próbki wolne od izolowanych wakansów przez powolne ochładzanie metalu do temperatury pokojowej; daje to nową, odpowiadającą tej temperaturze, koncentrację wakansów, która nieznacznie już tylko wpływa na opór w temperaturze ciekłego helu [50] (rys. 13).

Ważniejsze od indywidualnych wakansów są wakanse związane z atomami substancji rozpuszczonej. Stwierdzono bowiem, że jeżeli atom domieszki jest większy niż atomy metalu macierzystego, wakans taki powoduje zmniejszenie naprężenia w otoczeniu tego atomu, dzięki czemu wytwarza się bardzo trwała struktura [51]. Współczynnik rozproszenia będzie się przy tym w pewnym stopniu zmieniał.

Najpoważniejszą trudność przy pomiarze oporu resztkowego dla celów analitycznych sprawiają wewnętrzne naprężenia. Są one wywołane przede

30*

wszystkim mechaniczną obróbką próbki. Uważa się, co jest oczywiście bardzo dużym uproszczeniem, wszystkie takie defekty za dyslokacje. Ponieważ praktycznie każdą próbkę, której używa się do pomiaru oporu resztkowego, poddaje się obróbce mechanicznej (w większości wypadków jest to wyciskanie lub wyciąganie drutu), dlatego powodzenie pomiarów zależy od tego, czy uda uwolnić się od dyslokacji lub sprowadzić je do odtwarzalnego minimum.

Istnieje kilka teoretycznych interpretacji zdolności rozpraszania przez dyslokacje i pokrewne struktury [52]. Przyjmuje się, że rozproszenie na dyslokacjach jest analogiczne do rozproszenia na wakansach. Jednakże realny opór wywołany obróbką na zimno jest zawsze znacznie większy niż opór obliczony teoretycznie [53-56]. Przypisuje się te rozbieżności mikroszczelinom powstającym przy nagromadzeniu się dyslokacji lub błędom ułożenia atomów.

Sosin i Koehler [55] stwierdzili, że maksymalna wielkość oporu wywołanego dyslokacjami w zdeformowanym Al wynosi około $2,10^{-3} \mu \cdot \text{om} \cdot \text{cm}$.

Rys. 13. Wpływ szybkości ziębienia na zmniejszanie się liczby wakansów w Al (miarą liczby wakansów jest dodatkowy opór $\Delta \varrho$): I - ziębienie w powietrzu z 580°C, II - szybkie ziębienie w powietrzu z 580°C, III - hartowanie w wodzie z 580°C [51]

Jeżeli ta wielkość pozostanie niezmieniona w temperaturze ciekłego helu, to będzie ona przewyższać dziesiątki a nawet setki razy opór całkowity bardzo czystego Al.

Uwzględniając powyższe wywody dochodzi się do wniosku [7], że już tylko 0,1 % maksymalnie możliwej ilości wakansów, 1—10 % ilości dyslokacji i znacznie mniejsza ilość błędów ułożenia ma taki wpływ na wielkość oporu przy 4,2°K, jak oznaczane domieszki i resztkowy opór sieci razem wzięte.

Przy pomiarze oporu resztkowego dla celów analitycznych powinno się zatem unikać, o ile to możliwe, powyżej opisanych defektów. Obecnie żadne pomiary nie mogą pokazać, czy w rezultacie przekrystalizowania dyslokacje zostały zlikwidowane całkowicie, czy tylko większość z nich. Żadne pomiary nie mogą odpowiedzieć na pytanie czy wysokotemperaturowe kierowane wygrzewanie doprowadziło do kondensacji wszystkich wakansów, lub też czy wywołało połączenie się części ich z atomami domieszek lub innymi defektami. Istnieje zatem konieczność ściśle empirycznego podejścia do problemów analitycznych, a sposób przygotowania próbek winien być przebadany osobno dla każdego rodzaju materiału.

Najkorzystniej przedstawia się sytuacja wtedy, gdy próbek używanych do pomiaru oporu resztkowego nie musi się poddawać obróbce mechanicznej, jak to jest, np. z Ga lub In. Jeżeli konieczne jest wyciąganie lub wygniatanie drutów, wtedy należy stosować staranne wygrzewanie w pobliżu temperatury topnienia.

Przy badaniach metali o strukturze regularnej z powodzeniem stosuje się próbki polikrystaliczne, pod warunkiem, że mają one tak duże ziarna, że odległości pomiędzy powierzchniami ograniczającymi je są znacznie większe niż średnia droga swobodna. Natomiast przy metalach niekubicznych mogą być już pewne trudności związane z anizotropowością, której przyczyną może być zorientowane ułożenie ziaren.

4.4. Wpływ niektórych innych czynników

Oprócz wymienionych powyżej głównych czynników, od których zależą wyniki oznaczeń oporu resztkowego, spotyka się jeszcze cały szereg innych.

Tak więc pewne błędy wynikają stąd, że temperatura próbki zanurzonej w kąpieli helowej może być w pewnych granicach zmienna. Zależy ona np. od głębokości zanurzenia. Oprócz tego zmiana punktu wrzenia helu, wywołana zmianą ciśnienia, może doprowadzić do zmiany wielkości $r_{\rm He}$ o kilka procent [7].

Dla Bi [38] wykazano znaczny wpływ na r_{He} odległości pomiędzy punktami przymocowania do próbki przewodów potencjalnych i prądowych.

W przypadku, kiedy metal jest mieszaniną kilku izotopów, pojawia się tzw. "izotopowy" opór resztkowy, wynikający ze zniekształcenia drgań sieci, spowodowanego nieregularnością rozłożenia izotopów.

Jeszcze jedną trudność może stanowić utlenianie się metalu na powietrzu. W tym przypadku konieczne jest wygrzewanie próbek w atmosferze ochronnej.

5. Zastosowania metody pomiaru oporu resztkowego

Jak to podkreślono we wstępie, pomiar oporu w niskich temperaturach należy do czułych metod analitycznych, pozwalających szybko kontrolować czystość. Dlatego też metodę tę można wykorzystać z powodzeniem do śledzenia przebiegu procesu oczyszczania.

Stało się obecnie powszechnym zwyczajem to, że stopień czystości używanych do badań ultraczystych metali wyraża się liczbowo przez wartość ich oporu resztkowego.

Specjalnie użyteczne okazały się pomiary oporu resztkowego przy określaniu rozkładu zanieczyszczeń w strefowo czyszczonych zlewkach metali. Zagadnienie to było tematem dużej ilości prac [3, 6, 57-63 i nast.]. Rysunek 14 podaje przykładowo krzywe rozkładu dla Bi [62]. Oprócz zastosowań analitycznych z pomiaru oporu resztkowego korzysta się przy badaniu takich zjawisk, jak rekrystalizacja, kinetyka defektów sieciowych, wydzielanie się faz w stopach itp. [50, 15-20].



Rys. 14. Zależność $R_T/R_{275^{\circ}K}$ (T = temp. skroplonego powietrza) od długości zlewka Bi po 3-, 6- i 24-krotnym topieniu strefowym: θ — Bi wyjściowy, I — po 3 topieniach strefowych, 2 — po 6 topieniach strefowych, 3 — po 24 topieniach strefowych [62]

Tu należy wspomnieć jeszcze o pewnym specjalnym przypadku zastosowania pomiarów oporu resztkowego. Rozow i Andriejewa [64] określali mianowicie zależność szybkości roztwarzania Al strefowo topionego od wielkości r_T .

6. Dane o oporze resztkowym poszczególnych metali

Wszystkie pierwiastki wykazujące przewodnictwo metaliczne mogą być analizowane za pomocą metody oporu resztkowego. Dotąd tylko niektóre metale zostały pod tym względem odpowiednio dokładnie i szeroko zbadane, badania na innych pierwiastkach są dopiero w toku.

Poniżej podano listę prac, w których jest choćby krótka wzmianka o oporze resztkowym poszczególnych pierwiastków. O tym, o ile ta lista jest kompletna, trudno mówić, gdyż prac dotyczących oporu resztkowego i oporu elektrycznego metali w niskich temperaturach jest bardzo dużo, a poza tym trudno ustalić kryteria dotyczące tego, które prace należy uwzględnić, a które nie.

Podaną poniżej listę należy jeszcze uzupełnić dwoma dawniejszymi pracami, o których była mowa w rozdziale 2, a mianowicie pracą Kamerlingha Onnesa i Tuyna [12] oraz pracą Meissnera i Voigta [13], które zawierają informacje o oporze w niskich temperaturach prawie wszystkich metali.

Antymon: [65, 66, 103] **Bar**: [97] Beryl: [97] Bizmut: [58, 62, 63, 66, 67, 98, 101, 103, 108] Cez: [68] Cyna: [5, 6, 7, 8, 26, 33, 38, 40, 42, 46, 69, 70, 94, 110] Cynk: [26, 33, 38, 46, 57, 71, 72] Cyrkon: [6, 100] Gal: [7, 73, 74] Glin: [3, 6, 7, 8, 10, 29, 30, 33, 38, 46, 47, 50, 59, 60, 61, 64, 72, 75, 76, 77, 91, 102, 104, 105] Ind: [7, 8, 26, 27, 33, 38, 45, 46, 78, 79, 91] Kadm: [8, 26, 33, 38, 46, 57, 71] Magnez: [97, 106] Miedź: [3, 25, 29, 30, 54, 69, 72, 80, 81, 90, 95, 109, 113, 116] Molibden: [29]

Nikiel: [54, 92, 102, 107, 112, 114] Niob: [29] Ołów: [8, 26, 33, 38, 46, 59, 66, 69, 98] Platyna: [99] Potas: [69] Ren: [82] Rod: [83] Rtęć: [40, 115] Rubid: [84] Sód: [43, 44, 84, 85, 86, 96] Srebro: [3, 7, 72] Stront: [97] Tal: [87] Uran: [6] Waph: [97] Wolfram: [6, 30, 69, 88, 89] Złoto: [24, 25, 34, 102] Želazo: [6, 93, 111]

*

Abstract: The residual resistivity method as a means of estimation of total concentration of impurities is presented. The possibility of determination of the relation between the resistivity of the metal and the concentration of the impurities is discussed, other factors increasing the resistivity being taken into account. Various methods of measurement of the residual resistivity are described.

Literatura

- L. R. Weisberg, Non Specific Methods for Analysis of Solids w książce Trace Analysis Physical Methods, wyd. G. H. Morrison, New York 1965, s. 511-543; skrót tego artykułu w Analyt. Chem., 38, 31 A (1966).
- [2] L. R. Weisberg, Electrical Measurements for Trace Characterization w Nat. Bur. Stand. (U.S.) Monogr. No 100, 1967, s. 39-68.
- [3] J. E. Kunzler, J. H. Wernick, AIME Trans, 147, 48 (1958).
- [4] J. E. Kunzler, Electrical Properties of Metals and the Importance of Purity w książce Ultra-High-Purity Metals, Metals Park, Ohio 1962, s. 171-200.
- [5] W. B. Ziernow, Ostatocznoje soprotiwlenije mietałła kak kriterij jego chimiczeskoj czistoty w książce Czistyje mietałły i połuprowodniki, Moskwa 1959, s. 158-164.
- [6] M. F. Montariol, Application des mesures de résistivité électrique aux très basses températures a l'étude de la purification des métaux par la méthode de Pfann ditte méthode de la "zone fondue" w książce Nouvelles propriétés physiques et chimiques des métaux de très haute pureté", Paris 1960, s. 45-69.
- [7] R. Kramer, J. Foster, Residual Resistivity w książce Compound Semiconductors, vol. I, Treparation of III-V Compounds, wyd. R. K. Willardson, H. L. Goering, N. York 1962, s. 146-157.
- [8] B. N. Aleksandrow, Wlijanije primiesiej na elektroprowodnosť mietallow pri nizkich tiempieraturach w książce Reinststoffprobleme, Bd. III, Realstruktur und Eigenschaften von Reinststoffen, wyd. E. Rexer, Berlin 1967, s. 855-866.
- [9] A. Matthiessen, Rep. Brit. Ass., 32, 144 (1862).

- [10] M. Caron, Thèse (Paris 1955), Pub. Sc. Tech. Min. Air, No 328, wg (6).
- [11] A. Matthiessen, C. Vogt, Ann. Phys. Chem., 122, 19 (1864).
- [12] H. Kamerlingh Onnes, W. Tuyn, Leiden Comm. Suppl. No 58 to Nos 169-180 (1926).
- [13] W. Meissner, B. Voigt, Ann. Phys., 7, 761, 892 (1930).
- [14] W. Meissner, H. Franz, H. Westerhoff, Ann. Phys., 13, 505 (1932).
- [15] W. Meissner, H. Franz, H. Westerhoff, Ann. Phys., 13, 967 (1932).
- [16] W. Meissner, H. Franz, H. Westerhoff, Ann. Phys., 17, 593 (1933).
- [17] V. Pospišil, Ann. Phys., 18, 497 (1933).
- [18] E. Kurzyniec, Bull. Internat. Acad. Polon. Sci. Cl. Sci. Math. Nat., 489, 1938 A.
- [19] A. Pasternak, Z. Wojtaszek, Zesz. Nauk. Uniw. Jagiell. Mat. Fiz. Chem., 1, 176 (1954).
- [20] Z. Wojtaszek, Roczniki Chem., 37, 1013 (1963).
- [21] L. Nordheim, Ann. Phys., 9, 607, 641 (1931).
- [22] N. F. Mott, Proc. Phys. Soc. (London), 46, 680 (1934).
- [23] A. L. Norbury, Trans. Faraday Soc., 17, 257 (1921).
- [24] J. O. Linde, Ann. Phys., 10, 52 (1931).
- [25] J. O. Linde, Ann. Phys., 15, 219 (1932).
- [26] B. N. Aleksandrow, Fiz. Miet. i Mietallowied., 14, 434 (1962).
- [27] M. Protopescu, St. Zămîrcă, N. Petrescu, V. Triță, Studii și cercetări de metalurgie Acad. RPR, 7, 305 (1962).
- [28] D. K. C. MacDonald, Electrical Conductivity of Metalls and Alloys at Low Temperatures w książce Encyclopedia of Physics, Vol. XIV, Low Temperature Physics I, wyd. S. Flügge, Berlin 1956, s. 137-197.
- [29] P. Margotin, R. Durand, Mémoires Scientifiques Rev. Métallurg., 59, 255 (1962).
- [30] C. B. Bean, R. W. De Blois, L. B. Nesbitt, J. Appl. Phys., 30, 1976 (1959).
- [31] E. Grüneisen, Ann. Phys., 16, 530 (1933).
- [32] F. Seitz, The Modern Theory of Solids, New York, London 1940, rozdz. XV, str. 516.
- [33] B. N. Aleksandrow, I. G. Diakow, ZETF, 43, 852 (1962).
- [34] W. J. de Haas, G. J. van den Berg, Physica, 4, 683 (1937).
- [35] M. Kohler, Z. Phys., 126, 495 (1949).
- [36] J. M. Ziman, Electrons and Phonons, London 1960.
- [37] R. B. Dingle, Proc. Roy. Soc. (London), A 201, 545 (1950).
- [38] B. N. Aleksandrow, ZETF, 43, 399 (1962).
- [39] K. H. Berthel, Phys. Status Solidi, 5, 159 (1964).
- [40] E. R. Andrew, Proc. Phys. Soc., A 62, 77 (1949).
- [41] L. R. Weisberg, R. M. Josephs, Phys. Rev., 124, 36 (1961).
- [42] J. E. Kunzler, C. A. Renton, Phys. Rev., 108, 1397 (1957).
- [43] R. G. Chambers, Proc. Roy. Soc., A 202, 378 (1950).
- [44] D. K. C. MacDonald, Nature, 63, 637 (1949).
- [45] J. L. Olsen, Helv. Phys. Acta, 31, 713 (1958).
- [46] B. N. Aleksandrow, ZETF, 43, 1231 (1962).
- [47] F. J. Bradshaw, S. Pearson, Phil. Mag., 2, 570 (1957).
- [48] P. Jongenburger, Phys. Rev., 90, 710 (1953).
- [49] F. J. Blatt, Phys. Rev., 99, 1708 (1955).
- [50] M. M. Wintenberger, Issledowanije ustranienija diefiektow rieszotki czistego aluminija mietodom izmienienija elektrosoprotiwlenija pri nizkich tiempieraturach w książce Fiziczeskije i chimiczeskije swojstwa mietałłow wysokoj czistoty, Moskwa 1964, s. 125-139 (tłumaczenie książki przytoczonej pod [6]).
- [51] C. Panseri, F. Gatto, F. Federighi, Acta Met., 6, 198 (1958).
- [52] Discolations and Mechanical Properties of Crystals, wyd. J. C. Fisher, W. G. Johnston, R. Thomson, T. Vreeland Jr., New York 1957, rozdz. III pt. Work Hardening and Recovery, s. 243-358.
- [53] W. Boas, jak w [52], s. 333.

- [54] A. Seeger, jak w [52], s. 347.
- [55] A. Sosin, J. S. Koehler, Phys. Rev. 94, 1422 (1954).
- [56] H. G. Van Bueren, Acta Met., 3, 524 (1955).
- [57] W. N. Czierniajew, W. B. Ziernow, G. L. Powiebskaja, S. A. Jerszowa, I. I. Kłofacz, Z. P. Ch., 39, 1259 (1966).
- [58] B. N. Aleksandrow, Fiz. Miet. i Mietallowied., 14, 733 (1962).
- [59] B. N. Aleksandrow, I. G. Diakow, Fiz. Miet. i Mietallowied., 14, 267 (1962).
- [60] W. N. Wigdorowicz, W. W. Krapuchin, I. F. Czernomordin, Izw. AN SSSR OTN Mietałłurgia i Topliwo, 4, 99 (1960).
- [61] G. Chaudron, Bull. Soc. Chim. (France), 1961, nr. 1, 18.
- [62] W. Żdanowicz, Zesz. Nauk. Polit. Wrocł. Chemia, 5, 25 (1958).
- [63] J. Dubowy, Z. Wojtaszek, Zesz. Nauk. Uniw. Jagiell. Chemia, 11, 311 (1966).
- [64] M. N. Rozow, M. A. Andriejewa, ZPCh, 39, 218 (1966).
- [65] M. S. Steele, Phys. Rev., 97, 1720 (1955).
- [66] W. Geil, S. Ziegenbalg, Über die Reinigung von Wismut, Antimon und Blei durch Zonenschmelzen w książce Reinststoffe in Wissenschaft und Technik, Berlin 1963, s. 245-255.
- [67] W. Geil, Über die Beeinflussung der elektrischen Kenngrössen des Wismuts durch Verunreinigungenw książce Reinststoffprobleme, Bd. I. Reinstoffdarstellung, wyd. E. Rexer, Berlin 1966, s. 559-575.
- [68] G. K. White, Canad. J. Phys., 34, 1328 (1956).
- [69] G. J. Van den Berg, Physica, 14, 111 (1948).
- [70] B. N. Aleksandrow, B. I. Wierkin, W. I. Łazariew, Fiz. Miet. i Mietallowied., 2, 93 (1956).
- [71] B. G. Łazariew, N. M. Nachimowicz, J. A. Parfienowa, ZTEF, 9, 1169 i 1182 (1939).
- [72] F. Pawlek, D. Rogalla, Cryogenics, 6, 14 (1966).
- [73] W. J. de Haas, J. W. Blom, Physica, 4, 778 (1937).
- [74] L. R. Weisberg, R. M. Josephs, Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 430 (1960).
- [75] K. R. Vassel, Aluminium, 33, 781 (1957).
- [76] J. G. Thomas, E. Mendoza, Phil. Mag., 43, 900 (1952).
- [77] M. P. Garfunkel, F. G. Dunnington, B. Serin, Phys. Rev., 79, 211 (1950).
- [78] G. K. White, S. B. Woods, Rev. Sci. Instrnm., 28, 638 (1957).
- [79] P. Cotti, Helv. Phys. Acta, 33, 667 (1960).
- [80] G. K. White, Austr. J. Phys., 6, 397 (1953).
- [81] J. Lauwan, R. L. Dolecek, R. T. Webber, J. Phys. Chem. Solids, 11, 37 (1959).
- [82] G. K. White, S. B. Woods, Canad. J. Phys., 35, 656 (1957).
- [83] E. G. Price, B. Taylor, Nature, 195, 272 (1962).
- [84] D. K. C. MacDonald, Phil. Mag., 2, 97 (1957).
- [85] S. B. Woods, Canad. J. Phys., 34, 223 (1956).
- [86] D. K. C. MacDonald, K. Sarginson, Proc. Roy. Soc., A 203, 223 (1950).
- [87] Z. Wojtaszek, R. Lehman, praca w przygotowaniu do druku.
- [88] K. H. Berthel, H. E. Longo, K. Schlaubitz, Restwiderstandsmessungen an elektronenzonengeschmolzenem Wolfram w książce Reinststoffe in Wissenschaft und Technik, Berlin 1963, s. 293-300.
- [89] E. Krautz, H. Schultz, Z. Metallkde, 49, 399 (1958).
- [90] D. K. C. MacDonald, W. B. Pearson, Acta Metallurgica, 3, 392 i 403 (1955).
- [91] G. Chanin, E. A. Lynton, B. Serin, Phys. Rev., 114, 719 (1958).
- [92] A. C. Ehrlich, D. Rivier, J. Phys. Chem. Solids, 29, 1293 (1968).
- [93] W. Glaeser, H. Imgrund, H. Wever, Phys. Status Solidi, 24, K 5 (1967).
- [94] E. A. Lynton, B. Serin, N. Zucker, J. Phys. Chem. Solids, 3, 165 (1957).
- [95] D. K. C. MacDonald, W. B. Pearson, Acta Metallurgica, 3, 403 (1955).
- [96] D. K. C. MacDonald, K. Mendelssohn, Proc. Roy. Soc., A 202, 103 (1950).
- [97] D. K. C. MacDonald, K. Mendelssohn, Proc. Roy. Soc., A 202, 523 (1950).

- [98] W. J. Mikriukow, N. A. Tiapuchina, Fiz. Miet. i Mietallowied., 3, 31 (1956).
- [99] W. Nernst, Ann. Phys., 36, 395 (1911).
- [100] L. Renucci, J. P. Langeron, P. Lehr, C. R. Acad. Sci., 249, 1113 (1959).
- [101] K. Tanaka, J. Phys. Soc. Japan, 20, 1633 (1965).
- [102] J. H. Wernick, D. Dorsi, J. J. Byrnes, J. Elektrochem. Soc., 106, 245 (1959).
- [103] G. K. White, S. B. Woods, Phil. Mag. [8] 3, 342 (1958).
- [104] G. Revel, Memoires Scientifiques Rev. Metallurg., 65, 181 (1968).
- [105] G. Revel, Annales des Mines, Avril 1968.
- [106] Th. Chaudron, G. Revel, Memoires Scientifiques Rev. Metallurg., 64, 561 (1967).
- [107] M. C. Cadeville, J. Durand, Solid State Commun., 6, 399 (1968).
- [108] N. Garcia, J. H. Kao, Phys. Letters, 26A, 373 (1968).
- [109] D. K. C. MacDonald, W. B. Pearson, Phys. Rev., 88, 149 (1952).
- [110] J. E. Gueths, C. A. Reynolds, M. A. Mitchell, Phys. Rev., 150, 346 (1966).
- [111] A. I. Schindler, B. C. La Roy, J. Appl. Phys., 39, 3610 (1967).
- [112] F. C. Schwerer, J. Silcox, J. Appl. Phys., 39, 2047 (1967).
- [113] R. Powell, M. Roder, W. J. Hall, Phys. Rev., 115, 314 (1959).
- [114] G. K. White, R. J. Tainsh, Phys. Rev. Letters, 19, 165 (1967).
- [115] B. N. Aleksandrow, O. I. Lomonos, S. W. Cywinskij, N. N. Antonowa, Fiz. Miet. i Mietallowied., 27, 265 (1969).
- [116] J. LeHericy, C. R. Acad. Sci., 251, 1385 (1960).

Włodzimierz Żuk

Instytut Fizyki UMCS Lublin

Obszar małej stabilności jąder i zagadnienie elektromagnetycznej separacji izotopów na wiązce

Nuclides of Far-Off Stability Regions and Problems of Electromagnetic Separation On-Line

1. Obszar małej stabilności jąder atomowych

Jądra atomowe zbudowane są tylko z dwóch składników, protonów, tj. jąder lekkiego izotopu wodoru i neutronów. Liczbę protonów w jądrze oznaczamy literą Z, określa ona numer porządkowy jądra w układzie naturalnym pierwiastków. Całkowita liczba protonów i neutronów oznaczana jest liczbą masową A, wobec czego różnica A-Z daje liczbę neutronów zawartych w jądrze.

W układzie naturalnym pierwiastków liczbę Z = 1 posiada wodór i następnie kolejno wzrastającym Z odpowiadają pierwiastki, których jądra są zbudowane nie tylko z coraz większej liczby protonów, lecz także i neutronów, a więc pierwiastki coraz cięższe, o wzrastającej liczbie masowej A.

Ustalonej liczbie Z określającej wybrany pierwiastek odpowiada mniejsza lub większa liczba jąder o różnych liczbach masowych A, a więc także i różnych liczbach neutronów A-Z, są to izotopy danego pierwiastka. Część z nich może być trwała, tj. nie ulegać rozpadowi promieniotwórczemu, część zaś promieniotwórcza. Już pierwszy pierwiastek układu naturalnego posiada dwa trwałe izotopy: wodór lekki, którego jądro zbudowane jest tylko z protonu, tj. Z = A = 1, i wodór ciężki określony liczbami Z = 1 i A = 2, którego jądro zbudowane więc jest z jednego protonu i jednego neutronu. Tlen posiada trzy izotopy trwałe o kolejnych liczbach masowych 16, 17 i 18. Jądra tych wszystkich izotopów złożone są z 8 protonów i kolejno wzrastającej liczby neutronów 8, 9 i 10. Budowę jądra można zaznaczyć zapisując przy symbolu pierwiastka jego numer porządkowy i liczbę masową: ¹⁶₈O, ¹⁷₈O i ¹⁸₈O. Dla niektórych liczb porządkowych układu naturalnego nie znaleziono odpowiadających tym pierwiastkom izotopów trwałych, są to liczby 43, 61, także wszystkie jądra o liczbie Z większej od 83, posiadają wyłącznie izotopy promieniotwórcze. Bizmut, a w szczególności jedyny jego trwały izotop ²⁰⁹₈₅B_i posiada więc jadro o najwyższej ze znanych jąder trwałych liczbie porządkowej i masowej. Ostatnim spotykanym w większych ilościach w przyrodzie pierwiastkiem jest uran, którego wszystkie trzy izotopy $^{234}_{92}$ U, $^{225}_{92}$ U i $^{288}_{92}$ U są nietrwałe i emitując cząstki a rozpadają się z czasami połowicznego zaniku odpowiednio 2,5 · 10⁵, 7,1 · 10⁸ i 4,5 · 10⁹ lat. Sztucznie, drogą reakcji jądrowych można wytworzyć dalsze pierwiastki o wyższej liczbie porządkowej Z, są to tzw. transurany. W latach ostatnich uzyskano drogą reakcji jądrowych pierwiastki do Z = 105włącznie. Wszystkie izotopy tych pierwiastków są jednak nietrwałe i rozpadają

się z krótszym lub dłuższym czasem połowicznego zaniku.

Badania podjęte przez J. J. Thomsona jeszcze w 1913 r., a następnie kontynuowane przez F. W. Astona i innych pozwoliły ustalić, że większość pierwiastków posiada więcej niż jeden trwały izotop. Po jednym trwałym izotopie ma jedynie 20 pierwiastków, niektóre zaś, jak cyna, posiada ich 10, gaz szlachetny ksenon 9, kadm 8. Od czasu odkrycia zjawiska izotopii minęło prawie 60 lat i badania prowadzone w tym zakresie pozwoliły wykryć izotopy nawet takie, których stężenie w naturalnych próbkach pierwiastka nie przekracza setnych części procenta. Znanych trwałych izotopów jest obecnie 267 i znaczne powiększenie tej liczby jest mało prawdopodobne, tym bardziej, że także znajomość izotopów promieniotwórczych o sąsiednich Z i A wyklucza istnienie nieznanych trwałych.

Liczby protonów Z i neutronów N = A - Z, jeżeli pominiemy stany metastabilne, określają jednoznacznie jądro atomowe. W płaszczyźnie Z - N możemy więc umieścić wszystkie znane jądra atomowe, w szczególności jądra trwałe. Okaże się wtedy, że jądra te ułożone są nieco ponad prostą Z = N, tj. średnio, szczególnie dla jąder ciężkich istnieje mała przewaga liczby neutronów nad liczbą protonów. Ten charakterystyczny pas zajmowany przez jądra trwałe w płaszczyźnie Z - N nazywamy ścieżką stabilności.

Jeżeli przy ustalonym Z będziemy zmniejszać lub zwiększać liczbe neutronów A-Z, możemy uzyskać jądra promieniotwórcze z niedomiarem neutronów. rozpadające się z emisją β^+ względnie drogą wychwytu K, lub jadra z nadmiarem neutronów, ulegające rozpadowi β -. W miarę odchodzenia od ścieżki stabilności czasy rozpadu stają się na ogół coraz krótsze. Na przykładzie dowolnego pierwiastka regułę tę możemy sprawdzić. Pierwiastek o numerze porządkowym 15, fosfor, posiada tylko jeden izotop trwały ³¹₁₅P. Oprócz tego izotopu znane są jednak aż trzy izotopy z niedomiarem neutronów, czyli neutronowo deficytowe, rozpadające się drogą emisji pozytonów. Są to izotopy o liczbach masowych A = 30, 29 i 28 oraz kolejnych czasach połowicznego zaniku 2,6 m, 4,4 s i 0,28 s. Znane są także trzy izotopy ciężkie, β^- promieniotwórcze, fosfor 32, 33 i 34 o czasach połowicznego zaniku 14,3 d, 25 d i 12,4 s. W miarę wzrostu liczby porządkowej pierwiastka wzrasta także liczba izotopów promieniotwórczych. Lantan, pierwiastek 57, posiada jeden izotop trwały o liczbie masowej 139 i jeden o bardzo długim czasie rozpadu, występujący w przyrodzie, o liczbie masowej 138. Oprócz tych izotopów lantan posiada jednak aż 14 izotopów lekkich o czasach połowicznego zaniku do 1 minuty i 5 znanych izotopów promieniotwórczych ciężkich [1], [2], [3].

W miarę wzrostu liczby porządkowej pierwiastków obszar po obu stronach ścieżki stabilności, zajmowany przez izotopy promieniotwórcze zarówno z nadmiarem, jak też niedomiarem neutronów, poszerza się, równocześnie wzrasta liczba możliwych izotopów promieniotwórczych. Można zadać pytanie, jak daleko można odejść od ścieżki stabilności i czy istnieje granica obszaru zajmowanego przez jądra promieniotwórcze. Jądra z nadmiarem protonów istnieją tak długo, jak długo na usunięcie ostatniego protonu z jądra wymagane jest wykonanie pracy. Z chwilą gdy praca usunięcia ostatniego protonu spada do zera $B_p = 0$, jądro nie może już być uważane za układ związanych nukleonów. Obszar izotopów lekkich rozpadających się z emisją pozytonów jest więc



Rys. 1. Położenie jąder trwałych i znanych jąder beta promieniotwórczych w układzie osi współrzędnych Z, N. Krzywe $B_p = 0$ i $B_n = 0$ wyznaczają granice obszaru występowania jąder

ograniczony krzywą $B_p = 0$. Energia wiązania ostatniego protonu jądra (Z, N) zdefiniowana jest jako różnica energii wiązania jądra (Z, N) i jądra (Z-1, N):

$$B_{p}(Z, N) = E_{w}(Z, N) - E_{w}(Z-1, N).$$
(1)

Podobnie obszar jąder β^- promieniotwórczych ograniczony jest krzywą $B_n=0.$

$$B_n(Z, N) = E_w(Z, N) - E_w(Z, N-1).$$
(2)

W chwili obecnej znanych jest około 1500 izotopów promieniotwórczych, z których większość wytworzona została sztucznie w wyniku przeprowadzonych reakcji jądrowych. Z wielkości powierzchni ograniczonej krzywymi $B_p = 0$ i $B_n = 0$ można wnioskować, że izotopów promieniotwórczych powinno być znacznie więcej, bo około 4500. Poznanie ich niewątpliwie może dostarczyć

nowych faktów ułatwiających lepsze zrozumienie charakteru sił jądrowych i struktury jądra atomowego [4].

Na drodze do zrealizowania planu badań jąder dalekich od ścieżki stabilności stoją jednak znaczne trudności techniczne. Główna z nich, to krótki czas życia tych nuklidów. Uzyskane w wyniku bombardowania tarcz izotopy winne być usunięte z tarczy i po elektromagnetycznym rozdzieleniu w separatorze zebrane na kolektorze zaopatrzonym w półprzewodnikowe lub scyntylacyjne detektory promieniowania jonizującego. Z uwagi na stosowaną technikę, metoda ta uzyskała nazwę metody elektromagnetycznej separacji na wiązce. W 1966 r. odbyła się w Lysekil w Szwecji międzynarodowa konferencja na temat metod badania nuklidów dalekich od ścieżki stabilności, podobna konferencja ma odbyć się w roku 1970 w Szwajcarii. Jednocześnie powstały grupy naukowe, które podjęły intensywne badania w tym kierunku.

Projekt badań pod nazwą ISOLDE jest realizowany przez grupę CERN-u w Genewie, inny pod nazwą JASNAPP w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej.

W obecnej chwili zagadnienie jąder dalekich od obszaru stabilności jest jednym z najbardziej aktualnych problemów w fizyce jądrowej niskich energii. Szereg dużych ośrodków fizyki jądrowej zalicza poszukiwanie nowych izotopów i badanie ich własności natychmiast po wytworzeniu do głównych punktów swego programu naukowego.

2. Metody uzyskiwania jąder dalekich od obszaru stabilności

Celem uzyskania nuklidów położonych daleko od ścieżki stabilności można skorzystać z bardzo różnych rodzai reakcji. Zazwyczaj określony nuklid daje się wytworzyć drogą kilku rozmaitych reakcji jądrowych. Jednocześnie jednak w wybranym typie reakcji może powstać nie jedno, lecz większa liczba nowych jąder promieniotwórczych. Niektóre z nich mogą być położone w obszarze małej stabilności i posiadać krótki okres połowicznego zaniku. Badanie ich jest możliwe jedynie po uprzednim szybkim oddzieleniu od reszty materiału promieniotwórczego. Metoda elektromagnetycznej separacji jest szczególnie przydatna zarówno do szybkiego oddzielania, jak też wyznaczania masy izotopu, co często wystarcza już do jego identyfikacji. Dodatkowo, dla określenia ładunku nuklidu Z, można stosować metodę $\Delta E, E,$ tj. przy pomocy ciężkiego i grubego detektora półprzewodnikowego można wyznaczyć stratę energii jonu na jednostce drogi i jego energię całkowitą.

Wśród wielu możliwych reakcji na uwagę zasługują:

a) Rozszczepienie nuklidów pierwiastków ciężkich ${}^{252}C_{f}$, ${}^{235}U$, ${}^{239}P_{u}$ pod wpływem neutronów termicznych. Wynikiem tej reakcji są jądra z nadmiarem neutronów.

b) Wielokrotny wychwyt neutronów w silnych strumieniach neutronowych prowadzi także do powstania jąder promieniotwórczych z nadmiarem neutronów.

c) Reakcje z protonami średniej energii typu (p, xn) prowadzą do powstawania izotopów z niedomiarem neutronów, zaś reakcje typu (p, 2p)(p, 2pxn) do izotopów z nadmiarem neutronów.

d) Szczególnie jednak interesujące są reakcje głębokiego rozszczepienia pod wpływem protonów wysokiej energii ok. 600 MeV. W tarczach Ta, W, Th, U poddanych działaniu wysokoenergetycznych protonów powstają krótkożyciowe nuklidy zarówno z niedomiarem, jak też nadmiarem neutronów i o bardzo różnej wydajności.

e) Wydaje się jednak, że największe możliwości dają reakcje z ciężkimi jonami. W reakcjach tego typu można rozróżnić dwa przypadki.

1. Oddziaływanie jądra jonu z jądrem tarczą nie prowadzi do pełnego zlania się dwóch jąder w jądro przejściowe, lecz jedynie do przekazywania



Rys. 2. Przekrój czynny dla izotopów Te powstających w reakcji rozszczepienia ²³⁸U jonami ²⁰Ne. Białe kółka oznaczają stany podstawowe, zaczernione — stany izomeryczne jąder

nukleonów. W wyniku powstają jądra promieniotwórcze zarówno z nadmiarem, jak też niedomiarem neutronów. Reakcje tego typu posiadają znaczne przekroje czynne i mogą być źródłem izotopów położonych daleko od obszaru stabilności.

2. Reakcja pełnego zlania się dwóch reagujących jąder w jądro przejściowe. Mechanizm tej reakcji jest podobny do mechanizmu reakcji (p, xn) i można ją zapisać w postaci (CJ, Xn). Ciężki jon łączy się z jądrem tarczą w jądro przejściowe, a następnie powstające jądro w stanie silnego wzbudzenia ulega rozszczepieniu emitując nadmiar neutronów. W wyniku reakcji powstają izotopy z niedomiarem neutronów, część których może posiadać ciekawe własności np. być emiterami protonów [5].

Wydajności poszczególnych izotopów powstających w procesie rozszczepienia jąder ciężkich jonami wykazują znacznie mniejsze różnice niż wydajności uzyskiwane w procesie rozszczepienia neutronami cieplnymi. Dlatego też w wielu przypadkach dla uzyskania określonego izotopu położonego daleko od ścieżki stabilności stosowana jest właśnie ta metoda. Zmianę przekroju czynnego izotopów Te wytworzonych w reakcji $^{288}_{42}$ U($^{20}_{10}$ Ne, f)Te w zależności od liczby masowej A, ilustruje rys. 2. Widzimy, że wraz ze zmianą liczby masowej A, przekrój czynny σ zmienia się stosunkowo nieznacznie, bo w stosunku



Rys. 3a. Przekroje czynne dla syntezy izotopów Mn. Reakcje, w których powstają izotopy manganu zostały zaznaczone przy poszczególnych krzywych

476

1:50 [6]. Reakcje zachodzące pod działaniem protonów wysokiej energii typu (p, xn) lub (p, 2p) także prowadzą do wytworzenia wielu izotopów danego pierwiastka, jednakże różnice przekrojów czynnych dla poszczególnych izotopów są znacznie większe. Wykresy wydajności uzyskanych dla izotopów manganu i renu widzimy na rys. 3a i 3b [7]. Reakcja ciężkiego jonu z jądrem tarczą może prowadzić także do uzyskania izotopów pierwiastków transuranowych. Przykładem może być reakcja jonu neonu z plutonem, prowadząca do wytworzenia pierwiastka 104, Kurczatowa:

 $^{242}_{98}$ Pn ($^{22}_{10}$ Ne, 4n) $^{260}_{104}$ Ku.

Reakcja z ciężkimi jonami może więc prowadzić nie tylko do uzyskania izotopów małej stabilności położonych w środku układu naturalnego, lecz także i nowych pierwiastków transuranowych. Właśnie drogą takich reakcji udało się w Laboratorium Reakcji Jądrowych Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej uzyskać 260 izotop pierwiastka 104 i prawdopodobnie dwa izotopy 260 i 261 pierwiastka 105.

Reakcje z ciężkimi jonami mogą być także źródłem izotopów neutronowo nadmiarowych pierwiastków lekkich. W tym samym laboratorium ZIBJ drogą



Rys. 3b. Przekroje czynne dla izotopów Rn, wytwarzanych różnymi metodami Postępy Fizyki, Tom XXI, zeszyt 4

31

bombardowania tarczy naturalnego toru, ²³²Th, jonami ²²Ne, przyspieszonymi w cyklotronie ciężkich jonów do energii 174 MeV, uzyskano nowe ciężkie izotopy pierwiastków lekkich ²³F, ²⁴F oraz ²⁵Ne i ²⁶Ne. Bombardowanie zaś tej samej tarczy jonami ¹⁸O pozwoliło uzyskać izotopy ¹⁸C, ²⁰N i ²²O [8].

3. Zagadnienie akceleratorów, nowe projekty akceleracji i akceleratorów

Projekty badań izotopów małej stabilności przewidują zastosowanie klasycznych metod akceleracji, jak też budowę unikalnych urządzeń. Dane klasycznych akceleratorów stosowanych w tym celu podaje załączona tabelka.

Tabela I

Akcelerator	Natężenie wiązki i rodzaj cząstek	Energia MeV
Cyklotron izochronowy Synchrocyklotron Akcelerator ciężkich jonów	$\begin{vmatrix} 100 \ \mu A \ (p, d, a) \\ 1 \ \mu A \ (p) \\ 0k. \ 6 \cdot 10^{12} = 1 \ \mu A \end{vmatrix}$	< 50 600 MeV zmienna
Generator neutronów	dla poj. naładowanych 10 ¹⁰ n/cm ² ·s	14 MeV

Dane akceleratorów i generatora neutronów

Specjalne jednak zainteresowanie budzi zagadnienie przyspieszenia jonów ciężkich do wielkich energii. Obecnie jonami, które można przyspieszać, są jony węgla, neonu do jonów argonu włącznie.

Opanowanie techniki przyspieszania jonów najcięższych nawet pierwiastków do energii około 7 MeV na nukleon, tj. równej średniej energii wiązania nukleonu w jądrze, otworzyłoby nowe możliwości produkcji izotopów dalekich od ścieżki stabilności. Tej energii przypadającej na nukleon, dla jąder ciężkich odpowiadałaby energia rzędu 1500 MeV. Aby uzyskać taką energię przyspieszanego jonu konieczna jest jego wielokrotna jonizacja. Realizacja wysokiego stopnia jonizacji jonu możliwa jest w procesie dwustopniowym. Wielokrotnie zjonizowane jony wytworzone w źródle jonów zostają przyspieszone, a następnie przechodzą poprzez tarcze gazowe lub folie węglowe, na których następuje zwiększenie stopnia jonizacji w wyniku zdarcia (strippingu) dalszych elektronów.

Opracowane zostały dwa rodzaje źródeł jonów, oba typu głowicy Penninga, z wyładowaniem jarzeniowym w polu magnetycznym.

Pierwsze źródło z zimną katodą i dużym spadkiem katodowym, przez grupę z Berkeley (projekt HILAC). Pracuje ono impulsowo przy napięciu zasilania 2000 V (rys. 4) oraz prądzie 1,5 A.

Drugie posiada katodę żarzoną, skonstruowała go grupa naukowców z Instytutu w Argonne. Źródło pracuje przy napięciu 300 V, prądzie 10 A w ciągłym reżimie zasilania. Zwiększenie krotności jonizacji jonów zawartych w strumieniu jest możliwe drogą zdarcia elektronów na tarczach węglowych lub gazowych.

$$X^+ + e \rightarrow X^{2+} + 2e$$
.

Przekroje czynne na tę reakcję są dla szeregu jonów niespodziewanie duże i dochodzą do 10^{-12} cm². Fakt ten tłumaczy się stanami wzbudzonymi jonów wchodzących w skład wiązki.

Jest kilka projektów akceleratorów jonów ciężkich. Do ciekawszych należy projekt akceleratora liniowego opracowany w NRF, UNILAC. Projekt ten zakłada, że jon 11-krotnie zjonizowany zostaje przyspieszony w akceleratorze



Rys. 4. Wydajność źródła Hilac z zimną katodą dla jonów kryptonu i xenonu wielokrotnie zjonizowanych

typu Wideroe, następnie dodatkowo w drugim akceleratorze liniowym typu Alvareza, następnie wchodzi w układ tarcz gazowych, które zwiększają jego ładunek do n = 28. Jeżeli zamiast przez tarcze gazowe jon przechodzi przez odpowiednie folie węglowe, ładunek jego może wzróść do n = 52. Jony o tak dużych ładunkach zostają przyspieszone powtórnie w akceleratorze typu

31*

Alvareza, a w fazie końcowej w akceleratorze złożonym z 20 pojedynczych rezonatorów.

Długość projektowanego akceleratora 55 m, końcowa energia jonów minimum 1,5 MeV/A, co dla jonów uranu daje 360 MeV. Ładunek elementarny przechodząc przez zaplanowany układ uzyskiwałby energię 83 MeV [9].

Ciekawym rozwiązaniem akceleratora cyklicznego przeznaczonego do przyspieszania jonów pierwiastków ciężkich do wysokich energii jest "Omnitron", zaprojektowany w Lawrence Radiation Laboratory Uniwersytetu Californijskiego w Berkeley [10].

Zasadniczą częścią tego akceleratora jest synchrocyklotron o średnicy toru jonów 2R około 35 m i dużej wartości sztywności BR, pracujący przy częstości 60 Hz. Z elektrostatycznego akceleratora pomocniczego, dodatnie jony o energii 3 MeV wstrzyknięte są do komory synchrocyklotronu i następnie przyspieszone



Rys. 5. Schemat liniowego'akceleratora ciężkich jonów UNILAC

do żądanej energii. Znaczna wartóść B pozwala na przyspieszanie nawet ciężkich jonów o małych ładunkach, dla których stosunek ładunku do liczby masowej nie przekracza 1/20, $\varepsilon = 0,05$. Jak wszystkie synchrocyklotrony, także i ten pracuje tylko w impulsach powtarzających się każde 1/60 sekundy = 16 ms. Synchrocyklotron otoczony jest jednak pierścieniem, pozwalającym na magazynowanie wiązek jonowych przyspieszonych w synchrocyklotronie w poszczególnych impulsach. Czas magazynowania wiązki — 8 ms, po którym w momencie zmniejszenia pola magnetycznego synchrocyklotronu wiązka zostaje wstrzyknięta powtórnie do jego komory. Ładunek jonów w chwili powrotu ich do synchrocyklotronu może być powiększony w oddziaływaniu z cienką folią, na której zostają zdarte dodatkowe elektrony. W następnym okresie pracy synchrocyklotronu jony powracające, posiadające jednak w momencie powtórnego wejścia w układ większą wartość $\varepsilon = 0,5$, zostają przyspieszone dodatkowo.

Możliwe do uzyskania energie zależą od masy przyspieszanych jonów. Dla liczby masowej od 1 do 40 energie mogą osiągać wartości 50–400 MeV/nukleon, malejąc z wzrostem masy. Dla mas 200–250 energia ta spada do 3 MeV/nukleon.

Natomiast protony, denterony i cząstki można przyspieszać do energii rzędu 1 BeV przy strumieniu przyspieszanych cząstek ok. 10^{12} cząstek/s. Strumień ten spada wraz z wzrostem ładunku jonu *n* w wyniku oddziaływania elektrostatycznego i dla ciężkich jonów nie przekracza 10^{10} jonów/s.

4. Separatory o szybkim działaniu i zagadnienie separacji izotopów na wiązce

Zwrócenie uwagi na zagadnienie jąder dalekich od obszaru stabilności wywołało także zainteresowanie możliwością ich badań, a w szczególności możliwością zastosowania do tego celu metody elektromagnetycznej separacji izotopów. Od około pięciu lat szereg większych laboratoriów fizyki jądrowej podejmuje prace nad konstrukcją separatorów pozwalających na rozdział izotopów w możliwie krótkim czasie po ich wytworzeniu w reakcji lub na ich badanie, o ile jest to możliwe, jeszcze w czasie trwania procesu wytwarzania. Niektóre laboratoria zrealizowały już częściowo programy swe w zakresie separacji na wiązce uzyskując godne uwagi wyniki.

Idea wykorzystania rozdzielonych elektromagnetycznie izotopów do badań w zakresie fizyki jądrowej nie jest nowa i już pierwsze separatory były w tym celu budowane.

W r. 1934 w Cavendish Laboratory Uniwersytetu Cambridge w Anglii został zbudowany pierwszy separator, którego działanie oparto na zasadzie filtru Wiena. Konstruktorzy Oliphant, Shire i Crowther uzyskali prądy rozdzielonych izotopów litu rzędu 5 μ A, zaś otrzymane ilości wystarczyły do przeprowadzenia doświadczeń nad reakcją (p, a) na czystych izotopach [11]. Także w 1934 r. w Instytucie Technologicznym w Kalifornii Smythe, Rumbangh i West zbudowali separator izotopów metali alkalicznych. Aparatura posiadała źródło jonów pracujące na zasadzie termoemisji jonowej i 90° odchylające pole magnetyczne. Był to więc pierwszy separator, w którym do rozdzielenia izotopów wykorzystano dyspersyjne własności soczewki magnetycznej [12].

Separator z promieniem krzywizny toru jonów w polu magnetycznym 100 cm i 90° kątem odchylenia został w 1937 r. zbudowany w Politechnice w Berlinie przez Walchera. Podobnie jak i poprzednie separatory posiadając termoemisyjne źródło jonów przeznaczony był do rozdzielania izotopów metali alkalicznych [13].

Znacznie udoskonalony elektromagnetyczny separator izotopów został uruchomiony w 1943 r. przez J. Kocha i Bendt-Nielsena w Instytucie Fizyki Teoretycznej w Kopenhadze [14]. Separator ten w ciągu następnych lat został zmodyfikowany i stał się wzorem dla separatorów budowanych w Szwecji, Norwegii, Ameryce Północnej, Afryce Południowej i szeregu innych krajów [15]-[16]. Separator w Kopenhadze, a także następne, budowane na jego wzór, były używane już nie tylko do sporządzania czystych tarcz izotopowych, lecz także do rozdzielania izotopów promieniotwórczych potrzebnych w badaniach spektroskopii jądra atomowego. W Laboratorium Metalurgicznym w Chicago w 1944 r. podjęto badania produktów rozszczepienia uranu, powstających w reaktorach. Do tego celu zastosowano w 1946 r. mały separator zbudowany na wzór spektrometru Niera, tj. z 60° soczewką magnetyczną. Tę samą technikę badań zastosowano także w Kalifornijskim Uniwersytecie w Berkeley do izotopów uzyskiwanych za pomocą cyklotronu w reakcjach z proto-

W latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych ośrodki rozporządzające odpowiednią aparaturą powszechnie stosowały technikę elektromagnetycznej separacji izotopów dla sporządzania tarcz z izotopów trwałych dla akceleratorów, jak też w celu uzyskania czystych izotopów promieniotwórczych potrzebnych w spektroskopii γ i β .

Zainteresowanie badaniem izotopów krótkożyciowych za pomocą elektromagnetycznych separatorów pojawia się znacznie później. W 1965 r. odbyła się w Aarhus w Danii konferencja na temat elektromagnetycznych separatorów izotopów, na której kilka większych ośrodków przedstawiło swe plany badań na wiązce z zastosowaniem techniki elektromagnetycznej separacji. Projekt badań na wiązce protonów synchrocyklotronu w CERN w Genewie podał Rundstam, Klapisch i Bernas z CNRS z Orsay we Francji, zespół pracowników z Instytutu Fizyki (dawniej Nobla) i Instytutu Obrony Narodowej w Sztokholmie (Szwecja), z Uniwersytetu w Princeton (New Jersey, USA), z Instytutu Badań Atomowych Uniwersytetu w Jowa (USA), oraz z Instytutu N. Bohra z Kopenhagi (Dania). Jednakże zainteresowanie tą problematyką było tak duże, że już rok później, tj. w 1966 r., w Lysekil w Szwecji odbyło się międzynarodowe sympozjum na temat badań nuklidów małej stabilności i separacji na wiązce, gdzie przedstawiono znacznie więcej prac na ten temat [18]-[20].

W momencie pojawienia się zagadnienia separacji na wiązce technika elektromagnetycznej separacji była już wysoko postawiona. Wśród kilku typów średniej wielkości separatorów stosowanych w laboratoriach naukowych, szczególnie dobre parametry miał separator z 90° sektorowym jednorodnym polem magnetycznym, źródłem jonów z oscylującą wiązką elektronów i wyładowaniem równoległym do kierunku wiązki jonowej. Schemat separatora jak też źródła jonów widzimy na załączonym rysunku [21]-[22].

Ten typ separatora zapewnia wystarczająco dużą dyspersję i zdolność rozdzielczą. Źródło separatora pracuje w warunkach wyładowania łukowego z żarzoną katodą w obecności słabego pola magnetycznego dostarczając jonów o małym rozrzucie energii. Dyspersja w polu magnetycznym spowodowana względną różnicą mas jonów $\gamma = \frac{\Delta M}{M}$ może być wyrażona wzorem:

$$D_{\gamma} = \frac{1}{2} \gamma \frac{k}{\cos \omega}, \qquad (3)$$

nami [17].

k — współczynnik dyspersji dla przypadku 90° sektorowego pola magnetycznego równy jest podwójnemu promieniowi krzywizny toru jonów w polu magnetycznym, k = 2R, zaś dla obrazu położonego prostopadle do wiązki $\cos \omega = 1$.

$$D_{\gamma} = R \cdot \gamma . \tag{3'}$$

Średniej wielkości separatory mają $R \approx 160$ cm, co oznacza, że w obszarze mas 200 jednostce masy odpowiada dyspersja 8 mm. Także uzyskanie odpowiedniej



Rys. 6. Zasada działania elektromagnetycznego separatora izotopów. ZJ — łukowe źródło jonów z żarzoną katodą i podłużnym polem magnetycznym, ES — układ soczewek elektrostatycznych formujących wiązkę jonową, X i Y — płyty odchylające wiązkę, B — obszar pola magnetycznego, M₁, M₂ i M₈ — widmo mas

zdolności rozdzielczej nie jest problemem. Zdolność rozdzielcza jest funkcją dyspersji i szerokości połówkowej linii.

$$P = \frac{D_{\gamma}}{B_{1/2}}.$$
 (4)

Dla prądów jonowych rzędu kilku, kilkunastu mikroamperów, gdy wpływ ładunku przestrzennego może być jeszcze zaniedbany, łatwo osiągnąć zdolność rozdzielczą rzędu 1000-1500. Taka wartość zdolności rozdzielczej jest oczywiście wystarczająca do separacji najcięższych pierwiastków.

Źródło jonów z oscylującą wiązką elektronów może być użyte do jonizacji gazów, a po dodaniu piecyka także i par nawet trudnolotnych substancji. Uzyskiwane prądy jonowe są rzędu kilku do kilkuset mikroamperów. W trakcie separacji uzyskane ilości rozdzielonych izotopów mogą być obliczone z wzoru:

$$m = 0.0373 I \cdot M \cdot t . \tag{5}$$

W wyrażeniu tym m jest podane w miligramach, I - w mA, t - w godzinach, zaś M jest masą atomową separowanego izotopu. Uzyskiwane ilości rozdzie-

lonych izotopów zwykle nie przekraczają dziesiątek lub setek mikrogramów i do ich zebrania wystarczają kolektory w postaci cienkich folii aluminiowych. Nawet jony gazów szlachetnych o energii kilkudziesięciu keV pozostają w foliach takich na stałe uwięzione i mogą być przez dłuższy czas w tych warunkach przechowywane.

Wydajność separacji zależna jest od separowanej substancji i warunków separacji. Najwyższą wydajność można uzyskać dla gazów szlachetnych, gdyż ich atomy nie ulegają kondensacji i nie wchodzą w związki chemiczne. Z wprowadzonej liczby atomów gazu do separatora do 10% można odnaleźć w tarczy.



Rys. 7. Metody wydzielania produktów reakcji i transportu do źródła jonów separatora. A, B i C — metody separacji na wiązce

W literaturze spotyka się jednak informacje o wydajności dochodzącej do 40% i nawet wyższej. Nie zawsze wydaje się, że dane te są dostatecznie sprawdzone.

Z wyjątkiem pierwiastków gazowych, separacja pozostałych pierwiastków wymaga zwykle specjalnego spreparowania próbki, włożenia jej do piecyka i przy wykorzystaniu śluzy próżniowej umieszczenia piecyka w źródle jonów. Oczywiście taka procedura nie może być stosowana do izotopów krótkożyciowych. Badanie izotopów o czasach połowicznego zaniku rzędu minut, sekund lub krótszych możliwa jest jedynie w takich przypadkach, gdy interesujący nas izotop powstaje w źródle jonów, a atomy nowego nuklidu zostają natychmiast wprowadzane do pola magnetycznego separatora. Pomimo dużych trudności technicznych, w poszczególnych przypadkach zadanie to udało się zrealizować. Pierwsze próby separacji na wiązce sprowadzały się więc do doprowadzania gazów powstałych w reakcjach jądrowych, np. w wyniku rozszczepienia w reaktorze, przewodem do źródła jonów separatora i następnie po zjonizowaniu w łuku, do rozdzielenia polem magnetycznym. W innych przypadkach tarcze bombardowane protonami wysokiej energii poddawane były mniej lub bardziej uproszczonej obróbce chemicznej i transportowane do źródła jonów. Załączony schemat ilustruje istniejące możliwości preparatyki i transportu próbki do separatora. Przypadki A, B i C można zaliczyć do separacji na wiązce, natomiast dwa ostatnie wymagające wstępnej obróbki chemicznej tarcz mogą być realizowane nawet przy znacznym oddaleniu separatora od źródła aktywacji.

A. Pierwszy przypadek dotyczy reakcji, w których powstają produkty o znacznej energii kinetycznej. Mogą to być zarówno produkty rozszczepienia jąder ciężkich, powstałe pod działaniem strumieni neutronów, jak też wytworzone w następstwie reakcji z ciężkimi jonami. W obu przypadkach ogniskowanie kierunkowe, jakie zapewnia soczewka magnetyczna, nie jest wystarczające i zachodzi konieczność ogniskowania podwójnego zarówno prędkości, jak też kierunku. W spektrometrze mas metody podwójnego ogniskowania są znane od dawna.

1. Metoda parabol jest w spektrometrii mas metodą najstarszą. Wiązka jonów różnych mas i prędkości wchodzi w układ wzajemnie równoległych pól, magnetycznego i elektrycznego. W wyniku na ekranie ustawionym prostopadle do pierwotnego kierunku wiązki powstaje obraz dyspersyjny w postaci układu parabol. Każdej z parabol odpowiada inny stosunek m/e. Metoda ta ma tę zaletę, że z położenia jonu na paraboli można odczytać także jego prędkość lub energię, co pozwala na jednoczesną energetyzneą analizę wiązki jonowej.

W 1962 r. metoda parabol została zmodyfikowana przez Neumanna i Ewalda w drodze rozdzielenia pól, magnetycznego i elektrycznego, zastosowanie sektorowego jednorodnego pola magnetycznego i radialnego pola elektrycznego [23].

Uzyskiwana zdolność rozdzielcza aparatury, $M/\Delta M \approx 800$, zdolność rozdzielcza w zakresie energii $E/\Delta E \approx 100$.

2. Do zogniskowania produktów reakcji o dużym rozrzucie energii można wykorzystać zasadę spektrometru podwójnie ogniskującego, przepuszczając wydzieloną wiązkę kolejno przez radialne pole elektryczne i prostopadłe do niego pole magnetyczne. Układ takich dwóch soczewek w odróżnieniu od metody parabol pozwala na ogniskowanie określonych stosunków mas do ładunku $M/n \cdot e$ w postaci krótkich odcinków nawet wtedy, gdy rozrzut energii produktów rozszczepienia zawarty jest w granicach (50-100 MeV). Osiągalna zdolność rozdzielcza, podobnie jak w przypadku metody parabol, była rzędu 800 [24].

Obie metody dają więc dobre możliwości rozdzielenia produktów reakcji w zależności od stosunku masy do ładunku nawet przy dużym rozrzucie energii. Także czas potrzebny na separację jest nadzwyczaj krótki bo wynosi zaledwie 10^{-6} s, tj. tyle ile potrzeba na przebycie produktu reakcji od tarczy do kolektora. Najpoważniejszą wadą obu metod jest mała świetlność układów analizujących. Dla uzyskania dostatecznej liczby impulsów detektorów promieniowania jonizującego, ustawionych na kolektorze, strumień neutronów powodujących rozszczepienie powinien mieć wartość ok. 10¹⁴ neutronów/cm² s.

3. Istnieje wreszcie trzecia metoda natychmiastowej analizy zjonizowanych produktów odrzutu, oparta na oddziaływaniu pola magnetycznego na ciężki jon poruszający się w komorze napełnionej gazem. W odróżnieniu od dwóch poprzednich, separator napełniony gazem, opracowany przez Cohena, odznacza się dużą wydajnością ogniskowanych wiązek jonowych i małą, wynoszącą zaledwie 25 zdolnością rozdzielczą na skali mas. Dla jonu poruszającego się w polu magnetycznym możemy zapisać znaną zależność [25]:

$$Br = \frac{Mv}{e}.$$
 (7)

Prędkość jonu v jest określona energią reakcji jądrowej, natomiast jego średni ładunek \bar{e} jest wynikiem oderwania z powłoki elektronowej tych elektronów, których prędkości orbitalne są mniejsze od prędkości jonu v. Jeżeli Z jest numerem porządkowym pierwiastka, zaś v_0 oznacza prędkość elektronu wodoru, możemy zapisać:

$$\bar{\mathbf{e}} = \frac{v}{v_0} Z^{1/3}.$$
 (8)

Z dwóch ostatnich zależności otrzymujemy:

Br =
$$v_0 \frac{M}{Z^{1/3}} \approx M^{2/3}$$
. (9)

Uzyskane w polu magnetycznym odchylenie nie zależy od prędkości początkowej produktów reakcji. Komora odchyleń jest napełniona gazem i przy przechodzeniu przez gaz ładunek jonu ulega fluktuacjom, jednak końcowe odchylenie jonu jest wypadkowym odchyleniem wynikającym z uśrednienia oddziaływania dla różnych ładunków.

Istnieje optymalna grubość warstwy gazowej, dla której można uzyskać maksimum zdolności rozdzielczej $M/M\Delta$ równe ok. 25.

B. Jeżeli tarcza poddana bombardowaniu umieszczona jest bezpośrednio w źródle jonów, udaje się w niektórych przypadkach wydobyć z niej produkty reakcji i wprowadzić do systemu optycznego separatora. Czas separacji jest wtedy wprawdzie znacznie dłuższy niż w przypadku *A*, nadal jednak wystarczająco krótki, aby móc separować nawet bardzo krótkożyciowe izotopy. Najlepsze rezultaty można uzyskać wtedy, gdy wybite z tarczy produkty reakcji zostają wbite w materiał, z którego następnie łatwo można je usunąć drogą dyfuzji w wysokiej temperaturze. Metodę taką w połączeniu z wykorzystaniem zjawisk termoemisji zastosowała grupa z Orsay celem rozdzielenia krótkożyciowych izotopów Rb, Cs i Na. Tarcza, jednocześnie anoda termoemisyjnego źródła jonów składała się z układu płytek grafitowych 0,07 mm, na które nałożono warstwę uranu grubości 1 do 8 mg/cm². Anoda utrzymywana była w temperaturze około 1500°C. Powstałe w wyniku bombardowania protonami produkty reakcji opuszczały warstwę uranu grubości około 0,01 mm i wbijały się w płytki grafitowe.

W drugiej fazie następowała dyfuzja Z grafitu i jonizacja powierzchniowa pierwiastków o niskim potencjale jonizacyjnym. Metoda ta jest specjalnie



Rys. 8. Schemat separatora Cohena z komorą napełnioną gazem, przeznaczonego do badania produktów rozszczepienia

ciekawa z tego względu, że wykorzystano w niej nie tylko zjawisko odrzutu i dyfuzji, lecz także termoemisji jonowej. Dzięki temu ostatniemu zjawisku uzyskano efekt selektywnego oddzielenia wybranych pierwiastków, podobnie jak przy zastosowaniu metody chemicznej. Pozwoliło to na określenie wydajności na rozszczepienie dla izotopów Cs o masach 128 do 144 i dla izotopów Rb o masach od 83 do 98. Zidentyfikowano także nowe izotopy ⁹⁶Rb, ⁹⁷Rb, ⁹⁸Rb i pomierzono czasy połowicznego rozpadu izotopów Rb 91 i 95. Wspomniane izotopy uzyskano w reakcjach rozszczepienia uranu protonami:

$$^{238}{
m U}(p,f)$$
 $83 < {
m Rb} < 98$
 $^{238}{
m U}({
m h},f)$ $128 < {
m Cs} < 144$

W tablicy II zebrano część opublikowanych wyników.

Tabela II

Izotop rubidu	Wyznaczony czas połowicznego zaniku w s		
01	57 .1 1 9		
91 92	$4,4 \pm 0,1 \text{ s}$		
93	5,8 \pm 0,1 s		
94 95	$2,5 \pm 0,1$ s 0.43 ± 0.03 s		

Składając tarcze z cienkich metalowych folii można ułatwić dyfuzję powstałych w metalu produktów reakcji. Aby rzeczywiście dyfuzja zachodziła dostatecznie szybko, grubość folii nie powinna przekraczać 1 mg/cm². Przy energii protonów 600 MeV zasięg ich w tarczy jest jednak duży, około 250 g/cm². Stwarza to znaczne trudności stosowania tej metody z uwagi na konieczność użycia dużej liczby folii. Dla wykorzystania tylko 10% zasięgu protonów potrzebna liczba folii jest bardzo znaczna, bo rzędu 30000. W rezultacie wymiary tarczy jak też źródła jonów stają się zbyt duże.

Znacznie lepsze wyniki daje metoda ciekłych tarcz, zastosowana z powodzeniem przez grupę ISOLDE w CERN-ie. Z ciekłego metalu dyfuzja gazów następuje do 10⁴ razy szybciej, ciekły metal można także mieszać lub rozpylać przyspieszając w ten sposób dyfuzję. Możliwość stosowania ciekłych tarcz ograniczona jest jednak do łatwo topliwych metali lub takich, które tworzą łatwotopliwe sole. Należą do nich gal, cyna, antymon, ołów, bizmut, uran, lantan i niektóre inne. Także produkty reakcji powinny być lotne i nie mogą tworzyć związków chemicznych z metalem tarczy [26].

Zjawisko odrzutu jąder można szczególnie łatwo wykorzystać w celu uzyskania wiązki jonowej w reakcjach z ciężkimi jonami. Zasięg jonów węgla lub neonu przy energii na nukleon 8-9 MeV jest w przeciwieństwie do zasięgu protonów niewielki i dla przeprowadzenia reakcji wystarczają tarcze o grubości zaledwie mg/cm². Powstające w tak cienkich tarczach produkty reakcji z łatwością są wybijane i mogą być wprowadzone do wyładowania łukowego źródła jonów separatora. Konstrukcja źródła pracującego na wiązce ciężkich jonów cyklotronu U-300 w Laboratorium Reakcji Jądrowych ZIBJ w Dubnej pokazana została na rysunku. Naprzeciw tarczy znajduje się półcylindryczna katoda wykonana z blachy wolframowej grubości 0,2 mm nagrzanej prądem do temperatury 2500°C. Wybite z tarczy produkty reakcji wnikają w warstwę powierzchniową katody, w krótkim czasie jednak z niej dyfundują i wchodzą do wyładowania łukowego zapalonego pomiędzy anodą i katodą. W katodzie znajduje się prostokątna szczelina $30 \times 1 \text{ mm}^2$, przez którą jony dyfundują do układu separatora formującego wiązkę [27].



Rys. 9. Zasada działania łukowego źródła jonów separatora na wiązce cyklotronu ciężkich jonów. T — tarcza bombardowana jonami o energii ok. 174 MeV, A — anoda, K — katoda źródła

C. Pierwsze próby zastosowania separatorów do identyfikacji krótkożyciowych nuklidów ograniczały się do transportu produktów gazowych wytworzonych poza separatorem. Doświadczenia grupy Instytutu Fizyki w Sztokholmie, a także innych stosujących podobną technikę wskazują, że metoda ta pozwala na badanie nuklidów o czasach połowicznego zaniku nie krótszych od kilku minut.

Zestawienie separatorów pracujących na wiązce w większych ośrodkach podaje załączona tablica. W kolumnie ostatniej podano rodzaj transportu produktów reakcji według oznaczeń przyjętych na schemacie rys. 7 [28].

Tabela III

Czas przepływu gazowych produktów rozszczepienia uranu 235 neutronami, izotopów Kr i Xe

Przewód Ø = 35 mm długość	Czas przepływu w sekundach			
	W próbce	W przewodzie	W źródle jonów	Razem
5 m 40 m	0,5 2	4 13 0	8,5 8	13 140

Separatory na wiązce pracujące w większych ośrodkach

Typ separatora	Gdzie pracuje i przy jakim akceleratorze	Rok uruchomienia	Rodzaj transportu
90° sektorowe pole magne- tyczne	Instytut Fizyki w Sztok- holmie, przy cyklotronie i generatorze neutronów	1964	Przepływ gazowy C
90° sektorowe pole magne- tyczne	Princeton (USA), roz szczepienie samorzutne	1965	Przepływ gazowy C
90° sektorowe pole magne- tyczne	Ames (USA), reaktor, rozszczepienie	1966	Przepływ gazowy C
Projekt ISOLDE, 55° pole magnetyczne z wykorzysta- niem pola rozproszonego	CERN (Szwajcaria), synchrocyklotron	1967	Tarcza znajduje się w źródle jonów — B, Przepływ gazowy — C, Preparatyka chemiczny D i E
60° spektrometr Niera	Orsay (Francja), synchrocyklotron	1965	Źródło termoemisyjne, B
55° sektorowe pole magne- tyczne, projekt SOLIS	Soreg (Izrael), przy re- aktorze i generatorze neutronów	1968	Transport gazowy C
55° sektorowe pole magne- tyczne	Amsterdam (Holandia), przy izochronowym cy- klotronie	1966	Transport mechaniczny E
90° z ogniskowaniem dwu- kierunkowym	Dubna (ZSRR), ZIBJ, na wiązce cyklotronu ciężkich jonów	1967	Tarcza w źródle jonów, B
55° z ogniskowaniem dwu- kierunkowym, projekt JASNAPP	Dubna (ZSRR), ZIBJ, na wiązce synchrocyklo- tronu	W realizacji	Tarcza w źródl e jonów B
Podwójnie ogniskujący spe- ktrometr Mattaucha i He- rzoga	Münich (NRF), przy re- aktorze	1962	Analizowane są bezpo- średnio produkty od- rzutu, A
Spektrometr Cohena z ko- morą napełnioną gazem w polu magnetycznym	Jülich (NRF), przy re- aktorze	1965	Analizowane są pro- dukty odrzutu, A

5. Dotychczasowe wyniki badań krótkożyciowych nuklidów

A. Reakcja głębokiego rozszczepienia protonami względnie reakcje wywołane ciężkimi jonami dają możność wytworzenia nowych nuklidów w zakresie średnich mas atomowych. Zastosowanie techniki separacji na wiązce umożliwia ich wykrycie i identyfikację. Szczególnie ciekawe wyniki pod tym względem uzyskała międzynarodowa grupa ISOLDE Instytutu CERN w Genewie. Już na początku 1969 r. ukazała się publikacja w "Physics Letters" 29 autorów z 10 instytutów 6 krajów członkowskich, w której podane są wstępne wyniki badań na wiązce [29]. Autorzy publikacji donoszą o wykryciu 14 nowych krótkożyciowych izotopów o czasach połowicznego zaniku rzędu kilku minut, jednak w kilku przypadkach kilkunastu sekund i uzupełniają lub poprawiają dane dotychczas publikowane dotyczące $T_{1/2}$ i energii promieniowania γ dla 30 pozostałych izotopów. W styczniu 1970 r. na XX Wszechzwiązkowej Konferencji Spektroskopii Jądra Atomowego w Leningradzie jeden z autorów, O. B. Nielsen, podał najnowsze wyniki grupy ISOLDE. Obok wykrycia



Rys. 10. Przybliżone aktywności izotopów radonu uzyskiwanych przez grupę ISOLDE z rozszczepienia tarczy torowej protonami. Izotopy ²²⁵Rn i ²²⁶Rn uzyskano po raz pierwszy

nowych, krótkożyciowych nuklidów o $T_{1/2}$ do 1 s, szczególnie interesujące są obserwacje dotyczące opóźnionej emisji protonowej, zjawiska analogicznego do opóźnionej emisji neutronów, towarzyszącej rozszczepieniu ciężkich jąder. W obszarze pierwiastków Pt—Rn badano rozpad a izotopów z niedomiarem neutronów i wyznaczono subtelną strukturę poziomów energetycznych. Przy rozpadzie β krótkożyciowych nuklidów mogą zachodzić przejścia na wysoko położone poziomy energetyczne, których struktura dotąd była jeszcze mało badana.

Wspomniane izotopy grupa ISOLDE uzyskała w wyniku bombardowania protonami o energii ok. 600 MeV tarcz proszkowych zawierających tor, tellur, cer, cyrkon lub tytan oraz tarcz ciekłych z cyny i ołowiu. W wyniku reakcji głębokiego rozszczepienia uzyskano szereg izotopów argonu, kadmu, kryptonu, antymonu, cyny, renu, rtęci i ksenonu [30].

B. Jądra lekkie składające się z stosunkowo małej liczby nukleonów stanowią szczególnie ciekawe obiekty badań zarówno eksperymentalnych, jak i teoretycznych. Dlatego ustalenie granic stabilności tych jąder wydaje się ważne. Zwiększenie liczby protonów powoduje szybki wzrost sił kolumbowskiego odpychania i niestabilność jadra. Znacznie dalej można posunać sie w kierunku jąder z nadmiarem neutronów. Jednak w miarę wzrostu neutronów w izotopach pierwiastka lekkiego konieczność spełnienia zakazu Pauliego powoduje obsadzanie znacznie wyższych poziomów energetycznych niż byłoby to w przypadku, gdyby jadro składało się ze zbliżonych liczb protonów i neutronów. Ponieważ zaś głębokość studni potencjału jest funkcją tylko $A^{1/3}$, wzrost liczby neutronów zbytnio podwyższa poziomy energetyczne nukleonów w stosunku do bariery potencjału prowadząc w następstwie jądro do niestabilności. Niemniej, znanych jest stosunkowo dużo jąder pierwiastków lekkich z nadmiarem neutronów. Otrzymać je można bardzo różnymi metodami: 'He i 'He wykryto w produktach samorzutnego rozszczepienia ²⁵²Cf. Te same izotopy a także ⁸Li, ⁹Li, ⁷Be, ¹⁰Be i ¹¹Be powstają w procesie rozszczepienia neutronami cieplnymi ²³⁵U i ²³⁹Pu. W reakcjach z protonami dużej energii powstają jądra z nadmiarem neutronów ¹¹Li, ¹²Be, ¹⁴B, ¹⁵B, ¹⁷C, ¹⁹N, ²¹C, ²⁶Na i ³¹Na.

Wychwyt mezonu π - prowadzi także do powstania izotopów z nadmiarem neutronów w reakcjach typu:

$$\pi^-$$
+¹²C \rightarrow ⁸He+³He+¹H

Szczególnie jednak wydajne są reakcje jonów z tarczami ciężkich pierwiastków. Metodą głębokiego rozszczepienia protonami uzyskano dla węgla i tlenu najcięższe izotopy ¹⁷C i ²¹O. Natomiast drogą bombardowania tarcz ²³²Th jonami ²²Ne na cyklotronie w Dubnej w ciągu krótkiego okresu od 1969 r. uzyskano szereg nowych nuklidów: ¹⁸C, ²²O, ²³O, a także ²³F, ²⁴F, ²⁵Ne i ²⁶Ne. Wydajność tej metody jest przy tym znacznie wyższa od wydajności metod pozostałych [31]-[34]. Reakcje z ciężkimi jonami można zaliczyć do trzech typów:

1. Jon wychwytuje neutrony z jądra tarczy:

$$^{18}\text{O} + 4n \rightarrow^{22}\text{O}$$
$$^{22}\text{Ne} + 3n \rightarrow^{25}\text{Ne}$$

2. Jon traci protony (zdarcie):

3. Następuje wymiana nukleonów między jądrami jonu i jądra tarczy:

$$^{18}{\rm O}(-1p, +3n) \rightarrow^{20}{\rm N}$$

 $^{22}{\rm Ne}(-2p, +3n)^{23}{\rm O}$



Rys. 11a. Wzrost stabilności na rozpad alfa izotopów pierwiastków transuranowych dla liczby neutronów N = 152



Rys. 11
b. Wzrost stabilności na samorzutne rozszczepienie pierwiastków transuranowych dl
a ${\cal N}=152$

Postępy Fizyki, Tom XXI, zeszyt 4

C. Najcięższym wykrytym izotopem helu jest ⁸He, poszukiwania ¹⁰He jak dotąd nie dały rezultatów [35]. Model powłokowy jądra atomowego przewiduje istnienie granicy stabilności dla ciężkich izotopów pierwiastków o małym Z. Ten sam jednak model pozwala przypuszczać, że dla zamkniętych powłok nukleonowych, dla tzw. liczb magicznych, mogą istnieć obszary względnie znacznej stabilności jąder pierwiastków ciężkich.

Ostatnim znanym transuranem jest Kurczatow, pierwiastek 104, którego jeden izotop $^{260}_{104}$ Ku o czasie połowicznego zaniku na rozszczepienie $T_{1/2} = 0.3$ s wytworzono w ZIBJ w Dubnej w reakcji z ciężkimi jonami.

 $^{242}_{04}$ Pu + $^{22}_{10}$ Ne $\rightarrow ^{260}_{104}$ Ku + 4n

W tym samym instytucie także w produktach reakcji z ciężkimi jonami zidentyfikowano dwie aktywności o czasach połowicznego zaniku na rozszczepienie



Rys. 12. Ilustracja możliwych metod uzyskania izotopów pierwiastków o liczbie porządkowej 114

 ≤ 3 s i > 0,01 s jako izotopy o liczbach masowych 261 i 260 pierwiastka 105. Widzimy, że czasy życia tych nuklidów są bardzo krótkie. Jeszcze większą przeszkodą w ich badaniu są znikome wydajności, jakie można w reakcjach z ciężkimi jonami uzyskać. Z tego względu naturalne wydaje się pytanie, jak daleko można posunąć się w syntezie i badaniu transuranów. W miarę bowiem wzrostu liczby porządkowej pierwiastków ich stabilność i czasy życia szybko maleją w wyniku oddziaływania kulombowskiego. Zmniejszenia efektu oddziaływania kulombowskiego i tym samym zwiększenia stabilności jąder można spodziewać się jedynie dla jąder z zamkniętymi powłokami nukleonowymi. Już w 1964 r. wyrażono przypuszczenie, że takimi jądrami mogą być jądra

494

posiadające podwójne liczby magiczne np.: Z = 126 i N = 184 [36]. Możliwe także, że znaczną stabilność można osiągnąć znacznie wcześniej dla Z = 114 i N = 184. Pierwiastków tych jak dotąd nie wytworzono i nie jest pewne czy mogą one być kiedykolwiek syntezowane. Niemniej istnieje szereg propozycji wykorzystania odpowiednich reakcji, przeważnie z ciężkimi jonami. Kilka takich przykładów poniżej podaję.

$$\begin{split} ^{170}_{68} \mathrm{Tb} + ^{170}_{68} \mathrm{Tb} &\to ^{298} 114 + 22p + 20n \\ ^{160}_{64} \mathrm{Gd} + ^{150}_{62} \mathrm{Sm} \to ^{310} 126 + \gamma \\ ^{232}_{90} \mathrm{Th} + ^{84}_{36} \mathrm{Kr} \to ^{310} 126 + 6n \\ ^{180}_{72} \mathrm{Hf} + ^{132}_{54} \mathrm{Xe} \to ^{310} 126 + 2n \end{split}$$

Już z podanych schematów proponowanych reakcji można wywnioskować, że pierwszym warunkiem realizacji zadania jest możliwość przyspieszania atomów wszystkich pierwiastków do uranu włącznie. Obecne cyklotrony ciężkich jonów przyspieszają atomy pierwiastków lekkich o $Z \leq 18$. Energia przyspieszonych jonów powinna być znaczna i równa od 3 do 7 MeV/nukleon. Konieczne jest także, aby istniała możliwość zmiany w sposób ciągły tej energii.

Dalsze warunki, to dostateczna intensywność wiązki przyspieszonych jonów, przynajmniej 10¹² jonów/s i długi czas trwania cyklu przyspieszającego (konieczny dla krótkożyciowych nuklidów). Dla uzyskania dostatecznej energii na nukleon przyspieszanego jonu wymagana jest jego wielokrotna jonizacja. Zadanie to można zrealizować jednak kosztem intensywności wiązki przyspieszonej. Widzimy więc, że synteza dalszych transuranów wymaga rozwiązania szeregu problemów technicznych, a w pierwszym rzędzie budowy odpowiednich akceleratorów jonów nawet najcięższych pierwiastków [37].

D. Przeprowadzano także poszukiwania najcięższych transuranów w przyrodzie, jak dotąd z negatywnym wynikiem. Mogłyby one istnieć w znikomych ilościach, jeżeli ich okres połowicznego zaniku był dostatecznie długi lub gdyby stale były syntezowane np. pod wpływem promieniowania kosmicznego. Oba przypuszczenia wydają się mało prawdopodobne.

Metoda elektromagnetycznej separacji na wiązce oddaje w poszukiwaniu nowych i krótkożyciowych nuklidów duże usługi, niemniej nie jest ona idealną. W przypadku istnienia izobarów na tę samą liczbę masową może przypadać kilka izotopów promieniotwórczych. Dodatkowo mogą nakładać się jony podwójnie zjonizowane na jony pojedynczo naładowane o masie o połowę mniejszej i związki jonów z wodorem. Dlatego też bardzo korzystne jest łączenie elektromagnetycznej separacji z metodą wyróżniającą badany pierwiastek chemicznie lub w oparciu o własności fizyczne, jak np. temperatura topnienia lub wrzenia.

Do fizyko-chemicznych metod wyróżnienia można zaliczyć metodę termoemisji jonowej. W zależności od wartości pracy wyjścia elektronu z danej powierzchni i jej temperatury można selektywnie uzyskiwać jony określonych pierwiastków. Dla dalszego zidentyfikowania rozdzielonych elektromagnetycznie jonów można także wykorzystać detektory półprzewodnikowe. Detektor gruby może wyznaczyć energię jonu przypadającego na daną linię widma mas, zaś detektor cienki $\Delta E/\Delta X$, co daje następnie liczbę porządkową pierwiastka Z. Metoda taka była stosowana przy poszukiwaniu izotopów z nadmiarem neutronów pierwiastków lekkich, w szczególności ¹⁰He [38].

Abstract: The possibility of production and investigation of short-lived isotopes in the far stability regions, is discussed. Some nuclear reactions, used for the production of shortlived nuclides and the actual results of their investigations are presented. The methods of electromagnetic mass separation on line are reported in a more detailed manner and results of experiments obtained for light masses, some medium-weight and super-heavy elements.

Literatura

- B. S. Dżelepow, L. K. Piekier, W. O. Sergiejew, Schemy raspada radioaktiwnych jadier, A ≥ 100, IAN ZSRR, Moskwa—Leningrad 1963.
- [2] B. S. Dżelepow, L. K. Piekier, Schemy raspada radioaktiwnych jadier, $A \ge 100$, IAN ZSRR, Moskwa—Leningrad 1966.
- [3] D. T. Goldman, Nuclides and Isotopes, przedruk OIEJ, Warszawa 1966.
- [4] L. Bergström, Ark. Fys., 36, 3 (1967).
- [5] Barton i in., Canad. J. Phys., 41, 2007 (1963).
- [6] G. N. Flerow, ZIBJ, Raport P7-4299, Dubna 1968.
- [7] G. Rudstam, Ark. Fys., 36, 9 (1967).
- [8] A. G. Artukh i in., ZIBJ, Raport E7-4857 (1969).
- [9] D. Böhne, K. Blasche, Unilac, Bericht 4-67, Marburg 1967.
- [10] A. Ghiorso, University of California, Lawrence Radiation Laboratory Berkeley, UCRL-17295 (1967).
- [11] M. L. Oliphant, E. S. Shire, B. M. Crowther, Proc. Roy. Soc., A 146, 922 (1934).
- [12] W. R. Smythe, L. H. Rumbangh, S. S. West, Phys. Rev., 45, 724 (1934).
- [13] W. Walcher, Phys. Z., 38, 961 (1937).
- [14] J. Koch, Z. Phys., 100, 669 (1936).
- [15] J. Koch, B. Bendt-Nielsen, Mat. Phys. Medd. Dan. Vid. Selks., 21 (1944).
- [16] I. Bergström, S. Thulin, N. Svartholm, K. Siegbahn, Ark. Fys., 1, 281 (1950).
- [17] F. L. Reynolds i in., Phys. Rev., 75, 313 (1949).
- [18] G. Rundstam, Electromagnetic isotope separators and their application, Wyd. J. Koch, K. O. Nielsen, L. Sarholt-Kristensen, str. 282. North-Holland Publ. Comp. 1965.
- [19] R. Klapisch, R. Bernas, ibid., str. 291.
- [20] Proceeding of the International Symposium on Nuclides far of the Stability Line, Lysekil, Sweden, August 21-27, 1966, Wyd. W. Forsling, C. J. Heerlander, H. Ryde.
- [21] Ark. Fys., Bd. 36 (1967).
- [22] J. Koch, Electromagnetically Enriched Isotopes and Mass Spectrometry, Wyd. M. L. Smith, p. 215 (1956).
- [23] W. Żuk, D. Mączka, J. Pomorski, Nuclear Instr. Methods, 37, 249 (1965).
- [24] S. Neumann, H. Ewald, Z. Phys., 169, 224 (1962), patrz [20].
- [25] B. L. Cohen, C. B. Fulmer, Nuclear Phys., 6, 547 (1958).

- [26] K. F. Chackett, Ark. Fys., 36, 133 (1967).
- [27] N. I. Tarantin, A. W. Diemianow, N. S. Iwanow, A. P. Kabaczenko, ZIBJ Dubna, *Raport P13-4061* (1968).
- [28] G. Andersson, Ark. Fys., 36, 61 (1967).
- [29] P. G. Hansen i in., Phys. Letters, 28 B, 415 (1969).
- [30] O. B. Nielsen, Some experiments in the Isolde program, referat wygloszony na XX Konferencji Spectroskopii Jądrowej i Struktury Jądra Atomowego. Leningrad, 28. 1. — 5. 2. 1970 r.
- [31] S. L. Wheststone, T. D. Thomas, Phys. Rev., 154, 1174 (1967).
- [32] A. A. Worobiew i in., Atomnaja Eniergia, 27, 31 (1969).
- [33] A. M. Poskanzer i in., Phys. Letters, 17, 1271 (1966).
- [34] A. Yu. Batusow i in., Phys. Letters, 22, 487 (1966).
- [35] A. A. Worobiew i in., Fizyko-Techniczeskii Institut im. A. F. Joffe w Leningradzie, Raport 232 (1969).
- [36] W. D. Myers, J. W. Swiatecki, Nuclear Phys., 81, 1 (1966).
- [37] G. N. Flerow, Pierelygin, ZIBJ Dubna, Raport P7-4205 (1968).
- [38] W. P. Afanasiew i in., ZIBJ --- Dubna, Raport 13-4763 (1969).

Mieczysław Subotowicz

11. .

.

Analiza izotopowa materiału księżycowego

Isotopic Analysis of Moon Soil and Rocks

Wstęp

Rola analizy izotopowej pierwiastków jest zasadniczo ważna w wielu badaniach historii i dynamiki procesów kosmogonicznych, datowania tych procesów, geologicznej historii Ziemi, ogólnego problemu nukleosyntezy, składu chemicznego materii, oddziaływania pierwotnego promieniowania kosmicznego (ppk) z meteorami [1], przebiegu w przeszłości niektórych procesów biologicznych i wpływu ich na skład izotopowy niektórych minerałów, historii termicznej planety i wielu innych. Badania te stanowią ważny element programu Apollo, którego celem był nie tylko spektakularny wyczyn lądowania człowieka na Księżycu, ale przede wszystkim wyzyskanie dla celów naukowych zasadniczo nowych możliwości w związku z lądowaniem człowieka na innym ciele niebieskim.

Prócz 1) analizy chemicznych i fizycznych własności próbek gruntu i skał księżycowych, która jest przeprowadzana na Ziemi, została dostarczona na Księżyc aparatura do badań: 2) sejsmicznych w celu poznania wewnętrznej struktury oraz aktywności sejsmicznej i meteorytowej na Srebrnym Globie, 3) magnetycznych dla zmierzenia ewentualnego pola magnetycznego Księżyca, pola magnetycznego towarzyszącego "wiatrowi słonecznemu" plazmy, pola magnetycznego w przestrzeni międzyplanetarnej w obszarze toru Księżyca, wreszcie — pola magnetycznego "ogona" magnetosfery Ziemi, kiedy Księżyc znajdzie się za Ziemią na linii Słońce—Ziemia—Księżyc, 4) plazmy, jej widma masowego i ładunkowego, a więc — składowej korpuskularnej promieniowania słonecznego, 5) śladów "atmosfery" Księżyca oraz gazów dyfundujących z wewnętrznych obszarów Księżyca i opuszczających jego powierzchnię lub pochodzących z reakcji chemicznych, 6) ewentualnej jonosfery Księżyca.

Badania te pozwolą lepiej zbadać i zrozumieć historię Układu Słonecznego, zweryfikować teorie pochodzenia Księżyca, uzyskać pewne informacje o historii
samej Ziemi, o stałości lub zmienności pierwotnego promieniowania kosmicznego (ppk), jego pochodzeniu i składzie. Problematyka ogólna i wiele rezultatów dotychczasowych badań Księżyca dzięki wylądowaniu tam człowieka oraz ich związek ze współczesnymi teoriami pochodzenia Księżyca została przedstawiona w publikacjach [2]. Celem niniejszego artykułu jest omówienie dotychczas opublikowanych wyników, dotyczących analizy izotopowej: a) materiału księżycowego oraz b) niektórych materiałów ziemskich, których badania izotopowe mają związek z Księżycem lub teoriami jego pochodzenia.

Skład chemiczny materiału księżycowego

Pierwsza obszerniejsza publikacja naukowa na ten temat ukazała się w *Science* [3], w dwa miesiące od daty pobrania z miejsca lądowania na Morzu Spokoju (*Mare Tranquillitatis*) 22 kg materiałów księżycowych przez dwóch astronautów amerykańskich z załogi Apollo 11, Armstronga i Aldrina w dniu 21 lipca 1969 r. Zostały one dostarczone do Odbiorczego Laboratorium Księżycowego NASA (Lunar Receiving Laboratory — LRL) w Houston w Teksasie. Po przebyciu "kwarantanny" i dokonaniu następnie początkowych badań rozprowadzono próbki materiałów księżycowych do 142 uczonych w 7 krajach w celu wykonania badań szczegółowych. Dokładna procedura badań chemicznych jest opisana na przykład w pracy [4].

Zebrany przez załogę statku kosmicznego Apollo 11 materiał księżycowy podzielono na cztery grupy [3]: (A) drobnokrystaliczna, porowata (pęcherzykowata) skała magmowa, (B) średnioziarnista skała magmowa, (C) brekcje (zlepy powstałe ze scementowanych okruchów skalnych o ostrych krawędziach), (D) pył i materiał proszkowo-granulowany o rozmiarach ziaren o średnicy poniżej 1 cm.

W materiale drobnoziarnistym oraz w brekcjach można znaleźć ślady metamorfizmu uderzeniowego. Skały zebrane w ramach programu Apollo 11 o strukturze drobno- i średniokrystalicznej pochodzą z lawy, natomiast brekcje przeszły bardziej złożone procesy. Skały księżycowe powstały z magmy o nieco odmiennym składzie chemicznym niż magma w "płaszczu" Ziemi pod zewnętrzną skorupą ziemską. Cechą charakterystyczną zebranego materiału jest jednakowy skład chemiczny czterech grup (A, B, C, D). Jest to bazalt o innym niż ziemski składzie chemicznym. Metamorfizm uderzeniowy oraz procesy topienia w księżycowej "próżni" określiły własności wykrystalizowanej magmy na powierzchni Księżyca. Obecnie przypuszcza się [5], że lawa zastygła na Księżycu nie wcześniej niż przed 3,5 10° laty w temperaturze 1100-1200°C. Panuje przekonanie [5], że skład skał księżycowych dostarczonych na Ziemię jest inny niż lawy pierwotnej, zaś proces krystalizacji nie odbywał się w warunkach równowagi stabilnej między kryształem a cieczą. Charakterystyki mineralogiczno-petrograficzne skał i gruntu ksieżycowego podane są w publikacjach [2]; w dalszym ciągu podamy informacje o składzie chemicznym materiałów księżycowych (tablica I) według [5]. Skład ten został określony przy pomocy konwencjonalnych metod chemii analitycznej, a także — fluorescencji promieniowania X, spektrometrii masowej ze źródłem iskrowym, neutronowej analizy aktywacyjnej oraz mikrosondy elektronowej.

Tablica I

Rozpowszechnienie pierwiastków chemicznych w materiale księżycowym

Pierwiastek	Zawartość (%)
O, Si, Ca, Fe Mg, Al, Ti S, Na, K, Cr, Mn C, N, P, Cl, Sr, Y, Zr, Ba F, Sc, V, Co, Ni, Zn, Nb, La, Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Dy, Er, Yb, Hf Li, Be, B, Cu, Ga, Ge, Rb, Eu, Tb, Ho, Tm, Lu, Ta, Pb, Th Se, Br, Mo, Cd, Sn, I, Cs, W, Os, U As, Pd, Ag, In, Sb, Re, Ir, Au, Hg, Bi	10-100 1-10 0,1-1,0 0,01-0,1 0,001-0,01 10 ⁻⁴ -10 ⁻⁸ 10 ⁻⁵ -10 ⁻⁴ 10 ⁻⁶

W porównaniu ze skałami ziemskimi, meteorytami oraz rozpowszechnieniem pierwiastków w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym materiał księżycowy wykazuje wyjątkowo dużą zawartość Ti, Zr i Y. W porównaniu z meteorytami chondrytowymi koncentracja Fe i Mg jest w materiale księżycowym wyższa, zaś Ca i Al - niższa. Zawartość Zr, Sr, Ba, Y i Yb w porównaniu z rozpowszechnieniem w chondrytach jest na Księżycu 10- do 100-krotnie większa, K i Rbjednakowa, zaś Ni oraz Co - wielokrotnie niższa. Zawartość Ni jest niewielka. Okazało się [5], że względna zawartość Hf w materiale księżycowym jest jeszcze większa niż Zr, zaś stosunek zawartości Zr do Hf (< 25) jest mniejszy niż na Ziemi lub w próbkach meteorytowych (40-50). Zawartość Ni, Ir, Au, Zn, Cd, Br, Bi i Tl jest wieksza w pyłach ksieżycowych i w brekcjach niż w skałach krystalicznych. Powodem tego mogą być spadające na Księżyc meteoryty o składzie takim jak chondryty węglowe, chociaż w pyłach księżycowych znaleziono tylko 0,015% węgla. Wykryto proste związki węgla, w tym także typu związków organicznych, które powstały w naturalnych warunkach. Stosunek koncentracji potasu do uranu jest na Księżycu znacznie niższy niż w skałach ziemskich i meteorytach chondrytowych. Zawartość U i Th jest podobna jak w ziemskich skałach bazaltowych. Stosunek koncentracji Rb do Sr jest taki jak w oceanicznych ziemskich skałach bazaltowych. Koncentracja Li i Ba jest taka jak w skałach bazaltowych na kontynentach, Cr i Sc jest więcej niż na Ziemi, zaś V --- mniej.

Nie znaleziono meteorytów z grupy achondrytów ani przez załogę Apollo 11, ani Apollo 12. Stwierdzono [5], że skały dostarczone przez załogę Apollo 11 różnią się od dostarczonych przez załogę Apollo 12. Tak więc skały dostarczone przez załogę Apollo 11 z obszaru Morza Spokoju nie reprezentują przeciętnego składu Księżyca. W wielu miejscach na Ziemi spotykane są tektyty, szkliste kamienie o barwie od ciemnozielonej do czarnej. Jedna z teorii ich pochodzenia sugeruje (H. H. Nininger 1936), że tektyty są produktami uderzeń meteorytów o powierzchnię Księżyca. Dotychczasowe badania materiałów księżycowych [5] nie potwierdzają księżycowego pochodzenia tektytów; dotyczy to materiałów dostarczonych przez obie wyprawy Apollo 11 i 12.

Powierzchnię Księżyca pokrywa gruba warstwa pyłu. Około 50% pyłu stanowią regularne pręciki, elipsoidy i kulki szkliste. Ten pył księżycowy składa się z mieszaniny materiału mórz i gór oraz w części z meteorytów, natomiast szkliwo w brekcjach i glebie ksieżycowej mogło zostać wytworzone przez stopienie przy uderzeniach meteorytów lub na skutek ogrzewania rozbłyskowego, jak sugeruje teoria prof. Golda (1969). Skład chemiczny minerałów mikrobrekcji i gleby księżycowej jest zbliżony do składu skał wulkanicznych. Średnia gęstość składowej pyłowo-proszkowej waha się w przedziale 2 do 3,32 g/cm³. Tworzą ją: a) fragmenty skalne klinopiroksenu, ilmenit lub krystobalit, 10-15% pyłów; b) fragmenty brekcji - około 25% frakcji o średnicy 0,5-1,0 mm, 25% pyłów; c) ciemne szkliwo o zróżnicowanym kształcie z kulkami żelaza i niklu; d) przeźroczyste, barwne szkło występujące w postaci kulistej, pałeczkowatej lub elipsoidalnej składowej o średnicy ziaren 37-250 mikronów. W pyłach jest dużo materiału o średnicy ziaren poniżej 50 mikronów, w tym 75% ziaren o średnicy poniżej 37 mikronów. Według Duke'a (1970) pyły pochodzą z rozdrobnienia brekcji i skały bazaltowej o drobnoziarnistej strukturze.

Analiza izotopowa gazów szlachetnych

Skład izotopowy gazów szlachetnych znalezionych w materiale księżycowym badano przy pomocy 60-stopniowego spektrometru masowego o czułości $2 \cdot 10^{-10}$ cm³/mV dla He, Ne i Ar oraz $3 \cdot 10^{-13}$ cm³/mV dla Kr i Xe. Stwierdzono, że w warstwie powierzchniowej i podpowierzchniowej brekcji i pyłów pochłonięte są znaczne ilości gazów szlachetnych. Z badań stosunku izotopowego wynika, że ich źródłem jest słoneczny wiatr plazmowy. W mniejszych ilościach występują one w skałach magmowych. Ponieważ gazy te są pochłonięte nie tylko powierzchniowo, ale i objętościowo, mogły one być wtłoczone przez fale uderzeniowe przy zderzeniu meteorytów z powierzchnią Księżyca. Z kolei obecność gazów szlachetnych w brekcjach wskazuje na to, że brekcje powstały z materiału powierzchniowego, bombardowanego przez plazmę ze Słońca.

Z analizy teoretycznej procesów nukleosyntezy przebiegającej w Słońcu można przyjąć, że względna koncentracja izotopów neonu ²⁰Ne/²²Ne powinna być większa niż w atmosferze Ziemi, co potwierdzają pomiary, których rezultaty podano w tablicy II, dla wszystkich zbadanych próbek. Jak wynika z oszacowań teoretycznych, rozpowszechnienie helu na powierzchni Słońca musi być porównywalne z pierwotnym rozpowszechnieniem helu w Układzie Słonecznym. Wartość zmierzona 2600 na stosunek koncentracji izotopów ⁴He/³He dobrze

503

Typ próbki	4He/ ³He	²⁰ Ne/ ²² Ne	²² Ne/ ²¹ Ne	⁴⁰ Ar/ ³⁸ Ar	⁸⁶ Ar/ ³⁸ Ar	Kr	Хө
						10 ⁻⁸ cm ³ /g	
	gleba księżycowa						
A	2500	13	31	1,1	5,3	38	38
В	2500	13	30	1,2	5,4	36	16
*	nagromadzenia okruchów skał						
Α	2900	13	29	2,3	5,2	73	46
B	2700	13	29	2,2	5,2	49	42
	typowa skała krystaliczna						
A	180	3,1	1,3	96	1,2	0,34	0,65
B	270	7,0	2,3	42	2,4	0,19	0,16
		· · ·	ł		l	I	1

Względne koncentracje izotopów różnych gazów szlachetnych w materiale księżycowym, według [3]

potwierdza obliczenia teoretyczne. Mała wartość stosunku koncentracji izotopów argonu 40 Ar/ 36 Ar = 1 do 2 zgodna jest także ze spodziewanym rozpowszechnieniem tych izotopów, podobnie jak znalezione względne zawartości izotopów He i Ne po uwzględnieniu poprawki na straty tych pierwiastków, ulatujących z powierzchni Księżyca, intensywnie nagrzewanej podczas księżycowych dni. Izotopy ksenonu pochodzą prawdopodobnie ze Słońca. Ich zawartość jest jednakowa w brekcjach i glebie księżycowej (tablica III). Stosunki

Tablica III

Względne koncentracje izotopów ksenonu $^{i}Xe^{/132}Xe$, według [3]

Próbka	i = 124	126	128	129	130	131	134	136
pyły	0,00 62	0,0071	0,086	1,07	0,165	0,829	0 ,373	0,306
brekcje	0,0052	0,0057	0,084	1,07	0,164	0,820	0,37	0,304

te są zbliżone do analogicznych wartości w chondrytach węglowych, w których jedynie nieco więcej jest lżejszych izotopów ksenonu pochodzących zapewne z reakcji kruszenia jąder przez pierwotne promieniowanie kosmiczne. Mniej dokładne pomiary rozpowszechnienia izotopów kryptonu dają rezultaty podobne jak w chondrytach węglowych. Względne rozpowszechnienie He, Ne i Ar wytworzonych w reakcjach kruszenia jąder podczas oddziaływania z pierwotnym promieniowaniem kosmicznym jest nieco inne od rozpowszechnienia tych izotopów w meteorytach kamiennych. Różnica ta wiąże się zapewne z charakterystycznym składem chemicznym materii księżycowej. Część ⁴⁰Ar pochodzi z radioaktywnego potasu, zawartego w zewnętrznych warstwach Księżyca. Mógł on wydostać się na zewnątrz na skutek ogrzania i następnie zjonizowany zostać wtłoczony z powrotem w glebę księżycową.

Datowanie izotopowe materiałów księżycowych

Z uwagi na bardzo powolny przebieg procesów erozyjnych na Księżycu, badania materiałów tworzących jego warstwę powierzchniową i podpowierzchniową umożliwiają prześledzenie procesów przebiegających w okresie formowania się Księżyca i — być może — Układu Słonecznego. Pozostawione ślady oddziaływań różnych czynników z materiałami powierzchniowymi Księżyca umożliwiają przebadanie późniejszej historii Księżyca, po jego uformowaniu się. Szczególnie duże są przy tym możliwości metody izotopowej. Przyczyny zmian składu izotopowego materiału księżycowego mogły być wielorakie: a) wyróżnienie mas podczas przemian chemicznych, b) rozpad pierwiastków promieniotwórczych znajdujących się na Księżycu od "początku", c) reakcje jądrowe wywołane przez pierwotne promieniowanie kosmiczne i promieniowanie korpuskularne Słońca wysyłane w szczególności podczas rozbłysków, d) wprowadzenie substancji o odmiennym niż na Księżycu składzie izotopowym przez wiatr słoneczny i meteoryty.

Zmierzony stosunek izotopowy ¹⁸O/¹⁶O w różnych minerałach umożliwił określenie temperatury krystalizacji skał na Księżycu. Zarówno w skałach drobno-, jak i gruboziarnistych stosunek ten odpowiada równowadze izotopowej w temperaturze około 1100-1300°C; jest to prawdopodobna temperatura krystalizacji tych skał. Stosując datowanie izotopowe można określić moment krystalizacji skał księżycowych metodami: potasowo-argonową 40K/40Ar, rubidowo-strontowa ⁸⁷Rb/⁸⁷Sr, uranowo-ołowiowa ²³⁵U/²⁰⁷Pb oraz ²³⁸U/²⁰⁶Pb i torowo-ołowiową 232Th/208Pb. W badaniach próbek księżycowych zostały wykorzystane te wszystkie metody [5]. Z pomiarów wynika, że krystalizacja minerałów skalnych nastąpiła (3,6-3,8)·109 lat temu. Nieco niższa wartość dała metoda potasowo-argonowa (2,3-3,7)·109 lat, co objaśniamy rolą ogrzewania zderzeniowego i ucieczką części radiogennego argonu. Z pomiarów metodą U-Pb i Th-Pb otrzymano po uśrednieniu na średni wiek skał 3.8.109 lat. metodą K-Ar na wiek materiału szklistego 1,5 · 10⁹ lat, wiek niektórych fragmentów kamiennych oszacowano na 4,4 ·10°] lat. Zawartość uranu i toru oraz izotopów ołowiu odpowiada procesowi przemian promieniotwórczych w układzie zamkniętym o wieku 4,7.109 lat.

Z powyższych pomiarów można wyciągnąć wniosek, że jeżeli istniał jakiś związek w historii Ziemi i Księżyca, musiał on zostać przerwany w bardzo wczesnym etapie.

Promieniotwórczość wzbudzona

Prócz promieniotwórczości naturalnej ważnych informacji dostarcza badanie promieniotwórczości wzbudzonej przez oddziaływanie pierwotnego promieniowania kosmicznego (lub cząstek wtórnych, względnie cząstek tworzących korpuskularne promieniowanie Słońca) z nuklidami tworzącymi warstwę powierzchniową Księżyca. Badania te pozwalają określić własności promieniowania wzbudzającego oraz nuklidów bombardowanej tarczy. Strumień cząstek pierwotnego promieniowania kosmicznego w obszarze Układu Słonecznego wynosi 4,22 cząstek/cm² s. Przyjmijmy, że od rozpoczęcia bombardowania powierzchni Księżyca przez pierwotne promieniowanie kosmiczne strumień cząstek tego promieniowania pozostawał stały. Wtedy każdy nuklid, którego okres połowicznego zaniku jest niewielkim ułamkiem całego czasu tego bombardowania, pozostaje w "równowadze promieniotwórczej" z promieniowaniem kosmicznym. Dlatego też możemy przyjąć, że szybkość przemian nuklidów, zawartych w próbce, jest równa szybkości ich wytwarzania. Niech bombardowaną powierzchnią przez promieniowanie jest powierzchnia meteoru. Wtedy czas bombardowania meteoru przez pierwotne promieniowanie kosmiczne lub — jak powiadamy — wiek kosmiczny meteoru wyznaczamy mierząc względną koncentrację jednego z dwóch nuklidów, z których jeden jest krótkożyjący w porównaniu z badanym wiekiem, drugi zaś — nie jest. Może nim być nuklid stabilny. Przykłady takich par stanowią: ³⁶Cl--³⁶Ar, ³H--³He, ²¹Ne—²²Na itd. Wiek kosmiczny meteoru jest zawsze krótszy niż jego wiek określony z przemian naturalnych nuklidów promieniotwórczych, który wynosi około 4,5 · 10⁹ lat. Na wiek kosmiczny chondrytów otrzymujemy na ogół mniej niż 30 milionów lat, meteoryty żelazne mają wiek rzędu kilkuset milionów lat, kilka zaś nieco ponad miliard lat. Wiek kosmiczny meteoru charakteryzuje czas oddzielenia się danego meteoru od planetoidy wskutek zderzenia. Typowy wiek chondrytów (20 mln lat) i meteorytów żelaznych (500 mln lat) jest różny ze względu na różną trwałość tych meteorytów. W przypadku konkretnego meteorytu musimy otrzymać ten sam wiek kosmiczny, biorąc jakąkolwiek parę nuklidów, o których wyżej była mowa. Podobne badania wzbudzonej promieniotwórczości zostały przeprowadzone z próbkami gruntu księżycowego.

W zewnętrznej warstwie powierzchniowej znaleziono wiele produktów oddziaływań z cząstkami wysokoenergetycznymi (cząstki pierwotnego promieniowania kosmicznego lub jego pochodnych: neutrony, mezony π i μ oraz twarde promienie γ) i niskoenergetycznymi (protony pochodzące z rozbłysków na Słońcu; obecność ich produktów oddziaływań z nuklidami na powierzchni Księżyca może stanowić informację o historii aktywności Słońca). W niektórych skałach znaleziono produkty reakcji nieskoenergetycznych ze wszystkich stron danej skały. Oznacza to, że musiały one być kilkakrotnie obracane (na skutek staczania się z góry lub uderzeń meteorytów). Dokonano pomiarów czasu naświetlania gruntu księżycowego przez pierwotne promieniowanie kosmiczne (ppk) do głębokości 1 m. Zmierzone czasy [5] od 20 do 600 milionów lat wskazują na niesłychanie wolne narastanie warstwy powierzchniowej Księżyca. Jest to ważny rezultat także i z tego powodu, że wyrażane były przypuszczenia raczej o ubytku masy z powierzchni Księżyca w związku z uderzeniami meteorytów. One też powodują mieszanie się gleby księżycowej w warstwie powierzchniowej. Badano także uszkodzenia struktury krystalicznej minerałów przy bombardowaniu ich przez ciężkie cząstki (ppk) o liczbie porzadkowej Z > 22. Obliczony stad czas naświetlania wynosił tylko 10 do 20 mln lat, znacznie mniej niż pomiar naświetlania protonami. Prędkość erozji powierzchniowej skał oszacowano na około 10⁻⁷ cm/rok. Będą podjęte próby określenia szczegółów zmian strumienia (ppk) z głębokościowych badań jego oddziaływania z gruntem księżycowym. Średnia droga swobodna na oddziaływanie protonów o wysokiej energii (rzędu 1010 eV) w meteorze żelaznym wynosi około 100 g/cm² [1]. Efekt głębokościowy warto badać przez pomiar koncentracji z głębokością produktów niskoenergetycznych, takich jak 53Mn (okres połowicznego zaniku $T = 1.9 \cdot 10^5$ lat) oraz ⁵⁵Fe (T = 2.6 lat). Ich ilość w meteorycie żelaznym rośnie w kierunku do środka o czynnik 1,5 ze względu na szybki wzrost z głebokościa liczby cząstek wtórnych o energii 10-20 MeV. Silniejszy wzrost z głębokością powinny wykazać niektóre izotopy powstałe z reakcji (n, γ) , na przykład ⁵⁹Ni $(T = 7.5 \cdot 10^4 \text{ lat})$ i ⁶⁰C (T = 5.26 lat). Średnia predkość wytwarzania rośnie kilkakrotnie od głębokości 10 do 20 cm. Wychwyt neutronów zachodzi przy energiach znacznie powyżej energii termicznych. Poniżej głębokości 10-20 cm prędkość wytwarzania dowolnego nuklidu maleje wykładniczo według prawa $e^{-x/150}$, gdzie x — w g/cm², podobnie jak w atmosferze ziemskiej.

W badaniach dostarczonego na Ziemię materiału księżycowego nie mierzono promieniotwórczości wzbudzonej nuklidów o okresie połowicznego zaniku T krótszym niż kilka dni [3]. Wykryto promieniotwórczość 52 Mn (T = 5,7 dnia) oraz 48 V (T = 16,1 dnia). Wykryto także znaczną promieniotwórczość 26 Al ($T = 0,74 \cdot 10^6$ lat), który jest w równowadze promieniotwórczej z padającym strumieniem (ppk). Oznaczmy przez F prędkość powstawania promieniotwórczego nuklidu o okresie rozpadu T_1 (stała rozpadu $\lambda_1 = \ln 2/T_1$) pod wpływem stałego w czasie strumienia (ppk), zaś przez R — prędkość rozpadu tego nuklidu. Jeśli T_1 jest porównywalny z czasem trwania naświetlania, to R = $= F(1 - e^{-\lambda_1 t})$. Jedynym nuklidem spełniającym ten warunek jest 40 K, który umożliwia badania stałości w czasie strumienia (ppk) w okresach rzędu miliardów lat. Z badań meteorytów żelaznych ustalono stałość strumienia (ppk) przez około 500 milionów lat. Badania rozpadu 40 K wykazują [6] z dużym błędem stałość strumienia (ppk). Z powodów kosmogonicznych byłoby ważne przeprowadzenie takich badań nad materiałem księżycowym z dokładną analizą wytwarzania i rozpadu ⁴⁰K. Jeżeli bowiem Układ Słoneczny przeszedł przez chmurę gazów po wybuchu gwiazdy supernowej [7], gdzie musiał istnieć bardzo duży strumień (ppk), różniący się znacznie od mierzonego współcześnie, to śladów tego wydarzenia można szukać we wzbudzonej promieniotwórczości nuklidów o dużym okresie połowicznego rozpadu, na przykład ⁴⁰K. Nie da się tego stwierdzić, jeżeli Układ Słoneczny nie był jeszcze uformowany, a przechodził w postaci obłoku gazów przez obszar niezbyt dawnego wybuchu supernowej, jak to sugerują niektóre współczesne teorie [8].

Historia układu Ziemia-Księżyc a skład izotopowy ołowiu

Spośród wielu teorii pochodzenia Księżyca szczególne miejsce zajmuje obecnie teoria Gerstenkorna [9, 2] wychwytu przez Ziemię uformowanego gdzie indziej Księżyca. Gerstenkorn pokazał mianowicie, że w obecności tarcia pływowego mógł Księżyc przejść z orbity hiperbolicznej na okołoziemską orbitę eliptyczną (lub prawie eliptyczną). W procesie wychwytu Księżyc przeszedł w pobliżu granicy Roche'a, która dla Ziemi wynosi $a_r = 2,44 R_z$ (gdzie R_z oznacza promień Ziemi). Przejściu temu towarzyszyły potężne procesy pływowe w atmosferze, na powierzchni i w ciekłym wnętrzu Ziemi, związane z wydzieleniem się dużych ilości ciepła, być może nawet z lokalnym stopieniem skorupy ziemskiej. Rodzi się pytanie, czy pozostały jakieś ślady tych procesów na Ziemi i kiedy te procesy miały miejsce. Pewna interpretacja [10] badań składu izotopowego ołowiu niektórych skał na Ziemi skłania do pozytywnej odpowiedzi na to pytanie.

Zgodnie ze współczesnymi poglądami na warstwową budowę wnętrza Ziemi [11] w kierunku radialnym, idąc od skorupy zewnętrznej do środka Ziemi, wyróżniamy następujące warstwy: skorupa Ziemi, górny płaszcz, strefa przejściowa, dolny płaszcz, zewnętrzne (ciekłe) jądro, strefa przejściowa i jądro wewnętrzne.

Badanie składu izotopowego ołowiu we wczesnych skałach wulkanicznych, pochodzących z górnego płaszcza Ziemi, umożliwia prześledzenie historii wydarzeń, jakie w nim zaszły. W pracy [10] autor proponuje dwustopniowy model ustalania się aktualnego stosunku izotopowego ołowiu. Przyjmujemy, że od uformowania się Ziemi przed czasem $t_0 = 4,55 \cdot 10^9$ lat skład izotopowy ołowiu w płaszczu Ziemi był jednorodny.

Drugi stopień, który przyszedł przed t_1 laty w okresie tak zwanego procesu anortozytowego, wiąże autor [10] z wychwytem Księżyca przez Ziemię. Wychwyt ten według Ureya i MacDonalda [12] miał miejsce przed $t_1 = 4,5$ miliardami lat, natomiast według Alfvéna i Arrheniusa [13] — przed 700 milionami lat.

Wprowadzimy następujące oznaczenia stosunków izotopowych:

 $x = {}^{206}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb}$, $y = {}^{207}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb}$, $z = {}^{208}\text{Pb}/{}^{204}\text{Pb}$.

Równania, opisujące zmianę tych stosunków izotopowych ołowiu, mają kształt następujący [14]:

$$x = a_0 + m_1[\exp(\lambda t_0) - \exp(\lambda t_1)] + m_2[\exp(\lambda t_1) - 1] y = b_0 + (m_1/137,8)[\exp(\lambda' t_0) - \exp(\lambda' t_1)] + (m_2/137,8)[\exp(\lambda' t_1) - 1] z = c_0 + k_1[\exp(\lambda'' t_0) - \exp(\lambda'' t_1)] + k_2[\exp(\lambda'' t_0) - 1].$$
(1)

Tutaj: $x = a_0$, $y = b_0$, $z = c_0$ w czasie $t = t_0$; $m = {}^{238}U/{}^{204}Pb$ i $k = {}^{232}Th/{}^{204}Pb$ oznaczają współczesne wartości tych stosunków izotopowych. Wartości m_1 w czasie $t = t_0$ na Ziemi leżą w przedziale 8,5 do 9,0. W czasie $t = t_1$ wartość moznaczono przez m_2 . Analogiczny jest sens oznaczeń k_1 i k_2 . Stałe rozpadu ${}^{238}U$, ${}^{235}U$ i ${}^{232}Th$ oznaczono odpowiednio przez λ , λ') i λ'' . Dla wczesnych skał wulkanicznych, branych z różnych miejsc na Ziemi, a pochodzących z jej górnego płaszcza (anortozyty) na wykresie $y = \delta(\cdot)$ mierzone stosunki izotopowe y i \cdot muszą układać się na dwóch równoległych izochronach, jeżeli model dwustopniowy jest poprawny. Pierwsza izochrona odpowiada czasowi $t = t_0$, druga $t = t_1$. Nachylenie r drugiej izochrony określone jest równaniem:

$$r = [\exp(\lambda' t_1) - 1] / \{137, 8[\exp(\lambda' t_1) - 1]\}.$$
(2)

Znajomość r umożliwia wyznaczenie t_1 . Autor [10] przyjmuje, że pierwotny górny płaszcz Ziemi miał w skali lokalnej stałą wartość m_1 . Przyjmuje także, że różnice w wartościach y są pochodzenia: a) doświadczalnego (wyróżnienie mas w źródle spektrometru masowego) i b) są rzeczywiste ze względu na różnice wartości m_1 i m_2 w środowisku.

Wykreślając zależność y = y(x) oraz z = z(x) z danych doświadczalnych (globalne pomiary zmian składu izotopowego ołowiu w skałach, pochodzących z górnego płaszcza Ziemi) znaleziono trzy grupy wyników, układające się na wykresach wzdłuż prostych o nachyleniu: $r_1 = 0,0802 \pm 0,0079$, $r_2 = 0,0848 \pm$ $\pm 0,0049$ i $r_3 = 0,1022 \pm 0,0181$. Rezultaty te układają się zatem w dwie grupy danych: a) r_1 i r_2 oraz b) r_3 . Biorąc średnią z danych (a) otrzymujemy na średnie nachylenie izochrony $\bar{r} = 0,0825 \pm 0,0080$. Stąd według równania (2) otrzymujemy na czas t_1 wartość: $t_1 = (1,28 \pm 0,20)$ miliarda lat. Wartość ta dobrze zgadza się z wiekiem masywów anortozytów, równym $(1,30 \pm 0,020) \cdot 10^9$ lat [15]. Proces uformowania się skał anortozytu i drugi stopień formowania się rozpowszechnienia izotopów ołowiu wiążemy z intensywnymi procesami pływowymi, towarzyszącymi wychwytowi Księżyca przez Ziemię.

Jeżeli przedstawiona tu interpretacja jest poprawna, dane analizy izotopowej ołowiu zawartego w skałach anortozytowych (jest to magmowa skała głębinowa utworzona z plagioklazu wzbogaconego w wapń, występująca głównie w utworach przedkambryjskich) stanowiłyby doświadczalny dowód dramatycznych procesów, jakie miały miejsce na Ziemi po zbliżeniu się Księżyca do obszaru ziemskiej granicy Roche'a.

Str.	Wiersz od góry	Jest	Winno b y ć
508, 508, 508,	10 12 13	$\begin{vmatrix} \lambda' \\ i \\ y = \delta(.) \\ y \text{ i. muszą} \end{vmatrix}$	$ \begin{array}{l} \lambda' i \\ y = y(x) \\ y \ i \ x \ \text{musza} \end{array} $
M. Subotowi	cz, Postępy I	Fizyki, 21 , 499 (1970)	

ERRATA

2

Abstract: The main scientific problems of the investigation of the moon in the Apollo program were discussed. The mineralogical and chemical composition of the moon surface layer was presented. Given were the results of the rare gases isotopic analysis. These gases are contained in the moon breccia and fines and were transported in the solar wind. Using the well-known methods of geological dating (K-Ar, Rb-Sr, U-Pb and Th-Pb — methods) the age of the moon rocks was determined $(3\cdot8\cdot4\cdot7\times10^{\circ}y)$. An analysis was made of the different isotope radioactivities induced by the interaction of primary cosmic rays with the moon soil and rocks. The results of these radioactivity measurements were given. The data on the origin and history of cosmic rays and the history of the moon surface layer were analysed. In the following chapter there is a discussion of the influence of the possible moon capture (Gerstenkorn-theory) on the Pb-isotopic composition measured in some surface rocks on the Earth. The very destructive tidal effects during the moon capture and its approach up to the Roche-limit were accompanied by local heating of the Earth crust, its possible melting and lava flow from the upper mantle of the Earch. This process is identified with the geological Anortosite Event. For the time occurrence of these processes the age $(1.28 + 0.20 \times 10^{9}y)$ was found, from the Pb-isotopic composition analysis, a value identical with the geological dating of the Anortosite Event: $(1\cdot 30 + 0\cdot 20 \times 10^9 y)$.

Literatura

- [1] J. R. Arnold, Ann. Rev. Nuclear Sci., 11, 349 (1961).
- [2] M. Subotowicz, Problemy, 25, 197 (1969); 26, 215 (1970); Wszechświat Nr 6, 153 (1970).
- [3] Science, 165, 1211 (1969), zespół 40 autorów.
- [4] G. H. Draffan, G. Eglington, J. M. Hayes, J. R. Maxwell, C. T. Pillinger, Chemistry in Brit., 5, 296 (1969).
- [5] Nature, 225, 321 (1970).
- [6] M. Honda, Geochim. Cosmochim. Acta, 17, 148 (1959).
- [7] J. S. Shklowsky, Cosmic Radio Waves, Cambridge, Mass. 1960.
- [8] C. M. Hohenberg, Science, 166, 212 (1969).
- [9] H. Gerstenkorn, Z. Astrophys., 36, 245 (1955).
- [10] T. J. Ulrych, Nature, 224, 766 (1969).
- [11] W. S. Fyfe, Proc. Roy. Soc., A, 307, 373 (1968).
- [12] H. C. Urey, G. J. MacDonald, Sci. J., 5, 60 (1969).
- [13] H. Alfven, G. Arrhenius, Science, 165, 11 (1969).
- [14] M. Tatsumoto, J. Geophys. Res., 71, 1721 (1966).
- [15] N. Herz, Science, 164, 944 (1969).

Mirosław Łukaszewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Magnetometry pompowane optycznie

Optically Pumped Magnetometers

I. Wstęp

Metoda pompowania optycznego, jej zastosowanie do badań naukowych i osiągnięte na tej drodze wyniki omawiane były na łamach "Postępów Fizyki" w szeregu artykułów przeglądowych [1-5]. Tematem niniejszego artykułu jest jedno z głównych zastosowań technicznych tej metody, a mianowicie wykorzystanie pompowania optycznego w urządzeniach do pomiaru pól magnetycznych o niewielkim natężeniu (od kilkudziesięciu μ G do kilku G). Magnetometry tego typu okazały się, dzięki ich wysokiej czułości oraz niewielkim rozmiarom i względnej prostocie konstrukcji, bardzo wygodnymi przyrządami do badania magnetyzmu ziemskiego i pól magnetycznych w przestrzeni międzyplanetarnej. Są one obecnie często używane w laboratoriach geofizycznych oraz stanowią wyposażenie pojazdów kosmicznych.

Mimo istnienia wspomnianych artykułów przeglądowych wydaje się celowe krótkie przypomnienie tych aspektów metody pompowania optycznego, które grają podstawową rolę przy konstrukcji i działaniu magnetometrów. Tak więc w pierwszej części artykułu omówione zostaną podstawy fizyczne ich działania: wpływ pola magnetycznego na rozkład poziomów energetycznych atomów, pompowanie optyczne metali alkalicznych i helu oraz detekcja optyczna rezonansu magnetycznego w stanach podstawowych tych pierwiastków. Następnie opisana zostanie ogólna zasada działania magnetometrów pompowanych optycznie oraz podstawowe typy tych przyrządów. W kolejnej części artykułu podane zostaną przykłady typowych rozwiązań. Obecnie istnieje bardzo wiele urządzeń tego rodzaju, zbudowanych na ogół niezależnie od innych, i wybór akurat tych przykładów podyktowany został raczej dostępnością danych niż innymi względami. Następna część artykułu dotyczy zrealizowanej niedawno metody pomiaru bardzo słabych pól magnetycznych poprzez wykorzystanie efektu Hanlego w stanie podstawowym metali alkalicznych. Metoda ta różni się nieco od metody stosowanej w pozostałych opisywanych tu magnetometrach (jest to metoda nierezonansowa), różne także są jej zastosowania ze względu na to, że pozwala ona mierzyć jedynie bardzo słabe pola magnetyczne, słabsze od pól geofizycznych i międzyplanetarnych. W uwagach końcowych magnetometry pompowane optycznie porównane zostaną z innymi przyrządami do pomiaru słabych pól magnetycznych.

II. Podstawy fizyczne

1. Rozszczepienie poziomów struktury nadsubtelnej i subtelnej w polu magnetycznym

Metody rezonansowe pomiaru natężenia pola magnetycznego polegają na pomiarze częstości przejścia, w rezonansie magnetycznym, pomiędzy podpoziomami rozszczepienia zeemanowskiego w mierzonym polu magnetycznym. Pomiar tej częstości pozwala wyznaczyć natężenie zewnętrznego pola magnetycznego, jeśli znana jest zależność energii poszczególnych podpoziomów od pola rozszczepiającego. W magnetometrach pompowanych optycznie rezonans magnetyczny realizowany jest w stanach podstawowych metali alkalicznych lub w stanie podstawowym bądź metatrwałym helu. W obu przypadkach stosowane są próbki gazowe, a więc mamy do czynienia z poziomami energetycznymi atomów.

Poziomem podstawowym metali alkalicznych jest poziom ${}^{2}S_{1/2}$, który w wyniku oddziaływania ze spinem jądrowym rozszczepiony jest na dwa poziomy struktury nadsubtelnej o liczbach kwantowych całkowitego momentu pędu F równych odpowiednio I+1/2 i I-1/2, gdzie I jest liczbą kwantową spinu jądrowego. W nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego poziomy te są 2F+1-krotnie zdegenerowane. Pole magnetyczne znosi tę degenerację powodując rozszczepienie zeemanowskie. Charakter tego rozszczepienia jest zależny od wielkości oddziaływania zeemanowskiego w stosunku do oddziaływania nadsubtelnego. W przypadku, gdy oddziaływanie zeemanowskie jest małe w porównaniu z oddziaływaniem nadsubtelnym (przypadek tzw. pól słabych), zmiana energii podpoziomu wynikająca z oddziaływania z polem magnetycznym dana jest z dobrym przybliżeniem wzorem:

$$\Delta W = m_F g_F \mu_0 H \,,$$

gdzie m_F — magnetyczna liczba kwantowa przyjmująca wartości od -F do +F, g_F — czynnik Landego dla struktury nadsubtelnej, μ_0 — magneton Bohra, H — natężenie pola magnetycznego. W drugim skrajnym przypadku (przypadek tzw. pól silnych), gdy oddziaływanie zeemanowskie znacznie przewyższa

oddziaływanie nadsubtelne, w miejsce rozszczepienia zeemanowskiego poziomów struktury nadsubtelnej otrzymujemy rozszczepienie nadsubtelne poziomów zeemanowskich struktury subtelnej (efekt Backa-Goudsmita). Energia podpoziomów liczona względem środka ciężkości wyjściowego multipletu nadsubtelnego jest teraz:

$$\Delta W = m_J g_J \mu_0 H - m_I g_I \mu_N H + A m_I m_J,$$

gdzie m_J i m_I — magnetyczne liczby kwantowe przyjmujące wartości odpowiednio od -J do +J i od -I do +I, J — liczba kwantowa całkowitego elektronowego momentu pędu, g_J i g_I — czynniki Landego odpowiednio elektronowy i jądrowy, μ_N — magneton jądrowy, A — stała struktury nadsubtelnej. W tzw. polach pośrednich, gdy wielkości oddziaływań zeemanowskiego i nadsubtelnego są porównywalne, energia podpoziomu nie jest już liniową funkcją natężenia pola. Dla stanu podstawowego metali alkalicznych jest ona dana wzorem Breita-Rabiego (patrz np. [6]):

$$\Delta W = -\frac{A}{4} - m_F g_I \mu_N H \pm \frac{A}{4} (2I+1) \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I_i + 1} x_i + x^2},$$

gdzie $x = \frac{2(g_J \mu_0 - g_I \mu_N)}{A(2I+1)} H$, a znaki + i – odnoszą się odpowiednio do poziomów o F = I + 1/2 i F = I - 1/2.

Na rys. 1 przedstawiona jest energia podpoziomów zeemanowskich stanu podstawowego metalu alkalicznego (o spinie jądrowym I = 5/2 — np. ⁸⁵Rb) w funkcji natężenia pola magnetycznego. Pola słabe oznaczają w tym przypadku pola o natężeniu poniżej 1 G, a pola silne — powyżej 1000 G. Magnetometry pompowane optycznie przeznaczone są do pomiaru niewielkich pól magnetycznych; mamy wówczas do czynienia z obszarem pól słabych lub pośrednich. Przejścia rezonansu magnetycznego, które są wykorzystywane w tego typu magnetometrach, są to przejścia o $\Delta F = 0$, $\Delta m_F = \pm 1$. W bardzo słabym polu magnetycznym częstość tych przejść jest jednakowa — nie zależy ani od F, ani od m_F . Przy wzroście pola częstości poszczególnych przejść przestają być jednakowe i stają się zależne od F i m_F . Częstości te wyznaczyć można ze wzoru Breita-Babiego. Dla przejścia $m_F \leftrightarrow m_F - 1$ otrzymujemy:

$$\nu = \left| -\frac{g_I \mu_N H}{h} \pm \frac{A (2I+1)}{4h} \left(\sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2} - \sqrt{1 + \frac{4(m_F-1)}{2I+1} x + x^2} \right) \right|.$$

Dla niezbyt dużych pól magnetycznych pierwiastki występujące w powyższym wzorze rozwinąć można na szereg i pominąć wyrazy stopnia wyższego niż drugi w H. W tym przybliżeniu otrzymuje się widmo częstości rezonansu magnetycznego złożone z dwóch grup częstości odpowiadających dwóm poziomom nadsubtelnym stanu podstawowego. Każda z tych grup zawiera 2F częstości rezonansowych, które są w tym przybliżeniu równoodległe w skali czestości.

Poziomem podstawowym helu jest poziom $1^{1}S_{0}$. Dla izotopu ⁴He, dla którego spin jądrowy I = 0, poziom ten nie ulega rozszczepieniu zeemanowskiemu, gdyż całkowity moment pędu J = 0. Dla izotopu ³He, dla którego spin jądrowy



Rys. 1. Energia podpoziomów zeemanowskich stanu podstawowego ${}^{s}S_{1/2}$ metalu alkalicznego o spinie jądrowym I = 5/2 oraz $g_I > 0$ (np. ${}^{s_5}\text{Rb}$) w funkcji natężenia zewnętrznego pola magnetycznego (tzw. krzywe Breita-Rabiego)

I = 1/2, pole magnetyczne rozszczepia poziom podstawowy na dwa podpoziomy zeemanowskie, które są w tym przypadku podpoziomami czysto jądrowymi ($m_F = m_I = \pm 1/2$). Częstość przejścia między nimi wynosi

$$v=\frac{g_I\mu_N}{h}H.$$

Zależność powyższa jest słuszna dla dowolnych wartości pola magnetycznego, gdyż w stanie $1^{1}S_{0}$ nieobecne jest sprzężenie wewnątrzatomowych momentów pędu (jedynie $I \neq 0$).

W magnetometrach pompowanych optycznie wykorzystywany jest także poziom metatrwały helu 2³S₁. W tym przypadku stosowany jest ⁴He, ze względu na prostszą strukturę poziomów energetycznych (nieobecność struktury nadsubtelnej). Poziom 2³S₁ helu 4 rozszczepia się w polu magnetycznym na trzy podpoziomy zeemanowskie struktury subtelnej o $m_J = 0, \pm 1$. I w tym przypadku sprzężenie wewnątrzatomowych momentów pędu jest nieobecne (J = S, L = 0, I = 0), a więc oba przejścia rezonansu magnetycznego mają tę samą częstość, równą

$$v=rac{g_J\mu_0}{h}H=rac{2\mu_0}{h}H,$$

dla dowolnych wartości pola magnetycznego.

2. Pompowanie optyczne

Na to, aby w parze atomowej można było przeprowadzić doświadczenie rezonansu magnetycznego, niezbędne jest m. in., aby zawierała ona dostateczną liczbę atomów. W przypadku metali alkalicznych wystarczające do tego celu jest ciśnienie par rzędu 10^{-5} mm Hg, które osiąga się w temperaturze rzędu $300-400^{\circ}$ K (zależnie od stosowanego pierwiastka). Dla takich temperatur i dla pól magnetycznych odpowiadających polom słabym lub pośrednim różnica obsadzeń podpoziomów zeemanowskich wynikająca z rozkładu Boltzmanna jest znikoma (rzędu 10^{-4} %). Do osiągnięcia znacznej różnicy obsadzeń tych podpoziomów, pozwalającej na otrzymanie silnych sygnałów rezonansu magnetycznego, służy metoda pompowania optycznego.

Cykl pompowania optycznego składa się z dwóch niezależnych procesów: absorpcji promieniowania rezonansowego i następującej po czasie równym średnio czasowi życia stanu wzbudzonego emisji spontanicznej, dzięki której atomy powracają do stanu podstawowego. (Emisja wymuszona może być w tym przypadku zaniedbana ze względu na niewielkie natężenie wiązki świetlnej.) Drugi z tych procesów jest izotropowy, natomiast pierwszy można uczynić anizotropowym przez odpowiedni dobór kierunku i polaryzacji wiązki wzbudzającej, tak aby realizowane były tylko niektóre z przejść dozwolonych przez regułę wyboru $\Delta m = 0, \pm 1$. W tej sytuacji rozkład obsadzeń podpoziomów stanu podstawowego po cyklu pompowania optycznego może być różny od wyjściowego. Jeżeli procesy relaksacyjne dążące do przywrócenia rozkładu boltzmannowskiego nie będą zbyt silne, otrzymamy w ten sposób stacjonarną różnice obsadzeń podpoziomów stanu podstawowego. Układ atomowy, w którym wytworzona jest różnica obsadzeń podpoziomów zeemanowskich, nazywa się układem zorientowanym, bowiem różnym podpoziomom zeemanowskim odpowiadają różne ustawienia momentu pedu (i momentu magnetycznego) w stosunku do osi kwantyzacji; gdy podpoziomy te są nierówno obsadzone, pewne ustawienia są uprzywilejowane, czyli ma miejsce orientacja momentów atomowych.

W przypadku metali alkalicznych pompowanie optyczne¹ odbywa się poprzez rezonansowy stan wzbudzony ${}^{2}P_{1/2, 3/2}$. Na rys. 2 przedstawiony jest tzw. heisenbergowski schemat poziomów zeemanowskich dla metalu alkalicznego o spinie jądrowym I = 5/2. Schemat ten jest wygodny do analizowania procesu pompowania optycznego, gdyż przejściom o różnej wartości Δm odpowiadają na nim linie o różnym nachyleniu. W typowej sytuacji komórka rezonansowa zawierająca parę metalu alkalicznego oświetlana jest spolaryzowaną kołowo wiązką świetlną rozchodzącą się wzdłuż pola magnetycznego.



Rys. 2. Schemat Heisenberga podpoziomów zeemanowskich stanu podstawowego i rezonansowego dla metalu alkalicznego o spinie jądrowym I = 5/2

Jeżeli polaryzacja ta jest np. prawoskrętna ², to realizowane są tylko przejścia o $\Delta m = +1$ (jedno z takich przejść zostało przykładowo pokazane na rys. 2). Jeżeli podczas pobytu w stanie wzbudzonym atom pozostaje na tym samym podpoziomie zeemanowskim, to pompowanie takie prowadzi do zwiększenia obsadzeń podpoziomów stanu podstawowego w kierunku podpoziomu o $m_F =$ = +3 dla F = 3 i $m_F = +2$ dla F = 2. Różnice obsadzeń sąsiednich podpoziomów także wzrastają w tym kierunku, tzn. największa jest różnica obsadzeń pomiędzy podpoziomami (3, +3) i (3, +2) (podpoziomy oznaczamy tu przez (F, m_F)).

Metale alkaliczne są bardzo aktywne chemicznie, w związku z czym zderzenia ze ściankami szklanej komórki są dla nich bardzo silnym procesem

¹ Szczegółowy opis procesu pompowania optycznego metali alkalicznych znaleźć można w artykułach [1-3].

² Pompowanie rozchodzącą się wzdłuż pola magnetycznego wiązką świetlną spolaryzowaną kołowo prawoskrętnie nazywa się pompowaniem σ^+ , spolaryzowaną kołowo lewoskrętnie — pompowaniem σ^- , gdyż w absorpcji realizowane są wówczas przejścia o Δm równym odpowiednio +1 lub -1. Przy zmianie zwrotu pola magnetycznego zwrot pompowania ulega zmianie, tzn. pompowanie σ^+ zmienia się na pompowanie σ^- i odwrotnie.

relaksacyjnym. Dla osiągnięcia znacznej różnicy obsadzeń w stanie podstawowym konieczne jest więc osłabienie tego procesu. Osiągnąć to można dwoma metodami. Pierwsza z nich polega na pokryciu ścianek komórki substancją, w stosunku do której metale alkaliczne nie są aktywne — najczęściej parafinami lub silikonami. Druga metoda polega na wprowadzeniu do komórki gazu szlachetnego pod niewielkim ciśnieniem (rzędu 10 mm Hg). Gaz ten nazywa się buforującym, gdyż atomy metalu dyfundują w nim, przez co wydłużony zostaje czas pomiędzy zderzeniami ze ściankami, a z drugiej strony zderzenia z atomami takiego gazu są dla stanu podstawowego bardzo słabym czynnikiem relaksacyjnym. W efekcie otrzymujemy więc osłabienie relaksacji, tak jak w pierwszej metodzie.

Obecność gazu buforującego w komórce rezonansowej zmienia warunki pompowania, gdyż dla stanu wzbudzonego zderzenia z atomami tego gazu są silnym procesem relaksacyjnym. Przy stosowanych ciśnieniach w czasie rzędu czasu życia stanu wzbudzonego obsadzenia podpoziomów tego stanu zostają wyrównane, tak że w wyniku emisji spontanicznej do każdego z podpoziomów stanu podstawowego powraca tyle samo atomów. W tej sytuacji pompowanie może zachodzić tylko wówczas, gdy podpoziomy stanu podstawowego są w różnym stopniu opróżniane przez wzbudzenie optyczne. Warunek ten może być spełniony przez zastosowanie do pompowania tylko jednej linii dubletu rezonansowego $(D_1 \text{ lub } D_2)$. Obie z wymienionych metod osłabienia relaksacji pozwalają osiągnąć porównywalne różnice obsadzeń w stanie podstawowym.

W helu pompowanie optyczne prowadzi się w stanie metatrwałym 2^3S_1 . Atomy helu przeprowadzane są ze stanu podstawowego 1^1S_0 do stanu metatrwałego przez wzbudzenie w zderzeniach z elektronami w słabym wyładowaniu elektrycznym. Następnie atomy te pompowane są wiązką świetlną o długości fali około 10830 Å poprzez stany ${}^3P_{0,1,2}$ (patrz schemat poziomów energetycznych ⁴He — rys. 3*a*), analogicznie jak w przypadku metali alkalicznych. W komórce rezonansowej panuje zazwyczaj ciśnienie helu rzędu 10 mm Hg; do stanu metatrwałego przeprowadzane jest około 10¹¹ atomów/cm³, co jest porównywalne z gęstością pary nasyconej metalu alkalicznego przy ciśnieniu rzędu 10⁻⁵ mm Hg. W tej sytuacji atomy helu znajdujące się w stanie podstawowym automatycznie wykazują działanie buforujące dla pompowanych optycznie atomów w stanie metatrwałym.

Wytworzenie różnicy obsadzeń podpoziomów zeemanowskich stanu podstawowego 1¹S₀ helu (³He, bo tylko dla tego izotopu stan podstawowy ma strukturę zeemanowską) przez pompowanie optyczne w tym stanie jest niemożliwe ze względu na nieosiągalną spektroskopowo długość fali rezonansowej linii singletowej (rzędu 600 Å). Cel ten może być jednak osiągnięty pośrednio dzięki tzw. zderzeniom z wymianą metatrwałości, tzn. zderzeniom, w których następuje wymiana energii wzbudzenia pomiędzy atomem helu w stanie metatrwałym 2³S₁ a atomem w stanie podstawowym 1¹S₀. Jeżeli przez pompowanie optyczne w stanie metatrwałym wytworzona zostanie różnica obsadzeń podpoziomów zeemanowskich, to zorientowany zostanie moment pędu tego stanu F = J + I. W zderzeniach z wymianą metatrwałości orientacja momentu jądra zostaje zachowana ³, co prowadzi do orientacji, a więc różnicy obsadzeń podpoziomów zeemanowskich w stanie podstawowym. W ten sposób wytworzone zostają warunki do przeprowadzenia rezonansu magnetycznego w tym stanie. Podpoziomy zeemanowskie stanu podstawowego ³He są pochodzenia czysto jądrowego, dzięki czemu czas relaksacji jest dla tego stanu bardzo długi.



Rys. 3. Schemat poziomów energetycznych w nieobecności pola magnetycznego oraz schemat Heisenberga podpoziomów zeemanowskich dla ⁴He (a) i ³He (b)

We wszystkich przypadkach omówiliśmy najkorzystniejszą z punktu widzenia efektywności pompowania optycznego sytuację, gdy wiązka pompująca rozchodzi się w kierunku pola magnetycznego. Jeżeli wiązka ta tworzy z kierunkiem pola magnetycznego kąt różny od zera, pompowanie zachodzi nadal, ale jego efektywność spada, gdyż realizowane są nie tylko przejścia o $\Delta m = +1$ (pompowanie σ^+) lub $\Delta m = -1$ (pompowanie σ^-). Efektywność pompowania spada do zera, gdy wiązka pompująca jest prostopadła do pola magnetycznego 4.

³ Wynika to z uogólnionej zasady Francka-Condona, która mówi, że orientacja momentu jądrowego jest zachowana w procesach, dla których: 1) w oddziaływaniu z otoczeniem bierze udział jedynie powłoka elektronowa atomu, oraz 2) czas trwania oddziaływania jest krótki w porównaniu z okresem precesji larmorowskiej momentu jądra.

⁴ Pompowanie optyczne w stanie metatrwałym helu $2^{3}S_{1}$ może być także prowadzone wiązką świetlną niespolaryzowaną. Możliwość ta wynika z faktu, że składowe $2^{3}S_{1} \leftrightarrow 2^{3}P_{1}$ i $2^{3}S_{1} \leftrightarrow 2^{3}P_{2}$ linii 10830 Å są zwykle nierozdzielone w widmie wiązki pompującej. Pompowanie takie stosowane było w pierwszych konstrukcjach magnetometrów helowych, jednakże potem zostało zastąpione znacznie efektywniejszym pompowaniem światłem spolaryzowanym kołowo.

3. Rezonans magnetyczny i optyczna detekcja różnicy obsadzeń podpoziomów zeemanowskich

W wyniku pompowania optycznego wytworzona zostaje różnica obsadzeń podpoziomów zeemanowskich co oznacza, jak już wspomniano, orientację momentów pędu. W przypadku pompowania światłem spolaryzowanym kołowo próbka uzyskuje makroskopowy moment magnetyczny — namagnesowanie próbki — skierowany równolegle lub antyrównolegle do pola magnetycznego odpowiednio dla pompowania σ^+ lub σ^- . Po przyłożeniu do takiej próbki pola magnetycznego wirującego (lub, jak to jest najczęściej realizowane w praktyce, oscylującego) w płaszczyźnie prostopadłej do pola stałego z częstością równą lub bliską częstości larmorowskiej, tzn. częstości odpowiadającej rozszczepieniu zeemanowskiemu, obserwujemy zjawisko rezonansu magnetycznego. W wyniku oddziaływania zmiennego pola magnetycznego (nazywanego polem częstości radiowej (rf) ze względu na zakres stosowanych częstości) z namagnesowaniem próbki, obsadzenia odpowiednich podpoziomów zeemanowskich zostają całkowicie lub częściowo wyrównane (zależnie od amplitudy pola rf).

W konwencjonalnych doświadczeniach rezonansu magnetycznego efekt ten obserwowany jest przez badanie absorpcji przyłożonego pola częstości radiowej. W przypadku pompowania optycznego istnieje znacznie bardziej czuła metoda detekcji rezonansu magnetycznego – detekcja optyczna. W pierwszym z wariantów tej metody (detekcja na składowej stałej) wykorzystujemy zależność absorpcji wiązki pompującej od różnicy obsadzeń pompowanych podpoziomów. Prawdopodobieństwo absorpcji jest w ogólności różne dla różnych podpoziomów zeemanowskich, a więc każda zmiana rozkładu obsadzeń, taka jak wzrost różnicy obsadzeń w wyniku pompowania optycznego lub jej zmniejszenie w wyniku rezonansu magnetycznego, prowadzi do odpowiedniej zmiany absorpcji wiązki pompującej (pod warunkiem, że natężenia składowych subtelnych linii optycznej, za pomocą której prowadzone jest pompowanie, nie są jednakowe w widmie tej wiązki). Zauważmy, że absorpcja fotonów pola czestości radiowej wykrywana jest tutaj przez zmianę absorpcji promieniowania. którego fotony mają energię o kilka rzędów wielkości większą. Detekcja optyczna jest więc swego rodzaju detekcją wyzwalaną (trigger detection) - wielkość sygnału optycznego nie zależy od tego, na jakiej czestości zachodzi rezonans magnetyczny, tzn. nie zależy od wartości stałego pola magnetycznego.

Drugim wariantem detekcji optycznej jest detekcja na składowej zmiennej. Wykorzystany zostaje w niej fakt, że w wyniku oddziaływania namagnesowania próbki z polem częstości radiowej wytworzona zostaje składowa tego namagnesowania poprzeczna w stosunku do stałego pola magnetycznego, wirująca wokół pola stałego z częstością pola rf. Tak jak istnienie składowej podłużnej namagnesowania zmienia współczynnik absorpcji pary dla podłużnej wiązki świetlnej, tak istnienie składowej poprzecznej zmienia współczynnik absorpcji dla wiązki poprzecznej. Ze względu na zmienność w czasie kierunku tej składowej, spolaryzowana kołowo wiązka poprzeczna zostaje zmodulowana po przejściu przez komórkę rezonansową z częstością pola *rf*.

Jeżeli zmieniać będziemy częstość pola radiowego (lub, poprzez zmianę natężenia stałego pola magnetycznego, częstość larmorowską), otrzymamy krzywe rezonansu magnetycznego. Krzywe takie dla obu wariantów detekcji optycznej pokazane są na rys. 4. W przypadku detekcji na składowej stałej na osi rzędnych przedstawiono wielkość, która jest zazwyczaj mierzona doświadczalnie: natężenie wiązki pompującej po przejściu przez komórkę.

Szerokość linii rezonansu magnetycznego jest wielkością bardzo istotną z punktu widzenia zastosowań magnetometrycznych pompowania optycznego,



Rys. 4. Krzywe rezonansu magnetycznego otrzymane za pomocą detekcji optycznej: a) — na składowej stałej, b) — na składowej zmiennej; ω_{rf} — częstość pola radiowego, ω_L — częstość larmorowska

gdyż od niej zależna jest i czułość i dokładność pomiaru pola magnetycznego (im węższa linia, tym większa czułość i dokładność). Szerokość ta określona jest, zgodnie z zasadą nieoznaczoności, przez czas życia odpowiednich podpoziomów. Czas życia pompowanych optycznie podpoziomów zeemanowskich zależy od szeregu czynników. Po pierwsze, atomy wyrywane są ze stanu podstawowego przez absorpcje światła pompującego. Im wieksze natężenie wiązki, tym krótszy odpowiedni czas życia, a więc szersza linia rezonansu magnetycznego. Po drugie, zmiana stanu zeemanowskiego następuje dzięki samemu zjawisku rezonansu magnetycznego. Pole rf wymuszając przejścia pomiędzy podpoziomami skraca ich czas życia i to tym bardziej im jest silniejsze. Opisane powyżej czynniki rozszerzające linię rezonansu magnetycznego nie mogą być dowolnie zmniejszone, gdyż od natężenia wiązki pompującej i amplitudy pola radiowego zależy również natężenie linii rezonansowej, a więc stosunek sygnału do szumu, od którego zależy także czułość magnetometru (im silniejsza wiązka pompująca i pole radiowe, tym większy stosunek sygnału do szumu; im większy stosunek svgnału do szumu, tym wieksza czułość). Nateżenie wiązki pompującej i amplituda pola rf muszą być więc dobrane optymalnie z punktu widzenia własności konkretnego układu, tak aby linia rezonansu magnetycznego była jednocześnie możliwie silna i możliwie wąska.

520

Linia rezonansu magnetycznego rozszerzana jest także przez procesy relaksacyjne dążące do wyrównania obsadzeń. Jak już wspominaliśmy, procesy te mogą być znacznie osłabione przez zastosowanie gazu buforującego lub pokrycia ścianek. Dodatkowe rozszerzenie powodowane jest przez niejednorodności pola magnetycznego, w którym znajduje się próbka. Jeśli pole jest niejednorodne, to różne atomy oddziałują z polem o nieco różnym natężeniu i linia ulega rozszerzeniu. W przypadkach, gdy czynnik ten nie jest zaniedbywalny, korzystniejsze jest stosowanie komórek z pokryciem ścianek, gdyż wówczas niejednorodności pola magnetycznego zostają wyśredniowane dzięki ruchowi termicznemu atomów — każdy z atomów oddziałuje efektywnie ze średnim w obszarze komórki polem magnetycznym. Nie jest tak natomiast dla komórek z gazem buforującym, gdyż wówczas swoboda ruchu atomów jest z założenia mocno ograniczona.

Szerokość linii rezonansu magnetycznego jest blisko związana ze strukturą widma rezonansowego. Dla helu, niezależnie od natężenia pola magnetycznego, istnieje tylko jedna częstość rezonansowa, natomiast dla metali alkalicznych wszystkie częstości rezonansowe są takie same jedynie w bardzo słabym polu magnetycznym. W miarę wzrostu pola pojawia się różnica częstości larmorowskich dla dwóch poziomów struktury nadsubtelnej (różnica ta rośnie w przybliżeniu wprost proporcjonalne do H) oraz różnica częstości poszczególnych przejść zeemanowskich (ta różnica rośnie w przybliżeniu proporcjonalnie do H^2). Ponadto w miarę wzrostu amplitudy pola radiowego pojawiają się rezonanse wielokwantowe odpowiadające przejściom o $\Delta m > 1$. W efekcie struktura widma rezonansu magnetycznego może być dość skomplikowana. Jeżeli pole magnetyczne jest dostatecznie silne, to struktura ta jest dobrze rozdzielona. Przy polu słabszym otrzymuje się szeroką linię z nierozdzieloną strukturą. Linia ta jest asymetryczna, gdyż różnice obsadzeń pomiędzy poszczególnymi podpoziomami nie są takie same, a więc linie składowe mają różne natężenia.

Dla stanu metatrwałego helu, mimo istnienia tylko jednej częstości rezonansowej, szerokość linii rezonansu magnetycznego jest większa niż dla metali alkalicznych i stanu podstawowego helu 3, gdyż obecność wyładowania elektrycznego służącego do wzbudzania atomów do stanu metatrwałego powoduje znaczne rozszerzenie linii.

Typowe przykłady widm rezonansu magnetycznego obserwowanych doświadczalnie w układach pompowanych optycznie pokazane są na rys. 5.

Podane wyżej orientacje pola częstości radiowej oraz wiązek detekcyjnych w stosunku do stałego pola magnetycznego są to orientacje, przy których odpowiednie efekty są najsilniejsze. Przy innych orientacjach efekty te występują także, ale są słabsze (o analogicznym problemie orientacji wiązki pompującej była mowa w poprzednim paragrafie). Wynika stąd w szczególności, że działanie wiązki pompującej i wiązki, za pomocą której prowadzi się detekcję optyczną na składowej zmiennej, spełniać może jedna wiązka świetlna skierowana skośnie względem stałego pola magnetycznego. Składowe podłużna i poprzeczna tej wiązki służą wówczas odpowiednio do pompowania i detekcji.





b





Rys. 5. Przykłady otrzymanych doświadczalnie widm rezonansu magnetycznego w układach pompowanych optycznie ([7], [13], [15]). S_M — amplituda modulacji (detekcja na składowej zmiennej), S_T — natężenie światła po przejściu przez komórkę rezonansową (detekcja na składowej stałej), H — natężenie stałego pola magnetycznego. a) — ³He — rezonans magnetyczny w stanie podstawowym 1¹S₀; b) — ⁸⁵Rb, $H \approx 0.5$ G — oddzielne symetryczne linie dla podpoziomów struktury nadsubtelnej; c) i d) — ¹³³Cs, $H \approx 2$ G — oddzielne asymetryczne linie dla podpoziomów struktury nadsubtelnej; c) — pompowanie σ^+ ; d) — pompowanie σ^- (pokazano tylko jedną z dwóch linii odpowiadających poszczególnym podpoziomom struktury nadsubtelnej); e) i f) — ⁸⁵Rb, $H \approx 2.5$ G — rozdzielona struktura zeemanowska; na rysunku pokazano pomiędzy podpoziomami o jakich m_F zachodzą odpowiednie przejścia; e) — niewielkie pole rf: widoczne tylko przejścia jednokwantowe; f) — większe pole rf: widoczne

1. Układ z automatycznym strojeniem

Pierwszym układem, w jakim konstruowane są magnetometry pompowane optycznie, jest układ z automatycznym strojeniem, w którym częstość pola radiowego dopasowywana jest w sposób ciągły do częstości larmorowskiej. Schemat takiego magnetometru przedstawiony jest na rys. 6.



Rys. 6. Schemat blokowy magnetometru z automatycznym strojeniem

Wiązka świetlna służy w tym przypadku do pompowania oraz do detekcji rezonansu magnetycznego na składowej stałej; otrzymuje się więc krzywą rezonansową taką jak na rys. 4a. W celu wyjaśnienia powstawania sygnału korekcyjnego, służącego do podstrajania generatora częstości radiowej, załóżmy, że początkowo częstość generatora rf jest taka sama jak częstość larmorowska, a następnie, w wyniku zmiany pola magnetycznego, częstość larmorowska ulega niewielkiej zmianie. Natężenie światła dochodzącego do fotodetektora wzrasta wówczas o wartość zależną od modułu różnicy tych częstości, ale niezależną od jej znaku. W celu wprowadzenia zależności od znaku, pozwalającej na automatyczne dostrajanie, częstość generatora rf jest modulowana z niską częstością Ω , w wyniku czego sygnał na wyjściu fotodetektora zawiera składową zmienną z tą częstością. Amplituda tej składowej jest proporcjonalna do modułu nachylenia krzywej rezonansowej, a jej faza w stosunku do modulacji częstości radiowej zależna jest od znaku różnicy częstości (patrz rys. 7). Na wyjściu detektora fazowego otrzymujemy sygnał taki jak na rys. 7. Sygnał ten ma wszelkie cechy sygnału korekcyjnego: jest zerem dla $\omega_{rt} = \omega_L$, a jego wielkość jest zależna od różnicy tych częstości zarówno co do wartości bezwzględnej, jak i co do znaku (w obszarze różnic częstości nie przekraczających szerokości linii rezonansowej). Po przyłożeniu tego sygnału do układu przestrajania generatora częstości radiowej otrzymujemy układ automatycznie dostrajający się do częstości rozszczepienia zeemanowskiego. Pomiar częstości generatora rf jest wówczas jednoznaczny z pomiarem stałego pola magnetycznego.



Rys. 7. Powstawanie sygnału korekcyjnego w magnetometrze z automatycznym strojeniem. Częstość generatora $rf: \omega_{rf} + \delta \omega_{rf} \sin \Omega t$, natężenie światła dochodzącego do fotodetektora zawiera składową zmienną $\delta I \sin(\Omega t + \varphi)$, S — napięcie na wyjściu detektora fazowego

2. Układ generatora spinowego

Drugim układem, w jakim konstruowane są magnetometry pompowane optycznie, jest układ generatora spinowego. W układzie tym, którego schemat przedstawiony jest na rys. 8, detekcja optyczna rezonansu magnetycznego



Rys. 8. Schemat blokowy magnetometru w układzie generatora spinowego

prowadzona jest na składowej zmiennej. Otrzymany na wyjściu fotodetektora sygnał zmienny z częstością pola *rf* użyty jest do zasilania cewek pola radiowego. W wytworzonej w ten sposób pętli sprzężenia zwrotnego mogą powstać drgania niegasnące, o ile wzmocnienie w pętli równe jest jedności, a przesunięcie fazowe równe jest zeru. Pierwszy warunek spełniony jest przez zastosowanie wzmacniacza o odpowiednim wzmocnieniu, drugi — przez wprowadzenie do pętli sprzężenia zwrotnego przesuwnika fazowego. Zastosowanie przesuwnika fazowego jest konieczne, gdyż sygnał optyczny na składowej zmiennej przesunięty Postępy Fizyki, Tom XXI, zeszyt 4 jest w fazie w stosunku do pola częstości radiowej. Powstałe w takim układzie drgania niegasnące mają częstość rozszczepienia zeemanowskiego (częstość larmorowską), gdyż tylko w pobliżu tej częstości występuje modulacja wiązki świetlnej, a amplituda tej modulacji jest największa dla $\omega_{rf} = \omega_L$. Pomiar pola magnetycznego sprowadza się więc do pomiaru częstości drgań otrzymanego w ten sposób generatora spinowego.

Powstawanie przesunięcia fzowego pomiędzy sygnałem optycznym a napięciem w cewkach pola *rf* może być wyjaśnione w oparciu o model wektorowy rezonansu magnetycznego. Oddziaływanie namagnesowania z polem częstości radiowej wygodnie jest analizować w układzie współrzędnych wirującym wokół



Rys. 9. Orientacja składowej poprzecznej namagnesowania w stosunku do pola częstości radiowej H_1 : a) — dla pompowania σ^+ , b) — dla pompowania σ^- . Stałe pole magnetyczne skierowane jest wzdłuż osi z. Układ współrzędnych x'y'z wiruje względem układu laboratoryjnego xyz z częstością pola $rf \omega_{rf}$. M_0 — namagnesowanie w nieobecności pola H_1 , M — namagnesowanie w obecności pola H_1

kierunku stałego pola magnetycznego z częstością pola $rf \omega_{rf}$. W dokładnym rezonansie, tzn. gdy $\omega_{rt} = \omega_l$ jedynym polem magnetycznym działającym w tym układzie jest pole rezonansowe H_1 , będące w tym układzie polem stałym (patrz rys. 9). Pompowanie optyczne wytwarza namagnesowanie próbki mające kierunek stałego pola magnetycznego. Namagnesowania wytworzone w poszczególnych chwilach czasu wykonują procesję wokół pola H_1 , w wyniku czego namagnesowanie wypadkowe układu leży w płaszczyźnie prostopadłej do H_1 (patrz [5], część II). W układzie laboratoryjnym składowa namagnesowania poprzeczna w stosunku do stałego pola magnetycznego wiruje z częstościa pola rf, przy czym tworzy z kierunkiem tego pola kąt $\pi/2$ lub $-\pi/2$ zależnie od tego czy pompowanie optyczne wytwarza namagnesowanie próbki równoległe (pompowanie σ^+), czy antyrównoległe (pompowanie σ^-) do kierunku stałego pola magnetycznego. Przesuniecie fazowe pomiędzy sygnałem optycznym a napięciem w cewkach pola rf wynosi wówczas odpowiednio $\pi/2$ lub $-\pi/2$, gdyż modulacja wiązki świetlnej jest zgodna w fazie z kierunkiem namagnesowania poprzecznego, a pole częstości radiowej - z napięciem w cewkach służących do wytwarzania tego pola.

Znak przesunięcia, które wytwarzać musi przesuwnik fazowy dla powstania drgań niegasnących zależny jest od tego czy kąt pomiędzy mierzonym polem magnetycznym a wiązką świetlną zawarty jest pomiędzy 0 a $\pi/2$, czy pomiędzy $\pi/2$ a π , gdyż, jak już wspomniano, przy zmianie zwrotu pola magnetycznego zmienia się zwrot pompowania. Fakt ten jest nieco niewygodny, gdyż w ogólności kierunek mierzonego pola magnetycznego może być nieznany. Niedogodność ta usunięta może być przez zastosowanie podwójnego układu generatora spinowego. Układ taki, którego schemat przedstawiony jest na rys. 10, zawiera dwa identyczne układy optyczne. Skrętność polaryzacji obu wiązek



Rys. 10. Schemat blokowy podwójnego magnetometru w układzie generatora spinowego

świetlnych w stosunku do ich kierunków jest taka sama. W tej sytuacji, przy dowolnej orientacji mierzonego pola magnetycznego, przesunięcie fazowe wynosi dla jednej z wiązek $\pi/2$, a dla drugiej $-\pi/2$. Jeżeli więc sygnał na wyjściu fotodetektora w jednym układzie podany zostanie na cewki *rf* drugiego układu, to bez stosowania dodatkowych przesuwników fazowych spełniony zostanie warunek powstania drgań niegasnących tzn. suma przesunięć fazowych w całej pętli sprzężenia zwrotnego wynosić będzie zero. Układ taki jest więc symetryczny względem obrotu o π i może być stosowany do pomiaru pól magnetycznych o nieznanym kierunku.

3. Porównanie różnych typów magnetometrów

Podstawowymi wielkościami charakteryzującymi magnetometr są: najmniejsza mierzalna wartość natężenia pola magnetycznego, czułość na zmiany pola określona jako najmniejsza wykrywalna zmiana jego natężenia, oraz dokładność z jaką może być wykonany pomiar absolutny natężenia pola magnetycznego.

Najmniejsze mierzalne pole magnetyczne równe jest w zasadzie szerokości linii rezonansowej wyrażonej w jednostkach natężenia pola. Czułość na zmiany pola oraz dokładność pomiarów absolutnych zależne są od szerokości linii oraz od możliwości określenia położenia jej centrum, a więc od osiąganego stosunku sygnału do szumu. Dokładność pomiarów absolutnych zależy także od tego, na ile dobrze znana jest zależność mierzonej częstości od natężenia pola magnetycznego. Zagadnienie to związane jest nie tylko z dokładnością znajomości stałych atomowych, ale także ze strukturą widma rezonansowego.

W przypadku helu (zarówno ³He, jak i ⁴He) otrzymujemy linie bez struktury, niemniej ustalenie związku między mierzoną częstością a polem magnetycznym nie jest rzeczą najprostszą. Dla 4He częstość rezonansowa modyfikowana jest w wyniku przesunięcia podpoziomów stanu metatrwałego w oddziaływaniu z pompującą wiązką świetlną. Przesunięcie takie występuje wówczas, gdy linia wzbudzająca jest asymetryczna w stosunku do linii absorpcyjnej próbki i jest proporcionalne do nateżenia wiązki wzbudzającej. Asymetria linii wzbudzającej w stosunku do linii absorpcyjnej wynika głównie z trudnej do uniknięcia różnicy ciśnień panujących podczas pracy układu w lampie i w komórce rezonansowej. Z drugiej strony dostateczny stosunek sygnału do szumu osiągany jest w przypadku helu przy względnie dużym natężeniu światła pompującego, co w sumie prowadzi do niezaniedbywalnego przesunięcia poziomów. Przesunięcie częstości rezonansowej przez światło jest nieobecne w ³He, gdyż w tym przypadku pompowanie optyczne i rezonans magnetyczny przeprowadzane są w różnych stanach. Jednakże częstość ta modyfikowana jest w wyniku zderzeń prowadzących do wytworzenia różnicy obsadzeń stanu podstawowego. Ponieważ każdy atom przebywa przez pewien czas w stanie metatrwałym, efektywny czynnik Landego, określający częstość rezonansu magnetycznego w stanie podstawowym, jest średnia ważoną czynników Landego dla stanu podstawowego i metatrwałego, przy czym wagami są względne czasy spedzane przez atom w tych stanach. Prowadzi to do zmiany częstości rezonansu jądrowego w stanie podstawowym, która jest trudna do dokładnego oszacowania.

Dla metali alkalicznych wystarczający stosunek sygnału do szumu osiągnąć można przy względnie niewielkich natężeniach wiązki pompującej, co powoduje, że przesunięcia poziomów przez światło są do pominięcia. Jednakże w tym przypadku występują trudności związane ze strukturą widma rezonansowego. Trudności te można częściowo usunąć pracując bądź w sytuacji, gdy struktura ta jest dobrze rozdzielona i bada się częstość określonego przejścia zeemanowskiego, bądź gdy struktura ta jest całkowicie nierozdzielona. W tej drugiej sytuacji ewentualna asymetria linii prowadzi do błędów systematycznych. Błędy te nie występują w podwójnym układzie generatora spinowego, którego częstość drgań równa jest, ze względu na symetrię układu, średniej częstości przejść zeemanowskich ⁵. Możliwość zastosowania poszczególnych metod zależy od przeznaczenia magnetometru tzn. od natężenia mierzonego pola, znajomości jego kierunku oraz możliwości obsługi przez ludzi.

Szerokość obserwowanej linii rezonansowej (i struktura widma rezonansowego) związana jest także z możliwością osiągnięcia dostatecznego stosunku

⁵ Dla pojedynczego układu generatora spinowego przeprowadzono z powodzeniem próbę symetryzacji linii rezonansowej przez użycie komórki rezonansowej dwudzielnej, której jedna część pompowana była światłem o polaryzacji kołowej prawoskrętnej, druga — lewoskrętnej [7].

sygnału do szumu. Zwiększenie stosunku sygnału do szumu otrzymać można m. in. przez zwiększenie natężenia wiązki pompującej oraz amplitudy pola rf, ale oba te czynniki prowadzą do rozszerzenia linii, a drugi także do komplikacji struktury widma rezonansowego (przez wprowadzenie przejść wielokwantowych). Jak z tego wynika, z punktu widzenia dokładności pomiarów wskazane jest zwiększanie stosunku sygnału do szumu nie na tej drodze, a przez doskonalenie części elektronicznej magnetometru. W praktyce szerokości linii są dla magnetometrów z metalami alkalicznymi i ³He rzędu dziesiątek μ G, dla magnetometrów z ⁴He — rzędu setek μ G. We wszystkich przypadkach możliwa do osiągnięcia czułość na zmiany pola jest rzędu 0,1 μ G.

Czułość magnetometru zależna jest ponadto od orientacji mierzonego pola magnetycznego w stosunku do kierunku wiązki świetlnej, gdyż jak już wspomniano, od orientacji tej zależy efektywność pompowania optycznego i wykorzystanie mocy pola *rf*, a więc stosunek sygnału do szumu. Zależność ta dla różnych typów magnetometrów przedstawiona jest na rys. 11. W przypad-



Rys. 11. Zależność czułości c od kąta θ pomiędzy kierunkiem mierzonego pola magnetycznego a kierunkiem wiązki świetlnej: a) — dla magnetometru z automatycznym strojeniem, b) dla magnetometru w układzie generatora spinowego

kach, gdy kierunek mierzonego pola magnetycznego jest nieznany (np. przy pomiarach w przestrzeni kosmicznej), celem zredukowania tej zależności stosuje się układy kilku magnetometrów, ustawionych względem siebie pod kątem.

Magnetometry z automatycznym strojeniem stosowane są najczęściej do pomiarów geofizycznych w warunkach ziemskich. W tym układzie możliwe jest rozdzielenie struktury widma rezonansowego (ewentualnie przez zastosowanie dodatkowego pola magnetycznego, przez co przechodzi się do obszaru większych pól) i osiągnięcie większej absolutnej dokładności. Układ ten ma stosunkowo znaczne rozmiary i duży pobór mocy oraz wymaga obsługi przez ludzi, co utrudnia jego użycie w przestrzeni kosmicznej. Natomiast układ generatora spinowego nadaje się do tego celu znakomicie dzięki swej prostocie, niewielkim rozmiarom i małemu poborowi mocy oraz dzięki możliwości prawidłowej pracy przez czas rzędu 1 roku bez żadnej regulacji. Ponadto układ ten charakteryzuje się krótszym czasem reakcji na szybkie zmiany pola magnetycznego niż układ z automatycznym strojeniem. Jednoczesne uzyskanie wysokiej dokładności i krótkiego czasu reakcji wymaga jednoczesnego zastosowania obu układów magnetometrów. W magnetometrach z metalami alkalicznymi stosowane są głównie rubid i cez ze względu na to, że temperatury, w jakich pary tych metali mają dostatecznie dużą gęstość, są najbliższe temperatury pokojowej (prężność par 10^{-5} mm Hg osiąga się dla Rb w temperaturze 69°C, dla Cs w temperaturze 46°C). Najszersze zastosowanie znalazły magnetometry rubidowe [8], które stosowane są systematycznie w amerykańskich badaniach kosmicznych. W badaniach tych używa się magnetometrów w układzie generatora spinowego. Jako źródła światła służą bezelektrodowe lampki rubidowe wzbudzane w wyładowaniu wysokiej częstości. Układ optyczny zawiera prócz soczewek i polaryzatorów kołowych filtry interferencyjne służące do wydzielenia linii D_1 , gdyż stosowany jest gaz buforujący (neon) pod stosunkowo wysokim ciśnieniem (kilkadziesiąt mm Hg). Jako fotodetektory używane są krzemowe ogniwa słoneczne. Magnetometry takie pozwalają na osiągnięcie czułości 0,02 µG przy minimalnej mierzalnej wartości pola magnetycznego 20 µG.

Rys. 12 przedstawia zdjęcie pojedynczego magnetometru rubidowego w układzie generatora spinowego używanego w USA do badań geofizycznych przy użyciu rakiet [9]. Układ elektroniczny umieszczony jest z lewej strony, lampka w centrum, a komórka rezonansowa po prawej. Warto zwrócić uwagę na niewielkie rozmiary całego urządzenia (dla porównania na rysunku pokazana jest podziałka calowa). Rys. 13 przedstawia zdjęcie podwójnego magnetometru rubidowego zastosowanego w satelicie Explorer X, a rys. 14 zdjęcie całego pojazdu [9]. Magnetometr umieszczony jest w kulistej górnej części satelity, na którą nawinięte są dodatkowe cewki dostarczające pola magnetycznego o natężeniu 100 µG i znanej orientacji, co pozwala na pomiar nie tylko natężenia ale i kierunku nieznanego pola magnetycznego. W pracy [10] opisane są doświadczenia geomagnetyczne prowadzone przez serię amerykańskich Geofizycznych Obserwatoriów Orbitalnych. W pojazdach tych używano także magnetometrów podwójnych, przy czym dla zredukowania zależności czułości od orientacji mierzonego pola magnetycznego zastosowano dwa magnetometry ustawione względem siebie pod kątem. Zdjęcie takiego układu przedstawione jest na rys. 15, natomiast na rys. 16 pokazany jest rysunek Obserwatorium Orbitalnego. Część optyczna magnetometru umieszczona jest w kuli na końcu sześciometrowego pręta, natomiast część elektroniczna znajduje się w głównej części pojazdu. Cały magnetometr waży około 10 kg i wymaga zasilania o mocy 8 W. Magnetometry rubidowe wysyłane w przestrzeń okołoziemską w Geofizycznych Obserwatoriach Orbitalnych dostarczały danych przez ponad rok bez istotnej zmiany ich jakości. Omówione powyżej magnetometry rubidowe w układzie generatora spinowego produkowane są przez firmę Varian Associates. Rys. 17 przedstawia seryjny magnetometr pojedynczy przeznaczony do pomiarów geomagnetycznych na Ziemi podczas zapisywania natężenia ziemskiego pola magnetycznego.

Pojedynczy magnetometr rubidowy w układzie generatora spinowego, nie



Rys. 12. Pojedynczy magnetometr rubidowy w układzie generatora spinowego przeznaczony do pomiarów w przestrzeni kosmicznej [9]



Rys. 13. Podwójny magnetometr rubidowy w układzie generatora spinowego przeznaczony do pomiarów w przestrzeni kosmicznej [9]



Rys. 14. Pojazd kosmiczny Explorer X [9]



Rys. 15. Układ dwóch podwójnych magnetometrów rubidowych w układzie generatora spinowego stosowany w sondach kosmicznych z serii Orbitalnych Obserwatoriów Geofizycznych [10]



Rys. 16. Sonda kosmiczna z serii Orbitalnych Obserwatoriów Geofizycznych [10] (rysunek)



Rys. 17. Pojedynczy magnetometr rubidowy w układzie generatora spinowego firmy Varian Associates podczas pomiaru ziemskiego pola magnetycznego (zdjęcie z katalogu firmy Varian Associates)

różniący się istotnie od opisanego powyżej, został także skonstruowany w Wielkiej Brytanii [11]. Przyrząd ten stosowany był zarówno w brytyjskich eksperymentach w przestrzeni kosmicznej, jak i w pomiarach geomagnetycznych na Ziemi.

Magnetometry rubidowe z automatycznym strojeniem zbudowane zostały w USA [12] i w Wielkiej Brytanii [13], i zastosowane do absolutnych pomiarów ziemskiego pola magnetycznego. Optyczna część takich magnetometrów jest analogiczna jak w magnetometrach w układzie generatora spinowego. W brytyjskiej wersji przyrządu uzmiennienie sygnału optycznego, niezbędne do automatycznego strojenia, następowało nie przez modulację częstości pola *rf*, ale przez modulację dodatkowego pola magnetycznego. Pole to (o natężeniu około 2 G) wprowadzone zostało celem zwiększenia pola magnetycznego działającego na magnetometr, co umożliwia rozdzielenie struktury widma rezonansowego i obserwację częstości pojedynczego przejścia zeemanowskiego. Magnetometr ten pozwala mierzyć zmiany ziemskiego pola magnetycznego nie mniejsze niż 5 μ G.

Magnetometry cezowe konstruowane były przede wszystkim we Francji [14]. W magnetometrach tych stosowano komórki rezonansowe z parafinowym pokryciem ścianek, bez gazu buforującego. W tej sytuacji pompowanie optyczne może być prowadzone obiema liniami dubletu rezonansowego D_1 i D_2 , jednakże detekcja optyczna różnicy obsadzeń stanu podstawowego możliwa jest tylko wówczas, gdy natężenia tych linii są różne. Mimo to w wiazce świetlnej nie stosowano filtru interferencyjnego, gdyż dostateczna różnica nateżeń linii D_1 i D_2 otrzymywana jest w wyniku różnej ich absorpcji we wstępnej części komórki rezonansowej. Pozostała część magnetometru jest analogiczna jak w przypadku magnetometrów rubidowych. Zbudowano zarówno magnetometr z automatycznym strojeniem (z modulacją częstości pola rf), jak i magnetometr w układzie generatora spinowego (pojedynczy). Oba układy mają czułość 0,1 µG. Ponieważ magnetometry te przeznaczone są przede wszystkim do pomiarów ziemskiego pola magnetycznego, nie podejmowano specjalnych starań w celu obniżenia minimalnej mierzalnej wartości pola magnetycznego — wykorzystywano linie rezonansowe o znacznej szerokości (rzędu 100 µG). Na rys. 18 przedstawione jest zdjęcie magnetometru cezowego z automatycznym strojeniem. Na dwóch końcach cylindra o długości około 1,5 m znajdują sie cześć optyczna i elektroniczna magnetometru. W oddzielnych pojemnikach znajduje się układ zasilający i układ do pomiaru częstości rezonansowej. Na rvs. 19 pokazany jest ten sam magnetometr w obudowie przystosowanej do przenoszenia go przez samolot lub helikopter. Układy zasilania i pomiaru czestości umieszcza się wówczas na pokładzie pojazdu, natomiast pozostała cześć magnetometru zawieszona jest na linie o długości rzędu 100 m. Rys. 20 przedstawia zdjęcie pojedynczego magnetometru w układzie generatora spinowego, który może być użyty do badań w przestrzeni kosmicznej. Pojemnik po prawej stronie zawiera układ optyczny, a dwa pojemniki po lewej - układ elektroniczny i układ zasilania. Opisane powyżej magnetometry cezowe produkowane są przez firmę CSF (Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil).

Magnetometry helowe produkowane są w USA przez firmę Texas Instruments. Różnica ich budowy w stosunku do magnetometrów z metalami alkalicznymi polega przede wszystkim na konieczności zastosowania dodatkowego układu służącego do inicjowania w komórce rezonansowej słabego wyładowania, niezbędnego do przeprowadzenia atomów helu do stanu metatrwałego. Do pompowania stosowane są zazwyczaj lampy z wewnętrznymi elektrodami, a jako detektory stosowane są fotodetektory z PbS. Stosuje się zarówno układy z automatycznym strojeniem, jak i pojedyncze układy generatora spinowego. Magnetometry z ⁴He osiągają czułość 0,1 μ G, ale szerokość linii rezonansowej, określająca minimalne mierzalne pole magnetyczne, jest stosunkowo duża i wynosi 700 μ G (wg [14]). Magnetometry z ³He pozwalają osiągnąć czułość



Rys. 18. Magnetometr cezowy z automatycznym strojeniem [14]



Rys. 19. Magnetometr cezowy z automatycznym strojeniem w obudowie przystosowanej do przenoszenia go przez samolot lub helikopter [14]



Rys. 20. Pojedynczy magnetometr cezowy w układzie generatora spinowego [14]

1 μ G i szerokość linii 70 μ G [15]. Do wzbudzenia ³He stosowana jest lampka zawierająca ⁴He, gdyż pompowanie optyczne jest wówczas bardziej efektywne, ponieważ dzięki koincydencji odpowiednich składowych linii 10830 Å, realizowane jest tylko przejście $2^{3}S_{1} \leftrightarrow 2^{3}P_{0}$. Na rys. 21 przedstawione jest zdjęcie magnetometru z ⁴He przeznaczonego do badań w przestrzeni kosmicznej (wg [14]). Magnetometr ten składa się z trzech układów optycznych o wspólnej lampie wzbudzającej i osiach ustawionych wzajemnie prostopadle w celu
zredukowania zależności czułości od orientacji przyrządu względem mierzonego pola magnetycznego.

Zależność czułości magnetometru od ustawienia przyrządu względem mierzonego pola, kłopotliwa przy pomiarze pola magnetycznego o nieznanym kierunku, może być z drugiej strony wykorzystana do orientacji w przestrzeni [16]. Możliwość taka wynika z faktu, że jednym ze sposobów kontrolowania orientacji pojazdu kosmicznego (przy niezbyt wielkich odległościach od Ziemi) jest utrzymywanie jego osi wzdłuż kierunku ziemskiego pola magnetycznego. Działanie odpowiedniego układu wyjaśnimy na przykładzie magnetometru z automatycznym strojeniem. Zależność czułości od kąta pomiędzy wiązką świetlną a polem magnetycznym dla tego układu przedstawiona została na rys. 11*a*. Dla otrzymania sygnału, który mógłby służyć do regulacji ustawienia pojazdu, do komórki rezonansowej przyłożone jest dodatkowe pole magnetyczne, prostopadłe do kierunku wiązki świetlnej, modulowane prosto-



Rys. 21. Magnetometr helowy (4He) przeznaczony do badań w przestrzeni kosmicznej (wg [14])

kątnie wokół wartości zero. Jeżeli zewnętrzne pole magnetyczne skierowane jest wzdłuż osi optycznej magnetometru, to sygnał wyjściowy fotodetektora nie jest modulowany z częstością fali prostokątnej, gdyż pole wypadkowe tworzy wówczas ten sam kąt z osią magnetometru dla dodatnich i ujemnych części fali prostokątnej. Jeżeli natomiast pole zewnętrzne nie jest współliniowe z kierunkiem wiązki świetlnej, to kąty tworzone z wiązką przez pola wypadkowe są różne dla obu części fali prostokątnej, a ponieważ różnym kątom odpowiadają różne czułości, to sygnał wyjściowy fotodetektora zostaje zmodulowany z częstością fali prostokątnej. Przez zastosowanie detekcji fazowej (analogicznie jak w pętli sprzężenia zwrotnego magnetometru z automatycznym strojeniem) otrzymuje się sygnał, który może być użyty do sterowania układem naprowadzającym oś pojazdu na kierunek ziemskiego pola magnetycznego.

V. Zastosowanie efektu Hanlego do pomiaru bardzo słabych pól magnetycznych

Jak już wspomniano, pompowane optycznie magnetometry rezonansowe mają zakres pomiarowy ograniczony z dołu przez szerokość krzywej rezonansowej, która w najkorzystniejszych przypadkach jest rzędu 10 μ G. Pola magnetyczne o natężeniu mniejszym od tej wartości mogą być jednak zmierzone nierezonansowo [17]. Wykorzystano w tym celu efekt Hanlego (przecinanie poziomów w polu zerowym) dla stanu podstawowego.

Jeżeli pompowanie optyczne światłem o polaryzacji kołowej prowadzone jest w nieobecności pola magnetycznego, to kierunkiem kwantyzacji przestrzennej jest kierunek wiązki pompującej i w wyniku pompowania otrzymuje się namagnesowanie skierowane wzdłuż tego kierunku. Jeżeli do próbki przyłożone zostanie pole magnetyczne o niewielkim natężeniu, prostopadłe do kierunku wiązki pompującej, to momenty atomowe wykonywać będą precesję wokół tego pola. Kierunek i wielkość otrzymanego wówczas namagnesowania wypadkowego zależą od efektywności pompowania, efektywności procesów relaksacyjnych i częstości precesji. Jeśli okres precesji larmorowskiej jest duży w stosunku do czasu relaksacji, to namagnesowanie wypadkowe tworzy z kierunkiem wiązki niewielki kąt, a jego wielkość jest niewiele mniejsza od wartości w nieobecności pola. Jeśli natomiast okres precesji jest mały w stosunku do czasu relaksacji, to namagnesowanie wypadkowe równe jest zeru (szczegółowe uzasadnienie znaleźć można w [5]). Ponieważ absorpcja wiązki pompującej zależna jest od składowej namagnesowania w kierunku wiązki, to przy zmianie nateżenia poprzecznego pola magnetycznego otrzymuje się w absorpcji tej wiązki przebieg rezonansowy o środku w punkcie H = 0 i szerokości $\Delta H = 2/\gamma \tau$, gdzie γ jest stosunkiem gyromagnetycznym, a τ — czasem relaksacji. Dla pól nie przekraczających szerokości tej linii absorpcja wiązki pompującej może być miarą natężenia poprzecznego pola magnetycznego. W przypadku metali alkalicznych γ jest rzędu 10⁶ Hz/G, a ponieważ możliwe jest osiągnięcie czasu relaksacji rzędu 1 s, to szerokość linii hanlowskiej może być rzędu 1 µG.

Magnetometr tego typu zbudowany został w École Normale Supérieure w Paryżu [18]. Pompowanie optyczne prowadzono w rubidzie 87 przy zastosowaniu komórki rezonansowej z parafinowym pokryciem ścianek, bez gazu buforującego. W tej sytuacji obserwowano krzywe hanlowskie o szerokości kilku µG. Czułość pomiaru pola magnetycznego zależna jest od stosunku sygnału do szumu, który wynosił około 20 w przypadku detekcji efektu Hanlego takiej jak opisano powyżej (detekcji na składowej stałej). Celem polepszenia stosunku sygnału do szumu detekcja została uzmienniona przez wprowadzenie nierezonansowego pola magnetycznego częstości radiowej, równoległego do kierunku mierzonego pola magnetycznego (tzn. prostopadłego do kierunku wiazki pompującej). Można wykazać, że w tej sytuacji w absorpcji wiązki pompującej obecne są składowe zmienne z częstościami $p\omega$, gdzie ω jest częstością pola rf, a p = 0, 1, 2, ... Amplitudy tych modulacji zależne są rezonansowo od nateżenia stałego pola magnetycznego, przy czym dla p parzystych krzywa hanlowska jest symetryczna względem H = 0 (tzw. krzywa lorentzowska), a dla p nieparzystych jest ona antysymetryczna (tzw. krzywa dyspersyjna). Szerokości krzywych są w obu przypadkach takie same jak szerokość krzywej hanlowskiej obserwowanej na składowej stałej. Przy pomiarach, w których wykorzystywano składową modulowaną z częstością ω (krzywa hanlowską

obserwowana na tej składowej przedstawiona jest na rys. 22*a*), osiągnięto stosunek sygnału do szumu rzędu 10³, co w połączeniu z szerokością linii wynoszącą 5 μ G pozwala na detekcję pól magnetycznych o natężeniu rzędu 1 nG. (Magnetometr taki jak opisany powyżej, ale o mniejszej czułości — rzędu 0,1 μ G — skonstruowano również w ZSRR [19].)

Użyteczność opisanego powyżej magnetometru zademonstrowana została przez pomiar pola magnetycznego wytwarzanego przez próbkę gazową spolaryzowaną przez pompowanie optyczne [20]. Jak już nieraz wspominaliśmy, pompowanie optyczne światłem spolaryzowanym kołowo prowadzi do namagnesowania próbki. Pochodzące od tego namagnesowania pole magnetyczne jest niezwykle słabe. Np. dla ³He, umieszczonego pod ciśnieniem 3 mm Hg w komórce kulistej o średnicy 6 cm, przy możliwej do osiągnięcia przez pompowanie optyczne polaryzacji 5%, pole magnetyczne w odległości 6 cm od centrum komórki wynosi około 50 nG. Detekcja tak słabego pola jest nie



możliwa przy pomocy znanych dotąd magnetometrów, możliwa jest jednak przy użyciu przyrządu opisanego powyżej. W odpowiednim doświadczeniu, którego schemat przedstawia rys. 22b, zastosowano kuliste komórki rezonansowe o średnicy 6 cm. ⁸⁷Rb pompowany był spolaryzowaną kołowo linią D_1 , ⁸He — spolaryzowaną kołowo linią 10830 Å. Obecne w laboratorium pasożytnicze pole magnetyczne zredukowane było przez zastosowanie układu ekranów magnetycznych z μ -metalu, a następnie skompensowane przez układ cewek Helmholtza. Pomiar pola magnetycznego wytwarzanego przez próbkę helową pozwolił na ciągły zapis narastania namagnesowania próbki w wyniku pompowania optycznego oraz zaniku tego namagnesowania po przerwaniu pompowania, zmierzony na tej drodze czas relaksacji jąder ³He (w nieobecności wyładowania, przeprowadzającego atomy helu do stanu metatrwałego) jest bardzo długi — wynosi kilka godzin.

Opisany powyżej magnetometr nierezonansowy mierzy składową zewnętrznego pola magnetycznego prostopadłą do kierunku wiązki pompującej. Ze względu na to, że mierzyć on może jedynie bardzo słabe pola magnetyczne, od ok. 1 nG do ok. 1 μ G, zastosowania jego będą prawdopodobnie inne niż pompowanych optycznie magnetometrów rezonansowych. Jednym z możliwych zastosowań może być użycie go do badania pól magnetycznych w organizmach żywych (biomagnetyzmu).

VI. Uwagi końcowe

Metody rezonansowe pomiaru natężenia pola magnetycznego powstały z chwilą wykorzystania do tego celu magnetycznego rezonansu jądrowego. Metody te sa bardzo cenne, gdyż w przeciwieństwie do metod nierezonansowych natężenie pola magnetycznego wyznaczane jest tutaj poprzez wielkość mikroskopową, jednakową dla wszystkich atomów (jąder): częstość rezonansową. Magnetometry tego typu, wykorzystujące zazwyczaj rezonans protonowy, są jednak skuteczne jedynie dla dużych pól magnetycznych, rzędu 100 G i więcej. Wynika to z faktu, że detekcja rezonansu magnetycznego prowadzona jest przez pomiar absorpcji rezonansowego pola magnetycznego, w związku z czym sygnał jest wprost proporcjonalny do kwadratu natężenia mierzonego pola, a więc stosunek sygnału do szumu silnie maleje ze zmniejszaniem H. W trakcie rozwoju metod rezonansowych zbudowane zostały także magnetometry jadrowe, dla których sygnał proporcjonalny jest do pierwszej potegi H, co pozwala na dokładny pomiar pól geofizycznych. Jeden z wariantów tej metody, oparty na zjawisku swobodnej precesji, nie pozwala jednak mierzyć pola magnetycznego w sposób ciągły; drugi, wykorzystujący efekt Overhausera, jest dość skomplikowany w obsłudze i wymaga zasilania dużej mocy.

Zasadnicza przewaga magnetometrów pompowanych optycznie nad magnetometrami jądrowymi polega na niezależności sygnału od H. Detekcja optyczna rezonansu magnetycznego jest detekcją wyzwalaną, dla której sygnał zależy od liczby zaabsorbowanych kwantów pola rf, a nie zależy od energii pojedynczego kwantu. Dzięki temu możliwe jest dokonywanie pomiarów w szerokim zakresie pól magnetycznych z jednakową dokładnością. Ponadto magnetometry pompowane optycznie odznaczają się, zwłaszcza w wersji generatora spinowego, znaczną prostotą budowy, niewielkimi rozmiarami i małym poborem mocy, oraz możliwością dostarczania danych przez długi czas bez obsługi przez ludzi. Dzięki tym własnościom magnetometry pompowane optycznie stały się bardzo wygodnymi przyrządami do pomiaru pól magnetycznych w przestrzeni pozaziemskiej. W pomiarach stacjonarnych na Ziemi, gdzie zazwyczaj używane są magnetometry w układzie z automatycznym strojeniem, kosztem niewielkich komplikacji układu osiągnąć można wysoką dokładność pomiarów absolutnych. Magnetometry pompowane optycznie mierzą pole magnetyczne w sposób ciągły, przy czym, jak we wszystkich magnetometrach rezonansowych, wielkością mierzoną jest wartość bezwzględna natężenia pola magnetycznego. Jednakże możliwe jest, jak widzieliśmy w części IV, zastosowanie dodatkowych układów pozwalających na określenie kierunku mierzonego pola magnetycznego. Przydatność poszczególnych wersji magnetometrów pompowanych optycznie — magnetometrów rubidowych, cezowych, helowych z ³He lub ⁴He — jest w zasadzie niemal jednakowa. Wszystkie one pozwalają osiągnąć czułość na zmiany pola rzędu 0,1 μ G przy minimalnej mierzalnej wartości pola rzędu 10-100 μ G i stosunkowo szerokim zakresie pomiarowym.

Do pomiaru słabych pół magnetycznych stosowane są także różne rodzaje magnetometrów nierezonansowych — magnetometry indukcyjne, magnetometry z nasycanym rdzeniem (fluxgate), magnetometry oparte na efekcie Halla i inne. Przyrządy te pozwalają na osiągnięcie czułości niewiele gorszych niż magnetometry pompowane optycznie (rzędu kilku μ G), jednakże zawodzą zazwyczaj przy szybkich i znacznych zmianach natężenia pola magnetycznego, podczas gdy magnetometry pompowane optycznie są przydatne i w tych przypadkach.

Podsumowując powyższe rozważania stwierdzić można, że magnetometry pompowane optycznie są bardzo cennymi przyrządami do pomiaru pól magnetycznych geofizycznych i w przestrzeni kosmicznej (lub słabych pól innego pochodzenia), o czym świadczy zresztą ich częste użycie do tych celów. Dzięki zastosowaniu specjalnych technik (efekt Hanlego) umożliwiają one też pomiary bardzo słabych pól magnetycznych (rzędu 1 nG), których zastosowania, choć trudne w tej chwili do przewidzenia, mogą być także szerokie.

Abstract: One of the practical applications of optical pumping-measurements of weak magnetic fields-is described. First part of the article contains a brief review of the physical phenomena and processes particularly important in the magnetometry: splitting of atomic hyperfine- or fine-structure levels in magnetic field, optical pumping technique, magnetic resonance and optical detection of difference in populations of Zeeman sublevels. In the next parts the general principles of operation of optically pumped magnetometers (dc and selfoscillating systems) are described, and several examples of typical constructions employing rubidium, caesium and helium gas samples are shown and compared. Recently, a new (nonresonant) method of measurements of extremely weak (of the order of 1 nG) magnetic fields was developed. The method and its application in the measurement of the static magnetic field produced by optically polarized helium gas sample is also described in the article. In the concluding remarks optically pumped magnetometers are compared with the other ones: various types of nuclear magnetic resonance magnetometers and various nonresonant instruments. It is pointed out that, as a result of high sensitivity and relatively simple construction, optically pumped magnetometers are very useful in the studies of the Earth's magnetic field and the magnetic fields in space, and are frequently used in geomagnetic laboratories and flown in space vehicles.

Literatura

T. Skaliński, Postępy Fizyki, 9, 515 (1958).
 T. Skaliński, Postępy Fizyki, 13, 27 (1962).
 T. Skaliński, Postępy Fizyki, 18, 131 (1967).

- [4] T. Dohnalik, W. Winiarczyk, Postępy Fizyki, 19, 557 (1968).
- [5] M. Lukaszewski, Postępy Fizyki, 21, 209 (1970).
- [6] H. Kopfermann, Nuclear Moments, Academic Press, New York 1958.
- [7] T. Yabuzaki, T. Ogawa, Optical Pumping and Atomic Line Shape, PWN, Warszawa 1969, str. 77.
- [8] A. L. Bloom, Appl. Optics, 1, 61 (1962).
- [9] P. L. Bender, Quantum Electronics, Columbia University Press, New York 1964, str. 263.
- [10] W. H. Farthing, W. C. Folz, Rev. Sci. Instrum., 38, 1023 (1967).
- [11] M. J. Usher, W. F. Stuart, S. H. Hall, J. Sci. Instrum., 41, 544 (1964).
- [12] P. L. Bender, Phys. Rev., 128, 2218 (1962).
- [13] L. W. Parsons, Z. M. Wiatr, J. Sci. Instrum., 39, 292 (1962).
- [14] P. A. Grivet, L. Malnar, Advan. Electron. Electron Physics, 23, 39 (1967).
- [15] L. D. Schearer, F. D. Colegrove, G. K. Walters, Rev. Sci. Instrum., 34, 1363 (1963); 35, 767 (1964).
- [16] H. E. De Bolt, Electronics, 33, No 15, p. 55 (1960).
- [17] E. B. Aleksandrow, A. M. Boncz-Brujewicz, W. A. Chodowoj, Optika i Spektrosk., 23, 282 (1967).
- [18] J. Dupont-Roc, S. Haroche, C. Cohen-Tannoudji, Phys. Letters, 28A, 638 (1969).
- [19] I. E. Grinko, A. M. Skripkin, Optika i Spektrosk., 27, 850 (1969).
- [20] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, S. Haroche, F. Laloë, Phys. Rev. Letters, 22, 758 (1969).

Maria Danuta Kunisz Instytut Fizyki UJ Kraków

Kierunki rozwoju nowoczesnej aparatury spektralnej

Development Trends in Modern Spectral Apparatus

Historię rozwoju optycznej aparatury spektralnej można podzielić na dwa okresy. Pierwszy z nich, sięgający mniej więcej do 1958 r. charakteryzował się wyłącznym stosowaniem przyrządów pryzmatycznych, siatkowych i interferencyjnych, w których rozkład widmowy badanego promieniowania uzyskuje się w wyniku przestrzennego rozciągnięcia wiązki promieniowania wielobarwnego w widmo. Każdej długości fali światła odpowiada w tych przyrządach inne położenie linii widmowej rejestrowanej najczęściej na płycie fotograficznej bądź też przy pomocy detektora fotoelektrycznego lub termoelektrycznego. Osiąga się to dzięki wykorzystaniu zależności od długości fali współczynnika załamania światła w przyrządach pryzmatycznych oraz kąta, pod którym następuje w wyniku interferencji wzmocnienie promieni ugiętych w przyrządach siatkowych lub też załamanych w interferometrach. Przyrządy te, klasyczne w zasadzie swego działania, są do dnia dzisiejszego bardzo powszechnie używane. Rozwój ich zmierzający do poprawienia parametrów optycznych jest związany z ulepszeniem technologii produkcji siatek dyfrakcyjnych, w szczególności tak zwanych profilowanych umożliwiających uzyskanie dużych świetlności w pożądanym przedziale widmowym oraz z zastosowaniem w interferometrach wielowarstwowych zwierciadeł dielektrycznych o wartości współczynnika odbicia wynoszącej około 99% przy zaniedbywalnie małej absorpcji, co prowadzi do bardzo dużych zdolności rozdzielczych interferometrów.

Zastosowanie fotopowielaczy jako detektorów promieniowania oraz rozwój elektroniki stworzyły warunki powstania nowych technik eksperymentalnych spektroskopii. Zbudowano spektrometry, w których widmo otrzymuje się dzięki wykorzystaniu zjawiska selektywnej modulacji promieniowania, to znaczy takiej, której amplituda lub częstość zależą od długości fali, co umożliwia wyodrębnienie promieniowania monochromatycznego. Jako modulatory najczęściej są stosowane interferometry Michelsona bądź też układy rastrowe.

35*

Przyrządy te nie tylko stanowią jeszcze jedną drogę uzyskania widma, lecz co ważniejsze, stwarzają zupełnie nowe możliwości nieosiągalne za pomocą przyrządów klasycznych.

1. Spektrografy i spektrometry

Przyrządy spektralne, najogólniej biorąc, można podzielić na spektrografy i spektrometry ze względu na sposób rejestracji widma. W spektrografach, których detektorem jest płyta fotograficzna rejestruje się jej zaczernienie Z(x, y) proporcjonalne do całki z natężenia oświetlenia E(x, y, t) rozciągniętej na czas ekspozycji T w funkcji położenia punktu na płycie, a więc w zależności od długości fali promieniowania.

$$Z(x,y) \sim \int_{0}^{T} E(x,y,t) dt \quad \text{lub} \quad Z(\lambda) \sim \int_{0}^{T} E(\lambda,t) dt .$$
 (1)

Płyta fotograficzna całkuje sygnał po czasie umożliwiając natomiast jednoczesną rejestrację na pojedynczym zdjęciu wielu elementów spektralnych. W przeciwieństwie do tego w spektrometrach rejestruje się najczęściej przy pomocy fotopowielaczy przebieg czasowy zmian strumienia świetlnego w pewnym określonym przedziale długości fali. Sygnał i(t) jest funkcją całki z natężenia oświetlenia rozciągniętej na całą powierzchnię szczeliny fotopowielacza Σ a więc odpowiadającej pewnemu przedziałowi długości fali $\Delta \lambda$. Można więc wyrazić wzorem

$$i(t) = F\left(\iint_{\Sigma} E(x, y, t) \, dx \, dy\right). \tag{2}$$

2. Charakterystyka klasycznych przyrządów spektralnych

Klasyczny przyrząd spektralny składa się ze szczeliny wejściowej S, układu obiektywów O_1 i O_2 wytwarzających obraz szczeliny w płaszczyźnie płyty fotograficznej P lub szczeliny wyjściowej oraz elementu dyspersyjnego ABC, którym może być pryzmat lub siatka dyfrakcyjna. Równoległa wiązka światła wielobarwnego rozszczepia się w wyniku działania elementu dyspersyjnego na szereg równoległych wiązek monochromatycznych odchylonych od kierunku pierwotnego o kąt $\gamma(\lambda)$ zależny od długości fali. Tworzą one w płyszczyźnie ogniskowej obiektywu O_2 szereg monochromatycznych obrazów szczeliny tak zwane widmo o kierunku dyspersji równoległym do osi x.

Najczęściej stosowanym w praktyce spektroskopowej przyrządem interferencyjnym jest interferometr Fabry-Pérot. Przedział dyspersji stanowiący obszar w którym nie zachodzi nakładanie się widma rozmaitych rzędów wyznaczony przez odległość zwierciadeł e oraz współczynnik załamania warstwy czynnej interferometru n, wyrażający się wzorem $\frac{\lambda^2}{2ne}$, jest bardzo mały i za-



Rys. 1. Schemat klasycznego przyrządu spektralnego na przykładzie spektrografu pryzmatycznego



Rys. 2. a) Interferometr Fabry-Pérota współpracujący ze spektrografem pryzmatycznym; b) sposób odwzorowania pierścieni interferencyjnych na szczelinie spektrografu; c) widmo rtęci

wiera się w granicach od 10^{-2} do 1 nm. Stwarza to konieczność stosowania interferometru w połączeniu z monochromatorem lub spektrografem. Układ taki, pokazany na rysunku 2, można traktować jako spektrograf interferencyjny. Obiektyw O_4 odwzorowuje w płaszczyźnie szczeliny wejściowej spektrografu obraz pierścieni interferencyjnych jednakowego nachylenia, z którego szczelina wycina jedynie wąski pasek oznaczony na rysunku 2b. Stąd też linie widmowe stanowiące obraz szczeliny wejściowej składają się z szeregu poprzecznych prążków pokazanych na rysunku 2c na przykładzie widma rtęci. Spektrograf o niedużej zdolności rozdzielczej rozłożył światło w widmo w kierunku osi dyspersji x, interferometr Fabry-Pérot umożliwił uzyskanie dużej zdolności rozdzielczej y.

3. Zdolność rozdzielcza i świetlność przyrządów spektralnych

Jakość przyrządu spektralnego opisuje się podając obszar widmowy jego stosowalności, dyspersję kątową $d\gamma/d\lambda$, dyspersję liniową $dx/d\lambda$, powiększenie optyki, zdolność rozdzielczą oraz świetlność zwaną niekiedy siłą światła. Jednakże



Rys. 3. Zależność zdolności rozdzielczej \mathcal{R} oraz świetlności \mathfrak{L} od szerokości zredukowanej u szczeliny wejściowej przyrządu spektralnego. \mathcal{R}_0 oznacza zdolność rozdzielczą przyrządu przy nieskończenie wąskiej szczelinie wejściowej, a \mathfrak{L}_0 jest określone wzorem $\mathfrak{L}_0 = \tau H \beta \lambda$. Wykres zaczerpnięty z artykułu A. Girard, P. Jacquinot [1]

dla praktyki spektroskopowej w pewnym sensie najbardziej istotne są dwa ostatnie parametry.

Zdolność rozdzielczą $\Re = \lambda/\delta\lambda$ określa się jako stosunek długości fali do takiego minimalnego przedziału $\delta\lambda$, dla którego linie o długościach fali λ oraz $\lambda + \delta\lambda$ są w danym przyrządzie spektralnym rozdzielone, to znaczy wg kryterium Rayleigha odległość maksimów głównych odpowiadających im obrazów dyfrakcyjnych jest równa odległości pierwszego minimum bocznego od maksimum głównego w obrazie każdej z tych linii. W ten sposób zdefiniowana zdolność rozdzielcza maleje ze wzrostem szerokości szczeliny wejściowej przyrządu spektralnego, co zostało pokazane na rysunku 3, na którym zmienną niezależną jest tak zwana zredukowana szerokość szczeliny wejściowej $u_1 = a_1 D_2/\lambda f_1$, gdzie a_1 oznacza szerokość szczeliny wejściowej a D_2 średnicę obiektywu kamery z założenia równą szerokości wiązki światła, tak zwanej aperturze liniowej kamery L_2 (zob. rys. 1). Maksymalna wartość zdolności rozdzielczej \Re_0 osiągalna $p = p \frac{dn}{d\lambda}$, zaś dla siatki dyfrakcyjnej wyznacza ją rząd widma k oraz liczba rys siatki $N: \mathcal{R}_0 = kN$.

Świetlność strumieniową \mathcal{L}_{str} przyrządu spektralnego definiuje się jako iloraz strumienia promieniowania monochromatycznego $\Phi(\lambda)$ otrzymanego przez detektor do luminancji dla tej długości fali $B(\lambda)$ szczeliny wejściowej, którą możemy w tym przypadku traktować jako źródło światła. Wyraża się ona wzorem:

$$\mathfrak{L}_{\rm str} = \frac{\Phi(\lambda)}{B(\lambda)} = \frac{\tau(\lambda) a_2 b_2 H L_2(\lambda)}{f_2(\lambda)^2}$$
(3)

gdzie τ oznacza współczynnik przepuszczalności optyki przyrządu, a_2 i b_2 szerokość i wysokość szczeliny wyjściowej, H wysokość elementu dyspersyjnego, zaś f_2 ogniskową obiektywu kamery. Przy dodatkowych założeniach, że apertura liniowa L_2 jest równa średnicy obiektywu kamery D_2 , że światło całkowicie wypełnia obiektywy oraz, że szerokość szczeliny wyjściowej a_2 jest równa szerokości obrazu a'_1 szczeliny wejściowej wytworzonego przez obiektywy O_1 i O_2 w płaszczyźnie szczeliny wyjściowej co oznacza, że ta ostatnia przepuszcza całkowicie strumień światła wprowadzony do przyrządu, można wyrażenie na świetlność przedstawić w postaci:

$$\mathfrak{L}_{\mathrm{str}} = \tau(\lambda)\beta(\lambda)H\lambda u(\lambda) \tag{4}$$

 $\beta(\lambda)$ jest kątową wysokością szczeliny wyjściowej $\beta = b_2/f_2$, zaś u, jak poprzednio, oznacza zredukowaną szerokość szczeliny, o której założyliśmy że jest jednakowa dla szczeliny wejściowej i wyjściowej. Z przedłużenia wykresu przedstawionego na rys. 3 można odczytać, że dla szczelin o szerokości zredukowanej $u \ge 1$; $\mathcal{R}_0/\mathcal{R} = u$ czyli:

$$\mathfrak{L}_{\mathrm{str}}\mathfrak{K} = \tau\beta H\lambda\mathfrak{K}_{0} = \mathfrak{L}_{0}\mathfrak{K}_{0} \,. \tag{5}$$

Wzór ten ma podstawowe znaczenie dla konstrukcji klasycznych przyrządów spektralnych, wynika z niego bowiem, że iloczyn świetlności strumieniowej przez zdolność rozdzielczą tych przyrządów jest wielkością stałą. Zwiększając szerokość szczeliny powiększamy świetlność strumieniową przyrządu, co jest pokazane na rys. 3, ale jednocześnie w tym samym stosunku zmniejszamy zdolność rozdzielczą. Stanowi to istotne ograniczenie klasycznych przyrządów spektralnych.

Świetlność spektrografów $\mathcal{L}_{ośw}$ określa się jako stosunek natężenia oświetlenia $E(\lambda)$ płyty fotograficznej do luminancji $B(\lambda)$ szczeliny wejściowej. Można ją przedstawić wyrażeniem:

$$\mathcal{L}_{\text{ośw}} = \frac{E(\lambda)}{B(\lambda)} = \frac{\tau(\lambda)B(\lambda)a_1b_1L_1H}{b_1'(\lambda)B(\lambda)f_1^2} \approx \tau\left(\frac{D_2}{f_2}\right)^2 \sin\varepsilon(\lambda), \qquad (6)$$

gdzie a_1 i b_1 oraz a'_1 i b'_1 oznaczają odpowiednio szerokość i wysokość szczeliny wejściowej oraz jej obrazu wytworzonego w płaszczyźnie płyty fotograficznej, L_1 i L_2 stanowią aperturę liniową po stronie kolimatora i kamery, zaś ε jest kątem nachylenia płaszczyzny widma do osi kamery, pozostałe symbole mają to samo znaczenie co poprzednio. Świetlność oświetleniowa, jak widać, jest wielkością bezwymiarową w przeciwieństwie do świetlności strumieniowej, która ma wymiar powierzchni.

Świetlność oświetleniową spektrografu można przeliczyć na strumieniową zakładając, że w miejsce płyty fotograficznej wprowadziliśmy szczeline wyj-



Rys. 4. Zależność spektralna iloczynu zdolności rozdzielczej przez świetlność oświetleniową niektórych spektrografów

ściową o szerokości równej szerokości obrazu szczeliny wejściowej wytworzonego przez optykę przyrządu w płaszczyźnie widma. Wtedy:

$$\mathfrak{L}_{\text{strum}} = \mathfrak{L}_{\text{ofw}} \frac{a_2 b_2}{\sin \varepsilon}$$
(7)

Na rys. 4 jest przykładowo podana zależność spektralna iloczynu zdolności rozdzielczej przez świetlność oświetleniową kilku typów spektrografów pryzmatycznych i siatkowych. Waha się ona w granicach od kilku do kilkudziesięciu. Można nadto wykazać, że dla przyrządów siatkowych jest 10-50 razy większa niż dla przyrządów pryzmatycznych o tych samych obiektywach, tej samej aperturze liniowej oraz wysokości elementu dyspersyjnego [1].

W spektrometrze lub spektrografie interferencyjnym złożonym z interferometru Fabry-Pérot oraz pryzmatycznego lub siatkowego monochromatora bądź spektrografu te ostatnie mają za zadanie wydzielenie w kierunku dyspersji x (zob. rys. 2) obszaru widmowego równego przedziałowi dyspersji interferometru Fabry-Pérot $\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2ne}$. Oznacza to, że zdolność rozdzielcza spektrografu lub monochromatora $\Re^{sp} = \frac{\lambda}{\Lambda \lambda} = \frac{2ne}{\lambda}$ może być mniejsza od charakteryzującej ten przyrząd maksymalnej wartości \mathcal{R}_0^{sp} , a więc możemy ją uzyskać nadając szczelinie wejściowej przyrządu szerokość zredukowaną $u = \frac{\mathcal{R}_0^{sp}}{\mathcal{R}^{sp}} = \frac{\lambda}{2ne} \mathcal{R}_0^{sp}$ większą od jedności. Prowadzi to do zwiększenia świetlności, a mianowicie $\mathfrak{L} = \mathfrak{L}_0^{sp} u =$ $=\frac{\lambda}{2ne} \mathcal{L}_{0}^{sp} \mathcal{R}_{0}^{sp}$, która przy założeniu braku strat strumienia świetlnego w szczególności, gdy można w przybliżeniu przyjąć, że współczynnik absorpcji płytek interferometru A = 0, charakteryzuje cały układ. Zdolność rozdzielcza układu, wyznaczona przez interferometr Fabry-Pérot w kierunku dyspersji y, jest równa: $\Re^{FP} = \frac{2en}{4} \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R}$ gdzie R jest współczynnikiem odbicia zwierciadeł interferometru, a absorpcja jako zaniedbywalnie mała została pominięta. Tak wiec iloczyn zdolności rozdzielczej przez świetlność układu jako całości wynosi:

$$(\mathfrak{L}\mathfrak{R})^{FP-sp} = (\mathfrak{L}_{0}\mathfrak{R}_{0})^{sp} \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R}$$
(8)

Wynika z tego, że zestawienie interferometru Fabry-Pérot z monochromatorem lub spektrografem powoduje podwyższenie iloczynu zdolności rozdzielczej przez świetlność o współczynnik, który dla dobrych interferometrów wynosi około 100. Na rysunku 4 zostały podane wartości iloczynu L \mathcal{R} dla interferometru Fabry-Pérot o współczynniku odbicia zwierciadel R = 95% oraz $\mathcal{A} = 0$ współpracującego ze spektrografami: średnim kwarcowym Q-24 oraz siatkowym DFS-13.

4. Spektrometry działające na zasadzie wykorzystania zjawiska selektywnej modulacji światła

Zasada działania tych przyrządów polega na tym, że światło heterochromatyczne poddaje się modulacji selektywnej to znaczy takiej, której amplituda lub częstość zależą od długości fali, a następnie przy pomocy odpowiednio skonstruowanego układu elektronicznego sprzężonego z fotopowielaczem rejestrującym światło, wydziela się interesujące nas promieniowanie charakteryzujące się 100% amplitudą modulacji lub też ustaloną jej częstością. Jako modulatorów najczęściej używa się interferometrów Michelsona lub układów rastrowych. W dalszym ciągu jako najczęściej spotykane spektrometry tego typu zostaną opisane: SISAM, spektrometr furierowski oraz spektrometr bezszczelinowy Girarda. Zasada działania SISAM-a oraz spektrometru furierowskiego zostanie wyjaśniona na przykładzie takich wariantów tych przyrządów, w których jako modulatora użyto interferometru Michelsona.

4a. Interferometr Michelsona jako modulator

Interferometr Michelsona jest przyrządem, w którym uzyskuje się interferencję dwu przestrzennie rozdzielonych wiązek światła, którego schemat ideowy jest pokazany na rys. 5.



Rys. 5. Interferometr Michelsona

Równoległa wiązka światła, padająca pod kątem 45° na płytkę dzieląca AB, pokrytą półprzepuszczalną powierzchnią zwierciadlaną o współczynniku odbicia w przybliżeniu równym 50% ulega podziałowi na dwie wiązki rozchodzące się w kierunkach wzajemnie prostopadłych ku zwierciadłom Z_1 i Z_2 . Jedna z nich przechodzi dodatkowo przez płytkę kompensującą K wykonaną z tego samego materiału o tych samych wymiarach co płytka dzieląca i ustawioną do niej równolegle. Po odbiciu od zwierciadeł Z_1 i Z_2 normalnych względem siebie i skręconych pod kątem 45° w stosunku do obu płytek wiazki światła padaja na obiektyw O_2 , który w swojej płaszczyźnie ogniskowej wytwarza obraz interferencyjny prążków jednakowego nachylenia. Za różnicę dróg optycznych Δ obu wiązek światła jest odpowiedzialna jedynie różna odległość zwierciadeł Z_1 i Z_2 od odbijającej powierzchni płytki dzielącej mierzona w powietrzu, bowiem przebyły one jednakową drogę w płytkach przechodząc przez nie po trzy razy, a więc $\Delta = 2en\cos \alpha$, gdzie e jest grubością warstwy powietrza odpowiedzialnej za obraz interferencyjny, zaś a oznacza kat padania wiazki promieniowania na zwierciadło. W centrum obrazu, dla kąta a = 0 otrzymujemy maksimum natężenia oświetlenia gdy $\Delta = k\lambda$, a minimum w przypadku

550

gdy $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ bądź też jakiś stan pośredni. Dla rosnących wartości kąta a różnica dróg optycznych, a więc i rząd widma maleje tworząc obraz w postaci układu pierścieni współśrodkowych.

Wykorzystując interferometr Michelsona jako modulator ustawiamy w płaszczyźnie obrazu przesłonę z diafragmą leżącą na osi optycznej, a więc w centrum obrazu w punkcie któremu odpowiada kąt a = 0, poza którą znajduje się fotopowielacz. Jednostajnej w czasie zmianie różnicy dróg optycznych $\Delta(t) = vt$, realizowanej przez skręcanie płytki kompensacyjnej lub też równoległy, jednostajny przesuw jednego ze zwierciadeł z prędkością v odpowiada kolejne pojawianie się w centrum obrazu jasnych i ciemnych prążków, a więc zmiana natężenia oświetlenia fotopowielacza zgodnie z wzorem:

$$E(t) = E_0 \cos^2 \frac{\pi \Delta(t)}{\lambda} = \frac{E_0}{2} + \frac{E_0}{2} \cos \frac{2\pi \Delta(t)}{\lambda} = \frac{E_0}{2} + \frac{E_0}{2} \cos \frac{2\pi v t}{\lambda}$$
(9)

wynikającym z wyrażenia na wypadkową amplitudę fali złożonej z dwu fal sinusoidalnych. Oznacza to, że natężenie oświetlenia dla długości fali λ oscyluje w granicach od 0 do E_0 . Fotopowielacz odbiera sygnał zmieniający się sinusoidalnie w czasie modulowany amplitudowo w 100% pod warunkiem idealnego wyregulowania interferometru zapewniającego to, że obie wiązki światła na wyjściu są do siebie równoległe. Selekcja promieniowania monochromatycznego w SISAM-ie zachodzi w oparciu o fakt, że z całego widma jedynie promieniowanie ściśle określonej długości fali charakteryzuje się 100% modulacją amplitudy, zaś w spektrometrze furierowskim rozkład na widmo następuje dzięki wykorzystaniu zależności częstości modulacji równej wg wzoru (9) v/λ od długości fali.

4b. SISAM — Spektrometr interferencyjny selektywnej modulacji amplitudowej

SISAM, po raz pierwszy zbudowany przez P. Connesa w 1957 roku [2] stanowi interferometr Michelsona, w którym zwierciadła Z_1 i Z_2 zostały zastąpione przez identyczne elementy dyspersyjne: odbiciowe siatki dyfrakcyjne lub autokolimacyjne monochromatory z prostokątnymi 30-stopniowymi pryzmatami pokrytymi zwierciadlaną warstwą na tylnych powierzchniach przyprostokątnych. Pierwszy z wymienionych wariantów, do którego ograniczymy się w dalszych rozważaniach, jest pokazany na rys. 6.

W wyniku jednostajnej w czasie zmiany różnicy dróg optycznych $\Delta(t)$ daje on 100% modulację amplitudy jedynie dla tej długości fali λ' , dla której promień jest ugięty na siatce dyfrakcyjnej R w kierunku antyrównoległym do swego pierwotnego biegu. Dla światła innych długości fali przyrząd zachowuje się tak jak rozregulowany interferometr Michelsona; obie wiązki na wyjściu są skośne względem siebie, co powoduje, że promieniowanie tej długości fali jest jedynie częściowo modulowane. Układ elektroniczny sprzężony z fotopowielaczem wybiera z sygnału jedynie składową całkowicie modulowaną, a więc rejestruje linię o długości fali λ' . Tak więc SISAM jest spektrometrem, w którym wydziela się promieniowanie określonej długości fali nie dzięki przestrzennemu rozkładowi wiązki światła białego, lecz na drodze elektronicznej korzystając z faktu, że jedynie to promieniowanie jest całkowicie modulowane amplitudowo. Celem zmiany długości fali światła odbieranego skręca się w zsynchronizowany sposób obie siatki dyfrakcyjne.

Oprócz opisanego tu wariantu SISAM-a z interferometrem Michelsona jako modulatorem istnieją również spektrometry oparte o wykorzystanie innych



Rys. 6. SISAM (oznaczenie u góry rys. powinno być: R'_{a})

typów interferometrów dwuwiązkowych. Do tej kategorii należy między innymi radziecki spektrometr produkcji fabrycznej SP-101.

Zdolność rozdzielcza SISAM-a jest wyznaczona przez funkcję zależności amplitudy modulacji od kąta ψ ugięcia na siatce dyfrakcyjnej. Kąt ten jest równy kątowi padania $\alpha = \psi'$ jedynie dla pewnej długości fali λ' i rośnie lub maleje w miarę oddalania się od tej wartości. Na podstawie analizy kształtu funkcji zależności amplitudy modulacji od kąta ugięcia wyprowadza się na zdolność rozdzielczą SISAM-a wzory

$$\mathfrak{R}_{0} = rac{3L \operatorname{tg} \psi'}{\lambda'}$$
 lub $\mathfrak{R}_{0} = rac{2L \operatorname{tg} \psi'}{\lambda'}$

przy czym drugi z podanych wzorów stosuje się w przypadku zastosowania tak zwanej apodyzacji polegającej na przesłonięciu siatek dyfrakcyjnych przesłoną z diafragmą w kształcie rombu. Postępowanie to ma na celu usunięcie szkodliwego wpływu maksimów bocznych funkcji aparaturowej. Jak z tego widać zdolność rozdzielcza SISAM-a jest równa zdolności rozdzielczej jego siatek dyfrakcyjnych, zaś o zdecydowanej przewadze SISAM-a nad przyrządami klasycznymi decyduje świetlność.

W SISAM-ie powierzchnia szczeliny wejściowej jest wiele razy większa niż w zwykłym spektrometrze z tą samą siatką i przy tej samej zdolności rozdzielczej. Konieczność ograniczenia jej szerokości wynika z faktu, że promienie wychodzące z różnych punktów szczeliny nie leżących na osi przyrządu biegną w nim skośnie do osi przyrządu i po ugięciu na rozmaitych schodkach siatki różnią się w fazie, przy czym różnica ta rośnie wraz z kątem jaki tworzy promień z osią przyrządu. Promienie takie o określonej długości fali np. λ' ugięte na obu siatkach na wyjściu przyrządu wykazują różnicę fazy zależną od kąta jaki tworzą z osią przyrządu, a więc od tego jak daleko od niej leży ten punkt szczeliny wejściowej, z którego one wychodzą oraz od tego w jakiej odległości od osi następuje ugięcie na siatkach dyfrakcyjnych. Dokładne rozważenie tej zależności [3] prowadzi do określenia optymalnych rozmiarów szczeliny wyjściowej, z którego wynika, że kąt $\Delta\Omega$ pod którym jest ona widoczna z punktu głównego obiektywu wyjściowego, winien być równy:

$$\Delta \Omega = \frac{2\pi}{\mathcal{R}_0}$$

a w konsekwencji świetlność SISAM-a z apodyzacją:

$$\mathfrak{L} = \tau \Delta \Omega S = \tau \frac{2\pi}{\mathfrak{K}_0} \frac{LH}{2} = \frac{\tau \pi \lambda' H}{2 \operatorname{tg} \varphi'}$$

gdzie H jak poprzednio oznacza wysokość rys siatki dyfrakcyjnej, a τ jest współczynnikiem przeźroczystości przyrządu.

Porównanie iloczynu świetlności przez zdolność rozdzielczą (LR)SM SISAM-a oraz zwykłego szczelinowego spektrometru siatkowego z tą samą siatką dyfrakcyjną (LR)^s przy założeniu tej samej w obu przypadkach wartości współczynnika przeźroczystości przyrządu, daje na stosunek tych wielkości wyrażenie:

$$\frac{(\mathfrak{L}\mathfrak{R})^{SM}}{(\mathfrak{L}\mathfrak{R})^s} = \frac{\pi}{2\beta \operatorname{tg} \psi'}$$

Tablica I

Teoretyczna zdolność rozdzielcza oraz iloczyn świetlności strumieniowej przez zdolność rozdzielczą niektórych spektrometrów oraz spektrografów dla długości fali $\lambda = 400$ nm¹

	Rteor	L _{str} R w mm ²
Spektrograf Q-24 kwarcowy średni f-my C. Zeiss Jena	6 1 5 4	2
Monochromator SPM-2 pryzmat kwarcowy f-my C. Zeiss	9 24 0	7
Spektrograf siatkowy DFS-13-2 produkcji radzieckiej	144 000	7
Interferometr Fabry-Pérot IT-28 produkcji radzieckiej +		
+ spektograf ISP-28	470 000	18
Monochromator SPM-2 pryzmat szklany f-my C. Zeiss	46 200	40
Interferometr Fabry-Pérot + spektrograf Q-24	106	120
Interferometr Fabry-Pérot + spektrograf DFS 13-2	106	420
SISAM — P. Connes	95 000	10 000
SISAM — SP-101 produkcji radzieckiej	400 000	17 000
Spektrometr furierowski dla $\Delta = 20$ cm, lustra 10×10 cm ² ,		
$\tau = 50\%$	500 000	30 000
Spektrometr Girarda z siatką 1200 rys/mm, 120 mm długości	144 000	26 00 0

¹ Przyjęto dane dla powietrznego interferometru Fabry-Pérota o odległości luster e = 10 mm i współczynniku odbicia R = 95%, zaś absorpcję zaniedbano. W tabelce są podane wartości iloczynu zdolności rozdzielczej przez świetlność strumieniową niektórych spektrografów i spektrometrów. Widać, że pod względem dużej zdolności rozdzielczej interferometry Fabry-Pérot posiadają znaczną przewagę nad pozostałymi typami przyrządów. Jednakże iloczyn zdolności rozdzielczej przez świetlność SISAM-a jest kilkadziesiąt razy większy od tegoż iloczynu dla bardzo dobrego spektrografu siatkowego współpracującego z interferometrem Fabry-Pérot a 1000 razy większy niż spektrometru siatkowego szczelinowego zbudowanego w oparciu o tę samą siatkę dyfrakcyjną.

4c. Spektrometr furierowski — przyrząd z amplitudową modulacją strumienia świetlnego zmiennej częstości

Spektrometr furierowski stanowi interferometr Michelsona ze zwykłymi zwierciadłami ustawiony w ten sposób, że detektor-fotopowielacz Fp znajduje się poza diafragmą o tak dobranej średnicy, że wycina ona z obrazu pierścieni jednakowego nachylenia jedynie nieznaczną część pierścienia centralnego (rys. 7) [4], [5]. Zmiana różnicy dróg optycznych $\Delta(t) = vt$, jak to było powiedziane poprzednio, powoduje 100-u procentową modulację światła z częstością v/λ . W spektrometrze furierowskim wyodrębnienie promieniowania monochromatycznego odbywa się nie w oparciu o zależność głębokości modulacji od długości fali, lecz dzięki temu, że częstość modulacji promieniowania jest jej funkcją.

Tak więc, gdy interferometr oświetlimy światłem monochromatycznym o ściśle określonej długości fali λ_1 i będziemy zmieniać różnicę dróg optycznych promieni interferujących od zera do Δ_{\max} , to fotopowielacz zarejestruje wykres zależności strumienia świetlnego od różnicy dróg optycznych Δ tak zwany interferogram, który w tym przypadku będzie kosinusoidą o liczbie maksimów równej Δ_{\max}/λ_1 i amplitudzie proporcjonalnej do natężenia linii widmowej pokazany na rys. 7b.

Jeśli następnie na interferometr skierujemy nie światło monochromatyczne lecz wiązkę promieniowania, w której są reprezentowane różne długości fali: $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ bądź też promieniowanie o pewnej szerokości widmowej, to fotopowielacz odbierze sygnał wypadkowy, stanowiący sumę sygnałów modulowanych z częstościami odwrotnie proporcjonalnymi do odpowiednich długości fali. Dla $\Delta = 0$ kosinusoidalne wykresy odpowiadające wszystkim długościom fali są w fazie co prowadzi do wypadkowego maksimum. W miarę wzrostu Δ amplituda wypadkowego sygnału maleje jak to widać na rys. 7c. Właśnie ten wykres wypadkowy stanowi interferogram zapisany na samopisie lub też na taśmie magnetycznej i z niego następnie odtwarza się widmo. Wykorzystuje się w tym celu fakt, że każda z linii widmowych jest w sygnale reprezentowana przez pewną częstość, a sygnał jest transformatą furierowską widma. Sygnał poddany odwrotnej transformacji Fouriera przechodzi w widmo. Analizę interferogramu przeprowadza się przy pomocy maszyn matematycznych.

554



Rys. 7. Spektrometr furierowski [1]

Fakt, że interferogram jest transformatą furierowską widma może być widoczny z następującego rozumowania. Maksymalny możliwy strumień światła monochromatycznego jest proporcjonalny do luminancji źródła światła dla tej częstości B(v):

$$\Phi_{\max}^{(\nu)} = qB(\nu) , \qquad (14)$$

zaś całkowity strumień promieniowania heterochromatycznego rejestrowany w chwili t w czasie zmiany różnicy dróg optycznych $\Delta(t) = vt$ promieni interferujących jest na podstawie zależności (9) równy:

$$\Phi\left(\frac{vt}{c}\right) = q \int_{0}^{\infty} B(v) dv + q \int_{0}^{\infty} B(v) \cos\left(2\pi v \frac{vt}{c}\right) dv.$$
(15)

Pierwszy składnik sumy występującej po prawej stronie równania nie zależy od czasu i jako taki nie jest rejestrowany przez urządzenie zawierające wzmacniacz prądu zmiennego. Stąd też rejestrowana składowa strumienia:

$$\Phi'\left(\frac{vt}{c}\right) = \frac{q}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu) \cos\left(2\pi\nu \frac{vt}{c}\right) d\nu$$
(16)

jak widać jest transformatą furierowską luminancji źródła B(v) w funkcji częstości. Tak więc szukane widmo można przedstawić w postaci:

$$B(\mathbf{v}) = \frac{2}{q} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi'\left(\frac{vt}{c}\right) \cos\left(2\pi v \frac{vt}{c}\right) d\left(\frac{vt}{c}\right).$$
(17)

Tę właśnie operację całkowania musi wykonać maszyna matematyczna.

Zdolność rozdzielczą spektrometru furierowskiego wyznacza się na podstawie funkcji aparaturowej otrzymanej na wyjściu maszyny matematycznej przy oświetleniu spektrometru światłem ściśle monochromatycznym. Idealny spektrometr zapisałby kosinusoidę o liczbie maksimów określonej przez różnicę dróg optycznych Δ_{max} . Można wykazać, że zdolność rozdzielcza:

$$\Re_{\text{teor.}} = \frac{\Delta_{\text{max}}}{\lambda}$$
 (18)

co przykładowo dla długości fali 400 nm i $\Delta_{\max} = 10$ cm daje 250000. Jednakże celem pełnego wykorzystania możliwości układu optycznego pod tym względem należy przy numerycznym opracowywaniu interferogramu wyznaczyć rzędne funkcji $\Phi' \le R$ równoodległych punktach.

Kąt bryłowy $\Delta\Omega$ pod którym widać szczelinę wyjściową z punktu głównego obiektywu oraz świetlność spektrometru furierowskiego \mathcal{L} wyrażają się analogicznymi wzorami jak w przypadku SISAM-a, a mianowicie:

$$\Delta \Omega = \frac{2\pi}{\mathcal{R}_{\text{teor.}}} \quad \text{i} \quad \Omega = \tau S \Delta \Omega \tag{19}$$

gdzie τ jest współczynnikiem transmisji a S powierzchnią.

Widać więc, że w zestawieniu z SISAM-em spektrometr furierowski umożliwia uzyskanie większej zdolności rozdzielczej, gdyż odpadają ograniczenia pochodzące od siatek dyfrakcyjnych, natomiast świetlność obu przyrządów jest jednakowa. Należy jednakże podkreślić, że uzyskanie pełnej teoretycznej zdolności rozdzielczej wymaga realizacji ściśle równoległego przesuwu zwierciadła interferometru z bardzo dużą dokładnością, co stwarza poważne trudności i jest przyczyną tego, że w praktyce otrzymuje się gorsze wartości.

Na podstawie danych przytoczonych w tabelce można wywnioskować, że teoretycznie rzecz biorąc spektrometr furierowski umożliwia uzyksanie specjalnie dużych wartości iloczynu LR znacznie większych niż to ma miejsce w innych spektrometrach. To jednakże całkowicie nie wyczerpuje jego zalet. Łączy on w sobie bowiem korzystne cechy spektrografów, w tym, że rejestruje jednocześnie wiele elementów spektralnych z dużą zdolnością rozdzielczą i świetlnością interferometrów. P. Jacquinot [6] podaje, że opracowanie widma złożonego z 1000 elementów spektralnych ze zdolnością rozdzielczą 50000 wymaga 1 godziny, a przecież możliwości postępu w tej dziedzinie są ogromne w miarę rozwoju techniki obliczeniowej.

4d. Spektrometr bezszczelinowy Girarda — przyrząd dyspersyjny z rastrową selektywną modulacją amplitudy

Bezszczelinowy spektrometr Girarda jeśli chodzi o sposób rozwiązania układu optycznego stanowi analogon pryzmatycznego lub siatkowego klasycznego przyrządu spektralnego, z tym jednakże zastrzeżeniem, że szczeliny: wejściowa i wyjściowa zostały w nim zastąpione przez dwa identyczne rastry pokazane na rys. 8. Są to płytki kwadratowe o krawędzi rzędu kilku centy-



Rys. 8. Raster, siatka hiperboliczna, umieszczona na wejściu i wyjściu spektrometru Girarda [7]

metrów złożone z układu zwierciadlanych i przeźroczystych stref odpowiednio odbijających i przepuszczających promieniowanie wyznaczonych przez zbiór kilkuset równobocznych hiperbol. Promieniowanie padające na każdy z tych rastrów jest w 50% odbite oraz w 50% przepuszczone, bowiem powierzchnie sumaryczne stref przeźroczystych i zwierciadlanych są sobie równe [7]. Postępy Fizyki, Tom XXI, zeszyt 4 36 Jednakże zasada działania spektrometru Girarda czyli sposób w jaki wydziela się w nim z wiązki promieniowania białego światło monochromatyczne polega na wykorzystaniu zjawiska selektywnej modulacji amplitudowej podobnie jak to ma miejsce w przypadku SISAM-a. Układ dwóch rastrów wytwarza 100% modulację amplitudową jedynie dla promieniowania tej długości fali, dla której obraz rastra wejściowego wytworzony przez układ optyczny przyrządu pokrywa się dokładnie z rastrem wyjściowym. Dzięki działaniu elementu dyspersyjnego podobnie jak w SISAM-ie warunek ten może być spełniony jedynie dla światła jakiejś jednej długości fali.

Wyeliminowanie szczelin, które w klasycznych przyrządach spektralnych mają powierzchnię rzędu 0,1 mm² i zastąpienie ich układem rastrów o sumarycznej powierzchni stref przeźroczystych rzędu kilkuset mm² umożliwia uzyskanie bardzo dużych świetlności. Natomiast wysoką zdolność rozdzielczą



Rys. 9. Spektrometr Girarda z optyczną komutacją [7]

spektrometru Girarda zapewnia zjawisko selektywnej modulacji amplitudowej promieniowania.

Schemat optyczny spektrometru Girarda jest pokazany na rysunku 9 w najcześciej stosowanej wersji tego przyrządu, w której modulację promieniowania uzyskuje się dzięki zastosowaniu tak zwanej komutacji optycznej. Przyrząd jest zbudowany w układzie Littrowa. Rastry: wejściowy S_1 oraz wyjściowy S₂ znajdują się w płaszczyźnie ogniskowej parabolicznego zwierciadła P, które kieruje wiązkę światła na siatkę dyfrakcyjną R a następnie ugięte promieniowanie ogniskuje na rastrze wyjściowym. Jak widać na rysunku rastry znajdują się bezpośrednio nad siatką dyfrakcyjną. Wiązka heterochromatycznego światła wprowadzonego do przyrządu przez przeźroczyste strefy rastra wejściowego po ugięciu na siatce dyfrakcyjnej i zogniskowaniu przez zwierciadło P wytwarza w płaszczyźnie rastra wyjściowego szereg monochromatycznych obrazów rastra wejściowego przesuniętych względem siebie w kierunku dyspersji siatki x. Przy określonym ustawieniu (skręceniu) siatki dvfrakcyjnej obraz ten dla pewnej długości fali l' nakłada się dokładnie na raster wyjściowy, który jest z nim identyczny, w wyniku czego promieniowanie o długości fali λ' jest całkowicie wyprowadzone z przyrządu. Jeżeli teraz przy pomocy rotującego dysku D w kształcie zwierciadlanej tarczy zebatej kierującej światło na przemian na zwierciadła Z_1 i Z_2 zapewnimy impulsowe wprowadzanie światła przepuszczonego przez raster wejściowy do spektrometru, to na wyjściu uzyskamy 100% modulację amplitudy dla światła o długości fali λ' . Innym długościom fali odpowiada przesunięcie obrazu rastra wejściowego względem rastra wyjściowego, w wyniku czego promieniowanie jest częściowo zatrzymane w przyrządzie. Funkcja aparaturowa odpowiadająca wiązce światła 1 wprowadzonej na drodze transmisji przez raster wejściowy ma kształt oznaczony cyfrą 1 na rys. 10. Można ją traktować jako sumę tak zwanej funkcji konturu B(x) stanowiącej funkcję aparaturową spektrometru klasycznego o szerokości szczelin równej szerokości rastrów oraz właściwej funkcji aparaturowej C(x). Funkcji B(x) odpowiada bardzo mała zdolność rozdzielcza, stanowi więc ona w pewnym sensie szkodliwe tło.

Celem wyeliminowania funkcji B(x) stosuje się tak zwaną komutację optyczną. Polega ona na tym, że oprócz wiązki światła oznaczonej cyfrą 1 wprowadza się do spektrometru na drodze odbicia od rastra wejściowego promieniowanie przepuszczone przez dysk rotujący D i odbite od zwierciadła Z_2 . Obraz rastra wejściowego wytworzony przez światło o długości fali λ' w płaszczyźnie



Rys. 10. Funkcja aparaturowa spektrometru Girarda [7]

rastra wyjściowego tworzy z rastrem wyjściowym parę negatyw—pozytyw, w wyniku czego promieniowanie o tej długości fali nie jest wyprowadzone z przyrządu. Przy stosowaniu oświetlenia impulsowego otrzymuje się funkcję aparaturową oznaczoną na rys. 10 cyfrą 2.

Impulsy promieniowania są wprowadzane do spektrometru Girarda kolejno na drodze 1 i 2, w wyniku czego układ rejestrujący zawierający wzmacniacz prądu przemiennego rejestruje sygnał różnicowy oznaczony cyfrą 3 na rys. 10. Stanowi on właściwą funkcję aparaturową spektrometru Girarda. Odpowiada mu wysoka zdolność rozdzielcza.

Celem określenia zdolności rozdzielczej przyjmuje się jako przedział rozdzielenia połówkową szerokość krzywej oznaczonej cyfrą 3. Można wykazać, że zdolność rozdzielcza spektrometru Girarda, w którym kąt ugięcia na siatce dyfrakcyjnej $\psi(\lambda)$ dla długości fali λ' jest w przybliżeniu równy kątowi padania wyraża się wzorem:

$$\mathcal{R}' = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = \frac{2f}{w} \operatorname{tg} \psi(\lambda),$$
 (20)

gdzie f oznacza ogniskową, a w jest odległością liczoną wzdłuż osi x środków kolejnych stref rastra przepuszczających światło. Jak można zauważyć, zdolność rozdzielcza spektrometru Girarda jest niezależna od zdolności rozdzielczej

siatki dyfrakcyjnej oraz rośnie ze wzrostem długości fali. Jest to specjalnie cenna właściwość w związku z tym, że dla dużych długości fali, w obszarze podczerwieni przy pomocy przyrządów klasycznych nie uzyskuje się dużych zdolności rozdzielczych. Wielkość *K'* stanowi teoretyczną zdolność rozdzielczą, która w praktyce ze względu na zniekształcenia dyfrakcyjne obrazu rastra nie jest w pełni realizowana.

Główną jednakże zaletą spektrometru Girarda jest fakt niezależności zdolności rozdzielczej od wielkości otworu wprowadzającego światło do przyrządu, dzięki czemu osiąga się bardzo duże wartości świetlności. Stosunek świetlności spektrometru Girarda \mathcal{L}^{SG} do świetlności przyrządu klasycznego z tą samą siatką dyfrakcyjną i układem optycznym \mathcal{L}^{S} jest zależny od stosunku powierzchni otworów wprowadzających światło w obu przypadkach i przy zastosowaniu metody komutacji optycznej jest równy:

$$\frac{\mathfrak{L}^{SG}}{\mathfrak{L}^{S}} = \frac{W}{2a}$$

gdzie W oznacza czynną szerokość rastra, a a jest szerokością szczeliny spektrometru klasycznego. W praktyce osiąga się w spektrometrach Girarda świetlności w przybliżeniu 200 razy większe niż w odpowiadających im spektrometrach szczelinowych.

Na podstawie wartości podanych w Tablicy I widać, że spektrometr Girarda należy do "najpotężniejszych" przyrządów spektralnych doby obecnej. Iloczyn zdolności rozdzielczej przez świetlność przyjmuje specjalnie duże wartości umożliwiając rejestrację widm nawet bardzo słabych źródeł światła.

W artykule zostały podane jedynie zasady działania spektrometru bezszczelinowego. Pominęłam w nim te wszystkie zagadnienia, które wiążą się z zagadnieniem apodyzacji i mają na celu likwidację bocznych-maksimów funkcji aparaturowej a sprowadzają się do stosowania przesłon rastra. Nie omawiałam również alternatywnych rozwiązań przyrządu jak np. tego jego wariantu, w którym stosuje się oscylujące zwierciadło ani też nie został szczegółowo przedyskutowany wpływ zniekształceń dyfrakcyjnych na zdolność rozdzielczą.

Artykuł nie wyczerpuje wszystkich typów nowoczesnych przyrządów spektralnych. Pominięto w nim całkowicie pseudointerferometry i SISAM-y polaryzacyjne a także liczne warianty przyrządów w zasadzie omawianych. Celem artykułu było wykazanie, że nowe techniki eksperymentalne spektroskopii w zasadniczy sposób zmieniły możliwości prowadzenia badań w tej dziedzinie i obok odkrycia zjawiska pompowania optycznego, laserów i zastosowania metod rezonansowych w spektroskopii decydują o wspaniałym rozwoju optyki dzisiejszej.

560

Abstract: In the article contemporary trends in the development of optical spectral apparatus are presented.

In the first part of the article the performance of classic prismatic, grating and interference-type spectral instruments, is given. In particular, the problem of their resolving

power and luminosity is discussed in view of limits imposed on the product of the two parameters, owing to the construction principles of these instruments.

In the second part the principles on which modern spectral instruments work, are outlined. As an example the Girard and SISAM spectrometers are described, in which the spectrum is obtained using the selective amplitude light modulation effect, owing to the fact that the amplitude of the modulation depends on the wavelength of light. Another example is the Fourier spectrometer in which the dependence of the light modulation frequency on light wavelength is applied. The main advantage of these instruments is that, owing to the elimination of the initial slit, large luminosities without loss of resolving power are feasible.

In the summary, for illustration, resolving powers and luminosities of some of the more commonly used spectrographs and spectrometers, are compared.

Literatura

- [1] A. Girard, P. Jacquinot, Advanced Optical Techniques pod red. A. C. S. van Heel, str. 71-121. North-Holland Publishing CO, Amsterdam 1967.
- [2] P. Connes, J. Phys. Rad., 19, 215 (1958); Rev. Opt., 38, 157 (1959).
- [3] K. I. Tarasow, Spiektralnyje pribory, Izdatielstwo Maszinostrojenije, Leningrad 1968.
- [4] P. Fellgett, Monthly Not. Roy. Soc., 118, 395 (1958); J. Phys. Rad., 19, 187, 237 (1958).
- [5] J. Connes, J. Phys. Rad., 19, 197 (1958); Rev. Opt., 40, 45 (1961).
- [6] P. Jacquinot, Rev. Univ. des Min. de la Mét. de la Méc., 15, 237 (1959).
- [7] A. Girard, J. Phys. Rad., 24, 139 (1963).

1.4.1

Maciej Suffczyński Instytut Fizyki PAN Warszawa

II Wszechzwiązkowa Konferencja Teorii Ciała Stałego w Moskwie

2nd All-Union Conference on Theory of Solids in Moscow

W dniach 15—22 grudnia 1969 r. odbyła się w Moskwie Druga Wszechzwiązkowa Konferencja Teorii Ciała Stałego. Pierwsza taka Konferencja odbyła się w grudniu 1963 r. Konferencję organizowała Akademia Nauk ZSRR, w szczególności Komitet Fizyki Ciała Stałego, Instytut Fizyki Teoretycznej i Instytut Fizyki Wysokich Ciśnień Akademii Nauk.

Referaty plenarne były następujące:

Prof. A. A. Abrikosow, Pewne własności półmetali w silnych polach magnetycznych. E. A. Kaner i W. G. Skobow, Słabo tłumione fale w metalach w połu magnetycznym. J. Kagan i E. G. Browman, Fonony w metalach. W. Harrison (Stanford University, USA) mówił O teorii pseudopotencjału. W. L. Indenbom i A. N. Orłow, Aktualne problemy teorii dyslokacji. A. L. Roitburd i A. G. Chaczaturian, O formowaniu struktury przy przemianach fazowych w ciałach stałych. L. E. Gurewicz, Gorące elektrony i zjawiska niestabilności. E. I. Raszba, Widmo energetyczne w półprzewodnikach.

Sporo uwagi poświęcił Prof. Raszba ekscytonom związanym, biekscytonom i współdziałaniu ekscytonów z fononami, w szczególności zajmował się sprawą ubierania stanów ekscytonowych w fonony, które prowadzi do stanów polaronowych.

Prof. F. G. Bass omówił Fale elektromagnetyczne w plazmie półprzewodnikowej. M. J. A z bel na jednym z pierwszych posiedzeń sekcyjnych przedstawił nowe ujęcie zjawisk wynikających z silnej zależności przewodnictwa elektrycznego od pola magnetycznego. Pokazał, iż pewne rodzaje takiej zależności prowadzą w określonych warunkach do niestabilności. Silna zależność przewodnictwa od pola magnetycznego zrealizowana może być w półprzewodnikach o znikomej przerwie energetycznej. Istotnie, w HgTe, N. B. Brandt wykazał doświadczalnie pojawienie się niestabilności przewidzianych przez Azbela. I. M. Lifszic przedstawił swoje aktualne badania w referacie plenarnym pt. Statystyczna teoria łańcuchów polimerów z oddziaływaniem wymiennym. Stosując ogólne metody mechaniki statystycznej wraz z twierdzeniami teorii węzłów potrafił wyprowadzić i objaśnić wiele własności długich łańcuchów molekularnych. E. G. D. Cohen (Rockefeller Institute, New York) omówił Rozdzielanie mieszanin izotopów Fermiego i Bozego. Możliwe jest teoretyczne obliczenie z dużą dokładnością diagramów fazowych mieszanin helu cztery i helu trzy. I. A. Priworocki mówił O teorii struktur domenowych. J. A. Iziumow, Teoria oddziaływania wymiennego.

Referaty sekcyjne podzielone były na tematy: metale normalne, własności kinetyczne i optyczne półprzewodników, półprzewodniki i kryształy jonowe, nadprzewodnictwo, dynamiki kryształów, dynamika nieregularnych kryształów, przejścia fazowe, ogólne zagadnienia teorii stanu skupionego, układy nieuporządkowane i przejścia fazowe, magnetyzm. Oryginalną metodę znajdywania indeksów krytycznych metodą algebry operatorowej podał L. P. Kadanoff (Brown University, USA) i zastosował ją do wyznaczania indeksów krytycznych dla dwuwymiarowego modelu Isinga.

R. F. Wallis (University of California, Irvine, USA) mówił o absorpcji optycznej centrów domieszkowych w obecności silnych pól magnetycznych. W silnych polach magnetycznych, w niskich temperaturach elektrony zostają wymrożone do stanów domieszkowych i zamiast linii rezonansu cyklotronowego obserwuje się linie przesunięte w stronę wyższych częstości. Jeśli pole magnetyczne jest takie, iż częstość cyklotronowa elektronu z domieszki zbliża się do częstości fononów optycznych, trzeba uwzględnić współdziałanie elektronów z podłużnymi fononami optycznymi. Efektywne rachunki fononowego rozszerzenia linii absorpcji magnetooptycznej przedstawił L. I. Korowin z Instytutu Półprzewodników w Leningradzie.

Interesujące prace przedstawił Joseph L. Birman (New York University). Pierwsza, z B. M. Kleinem, dotyczyła rachunku widma fononowego wanadku krzemu V₃Si, który krystalizuje w strukturze beta-wolframu. Druga dotyczyła teorii rozpraszania ramanowskiego w CdS. Teoria ta uwzględnia stany ekscytonowe. A. E. Glauberman i A. W. Pundyk opracowali teorię generacji ekscytonów szybkimi elektronami.

A. W. Leliakow, S. A. Moskalenko i P. I. Hadži (Kiszyniew) podjęli zagadnienie kondensacji ekscytonów. Oddziaływanie wymienne między elektronem i dziurą prowadzi do odpychania między ekscytonami. Takie ekscytony ze względu na swoją strukturę spinową są podobne do atomów helu, co z uwagi na ich małą masę sprzyja zwyrodnieniu gazu elektronowego. L. V. Kełdysz intensywnie zajmuje się obecnie tworzeniem się kropli ekscytonowych w półprzewodnikach. Wydaje się, iż zostały one już stwierdzone doświadczalnie w HgTe.

Wiele prac rosyjskich przedstawiało rozwinięcie metod kwantowej mechaniki statystycznej. Bardzo efektywną metodę traktowania korelacji w układzie wielu ciał przy pomocy gęstości spektralnych podali O. K. Kałasznikow i E. S. Fradkin. Gęstość spektralną przybliżają oni przez jedną albo przez sumę dwóch funkcji delta.

Z Polski na Konferencji obecny był z Instytutu Fizyki PAN M. Suffczyński, który zgłosił pracę (z W. Gorzkowskim) o ekscytonach związanych na zjonizowanych donorach, oraz A. Holas z Instytutu Badań Jądowych, który pracuje z J. Kaganem nad teorią widm fononowych, w szczególności w białej cynie. W Związku Radzieckim prowadzi się obecnie dużo prac przy użyciu metod pseudopotencjału, zwłaszcza mających na celu poprawę i uproszczenie rachunków widm fononowych metali. Adam Sobiczewski

Zakład Teorii Jądra Atomowego Instytutu Badań Jądrowych Warszawa

Konferencja pierwiastków transuranowych w Houston *

Transuranium Elements Conference in Houston

Konferencja pierwiastków transuranowych była już trzynastą z kolei konferencją zorganizowaną w Houston, w Stanach Zjednoczonych, przez Fundację Roberta A. Welcha. Odbywające się każdego roku, poczynając od roku 1957, konferencję te mają za zadanie dokonanie przeglądu najnowszych osiągnięć i tendencji w badaniach w zasadzie chemicznych, w szerokim jednak związku z dziedzinami pokrewnymi, a wśród nich — z fizyką. Trzy spośród nich: pierwsza, dotycząca struktury jądra z wykładowcami P. J. W. Debyem, G. T. Seaborgiem, E. P. Wignerem, J. H. Jensenem, E. O. Lawrencem i innymi; jedenasta, dotycząca promieniowania i struktury materii z wykładowcami R. Hofstadterem, R. L. Mössbauerem, J. Bardeenem i innymi oraz konferencja trzynasta, omawiana w niniejszej notatce, poświęcone zostały głównie badaniom fizycznym.

Konferencje Fundacji Welcha są dużymi konferencjami, z kilkuset, a w niektórych latach nawet z ponad tysiącem uczestników. Mają one charakter międzynarodowy. Liczba jednak uczestników spoza Stanów Zjednoczonych jest stosunkowo mała. Na konferencjach wygłaszane są referaty o charakterze przeglądowym przez kilku zaproszonych wykładowców, będących wybitnymi specjalistami w poruszanych dziedzinach. Duży nacisk położony jest na możliwie wszechstronną dyskusję po każdym wykładzie. Wyrazem tego jest specjalne zapraszanie kilku lub kilkunastu osób, aktywnych lub reprezentujących aktywne aktualnie w danych dziedzinach grupy, w charakterze prowadzących dyskusję.

Omawiana XIII Konferencja odbyła się w Houston w dniach od 17 do 19 listopada 1969 r. Zorganizowana została dla uczczenia stulecia układu okresowego Mendelejewa. Uczestniczyło w niej ok. 800 osób, w tym tylko 22 osoby z Europy. Poświęcona była przeglądowi ostatnich osiągnięć w dziedzinie badania pierwiastków najcięższych. Przegląd ten był wszechstronny. Dotyczył zarówno własności jądrowych pierwiastków transuranowych, jak i ich własności chemicznych. Był przeglądem zarówno osiągnięć eksperymentu, jak i teorii. Rozciągał się wreszcie na interesujący ostatnio fizyków i chemików problem istnienia i możliwości odkrycia pierwiastków superciężkich, tzn. pierwiastków, zgodnie z przewidywaniami, znacznie cięższych od wszystkich znanych dotychczas. Konferencja zorganizowana została przez W. O. Milligana, Dyrektora do Spraw Badań Naukowych Fundacji Roberta A. Welcha, w ścisłej współpracy z G. T. Seaborgiem, współodkrywcą dziewięciu pierwiastków transuranowych, a jednocześnie członkiem Komitetu Doradczego do Spraw Nauki Fundacji R. A. Welcha.

^{*} Referat wygłoszony na VIII Zimowej Szkole Fizyki "Spektroskopia jądrowa na wiązce cząstek naładowanych", Zakopane, 5–18 luty 1970.

1. G. T. Seaborg, Stulecie odkryć Mendelejewa

2. S. G. Nilsson (Lund, Szwecja), Badania teoretyczne dotyczące obszaru jąder supercieżkich

3. A. Ghiorso (Berkeley), Program badania najcięższych pierwiastków za pomocą akceleratora ciężkich jonów (Hilac) w Berkeley

4. I. Zwara (Dubna), Pierwiastki polożone poza mendelewem oraz pierwiastki superciężkie w laboratorium i w naturze

5. O. L. Keller, Jr. (Oak Ridge), Produkcja i badanie aktynowców i transaktynowców w Oak Ridge

6. G. A. Cowan (Los Alamos), Synteza ciężkich pierwiastków poprzez szybki wychwyt neutronów

7. B. B. Cunningham (Berkeley), Własności chemiczne aktynowców i transaktynowców

8. R. T. Arnold, Rozwój i popieranie badań naukowych w Stanach Zjednoczonych

9. J. T. Waber, Chemia kwantowa superaktynowców

10. S. Bjørnholm (Kopenhaga, Dania), Rozszczepiające się izomery oraz stany pośrednie w rozszczepieniu odpowiadającym energii bliskiej barierze.

Prowadzącymi dyskusję byli: J. G. Conway (Berkeley), P. R. Fields (Argonne), R. W. Hoff (Livermore), J. R. Huizenga (Rochester), C. H. Ice (Savannah River), R. A. James (Livermore), J. J. Katz (Argonne), L. O. Morgan (Austin), R. A. Penneman (Los Alamos), I. Perlman (Berkeley), T. Sikkeland (Trondheim, Norwegia), A. Sobiczewski (Instytut Badań Jądrowych, Warszawa), V. M. Strutinsky (Moskwa), W. J. Swiatecki (Berkeley).

Oprócz wymienionych wykładów, na Konferencji zorganizowano wieczór poświęcony 25-leciu odkrycia ameryku i kiuru, na którym wszyscy czterej współodkrywcy: G. T. Seaborg, R. A. James, L. O. Morgan i A. Ghiorso przedstawili historię odkrycia tych pierwiastków.

Omówię teraz pokrótce treść wygłoszonych wykładów.

W wykładzie G. T. Seaborga przedstawione zostały w sposób syntetyczny niemal wszystkie zagadnienia, rozwinięte później szczegółowo przez pozostałych wykładowców. Znaczna część wykładu poświęcona była omówieniu ewolucji układu okresowego Mendelejewa od jego oryginalnej wersji z 1869 r., aż do chwili obecnej, a nawet ekstrapolacji tego układu, opartej na teoretycznych obliczeniach, na pierwiastki znacznie cięższe od znanych dotychczas. Charakterystycznymi momentami w ewolucji tablicy Mendelejewa było uzupełnienie jej przez nowo odkryte, przewidywane przez nią, pierwiastki oraz modyfikacje tej tablicy. Modyfikacje te, to przede wszystkim dodanie do niej całej nowej kolumny odpowiadającej gazom szlachetnym, zastąpienie jednego pierwiastka przez całą rodzinę pierwiastków chemicznie podobnych (lantanowców) i wreszcie wysunięcie hipotezy drugiej rodziny pierwiastków podobnych do siebie chemicznie — aktynowców. Właściwe umieszczenie rodziny aktynowców w tablicy Mendelejewa miało podstawowe znaczenie dla odkrycia pierwiastków od kiuru aż do lorensu, który zamyka tę rodzinę. Weryfikacji tej hipotezy dokonywano na gruncie zarówno badania własności chemicznych nowo odkrywanych aktynowców, jak i badania spektroskopowego ich powłok elektronowych.

Wiele szczegółów dotyczących własności chemicznych aktynowców podane zostało w wykładzie B. B. Cunninghama.

Przewidywania teoretyczne, wskazujące na możliwość istnienia wysepki stosunkowo stabilnych jąder superciężkich o Z w okolicy 114 lub nawet dalej, spowodowały duże zainteresowanie w ekstrapolacji tablicy Mendelejewa na te obszary. W Los Alamos zostały przeprowadzone bardzo rozległe rachunki energii powłok elektronowych, aż do Z = 132. Na podstawie ich wyników O. L. Keller ze współpracownikami w Oak Ridge starali się przewidzieć własności chemiczne oraz fizyczne pierwiastka 104 (własności, jakie miałby on otrzymany w odpowiednio dużych ilościach) oraz kilku spodziewanych pierwiastków superciężkich (113, 114 oraz 117-120). Wyniki tych przewidywań omówione zostały szczegółowo w wykładzie O. L. Kellera. Wspomniane rachunki powłok elektronowych wskazują, że pierwiastki od 104 do 112 powinny odpowiadać zapełnianiu podpowłoki 6d, będąc w ten sposób analogami chemicznymi pierwiastków od hafnu do rtęci. Pierwiastki od 113 do 118 powinny odpowiadać zapełnianiu podpowłoki 7p, co czyniłoby je analogami chemicznymi pierwiastków od talu do radonu. Pierwiastek 119 powinien być metalem alkalicznym, a 120 — ziemią alkaliczną, powstając przez przyłączenie elektronów na podpowłoce 8s. Pierwiastek 121 powinien charakteryzować się obecnością jednego elektronu na podpowłoce 7d i mieć wobec tego własności podobne do aktynu i lantanu. Powyżej Z = 121 powinny być zapełniane podpowłoki 5g i 6f. Bliskość poziomów energetycznych tych podpowłok prowadziłaby do rodziny 32 pierwiastków ("superaktynowców") o bardzo zbliżonych do siebie własnościach chemicznych, podobnych do własności pierwiastka 121, a więc i aktynu.

Wiele szczegółów dotyczących powyższych rachunków, przeprowadzonych w Los Alamos przez J. T. Wabera i współpracowników, przedstawionych zostało w wykładzie J. T. Wabera.

Rachunki powłok elektronowych prowadzone były także dla pierwiastków jeszcze cięższych, o liczbie atomowej w okolicy 164. Bardzo małe jednak różnice pomiędzy energiami poziomów elektronowych, przy możliwych niedokładnościach wartości obliczonych, czynią te obliczenia dosyć niepewnymi. W każdym razie wg ocen teoretycznych wydaje się, że powłoki elektronowe mogą być stabilne aż do $Z = 170 \div 210$. Dopiero powyżej tych liczb atomowych energia wiązania elektronów z najbardziej wewnętrznych powłok byłaby tak duża, że elektrony te byłyby wychwytywane prawdopodobnie przez jądro.

W wykładzie S. G. Nilssona opisana została metoda oraz wyniki teoretycznych oszacowań czasu życia jąder superciężkich. Część tych wyników otrzymana została przez S. G. Nilssona i współautorów we współpracy z Zakładem Teorii Jądra Atomowego Instytutu Badań Jądrowych w Warszawie. Wyniki te wskazują, że jądra o najdłuższym czasie połowicznego rozpadu powinny grupować się w okolicy jądra ²⁰⁴110, a same czasy rozpadu mogą być tu rzędu 10⁸ lat. Daje to niejakie szanse na znalezienie pierwiastków superciężkich w rudach ziemskich. Z drugiej strony należy jednak pamiętać, że przeprowadzona tu daleka ekstrapolacja z obszaru znanego doświadczalnie może prowadzić do znacznych niedokładności w oszacowanych czasach życia. Może zatem zdarzyć się, że rzeczywiste czasy połowicznego rozpadu pierwiastków superciężkich są znacznie za małe, by znaleźć te pierwiastki w rudach ziemskich lub nawet w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym. Wydaje się jednak dość prawdopodobne, że są one dostatecznie duże, by jądra superciężkie dały się wykryć jako produkty syntezy przeprowadzonej w laboratorium za pomocą dostatecznie ciężkich jonów.

Wiele miejsca poświęcił S. G. Nilsson także problemowi teoretycznego opisu spontanicznego rozszczepienia jąder w znanym doświadczalnie obszarze aktynowców. W szczególności zrelacjonował on wyniki swoje oraz swych współpracowników dotyczące mikroskopowego, tzn. opartego o model wewnętrznej struktury jądra, opisu asymetrii rozszczepienia. Zupełnie także nowym wynikiem, przedstawionym w tym wykładzie, było objaśnienie zaobserwowanego ostatnio unikalnie długożyciowego (0,3 roku) rozszczepiającego się izomeru ²⁴¹Pu. Izomer ten Nilsson i współpracownicy objaśniają efektem stanu neutronowego [505 11/2], a więc stanu o wyjątkowo dużym rzucie spinu na oś symetrii jądra i o wyjątkowo silnej zależności energii od deformacji jądra, na barierę potencjału. Dzięki wymienionym własnościom stan ten może znacznie podwyższyć barierę potencjalną na rozszczepienie.

Znaczna część wykładu A. Ghiorsa poświęcona była omówieniu wyników syntezy izotopów pierwiastka 104, przeprowadzonej przez niego i współpracowników w Berkeley. Bombardując target ²⁴⁹Cf jonami ¹²C i ¹³C zaobserwowali oni 4,5-sekundową a aktywność, którą przypisują izotopowi ²⁵⁷104 oraz 3-sekundową aktywność przypisywaną izotopowi ²⁵⁹104. Pomierzone funkcje wzbudzenia sugerują im reakcje

$$^{249}Cf + {}^{12}C \rightarrow {}^{257}104 + 4n$$

 $^{249}Cf + {}^{13}C \rightarrow {}^{259}104 + 3n$.

Statystyka jest duża i sięga kilku tysięcy przypadków.

Obserwowali oni poza tym ślady produktów rozszczepienia odpowiadające aktywności

11 msek., którą wiążą z izotopem $^{258}104.$ Tej ostatniej identyfikacji nie są jednakże na razie pewni.

I. Zwara przedstawił w swoim wykładzie prace nad syntezą pierwiastków położonych za mendelewem oraz prace nad poszukiwaniem pierwiastków superciężkich w naturze, prowadzone w Laboratorium Reakcji Jądrowych w Dubnej. W poszukiwaniu pierwiastków superciężkich prowadzono tam pomiary produktów rozszczepienia w związkach ołowiu (szkło ołowiowe, galenit i inne) za pomocą detektorów dielektrycznych (plastyk, mika) oraz z pomocą specjalnych liczników proporcjonalnych, dostosowanych do rejestracji bardzo rzadkich aktów rozpadu. Znaleziono aktywność większą niż można by ją wytłumaczyć obecnością starannie określonych domieszek uranu i toru lub rozszczepieniem ołowiu pod wpływem promieni kosmicznych. Sugeruje to obecność domieszki pierwiastków superciężkich w badanych związkach ołowiu. Podobna sugestia występowania pierwiastków superciężkich w niektórych rodzajach meteorytów została wysunięta w pracy M. Dakowskiego z Instytutu Badań Jądrowych w Świerku, w celu objaśnienia występowania tam anomalnie dużych ilości ksenonu i kryptonu. Praca ta cytowana była w wykładzie S. G. Nilssona.

O. L. Keller omówił w swym wykładzie zagadnienie produkcji aktynowców, a w szczególności transkiurów, za pomocą wysokostrumieniowego reaktora (ok. 3 · 10¹⁵ neutronów/cm²· sek w środku reaktora) w Oak Ridge. Reaktor ten dostarcza już obecnie znaczne ilości transkiurów. Ocenia się (porównaj artykuł G. T. Seaborga w Ann. Rev. Nuclear Sci., 18, 53 (1968)), że w połowie lat 1970 będzie on w stanie dostarczać ok. 1 g izotopu ²⁵²Cf, 0,1 g ²⁴³Bk, 10 mg ²⁵³Es i 0,03 mg ²⁵⁴Es rocznie. Izotopy te będą więc mogły być używane jako tarcze w reakcjach z ciężkimi jonami. O. L. Keller zwrócił uwagę, że cały proces wytwarzania najcięższych pierwiastków w omawianym reaktorze zatrzymuje się na ²⁵⁷Fm. Z tego, że nie dostaje się już ²⁵⁶Fm, można wnosić, że czas połowicznego rozpadu tego izotopu jest mniejszy od 30 msek. Nieco uwagi poświęcił Keller także pracom i ich perspektywom, prowadzonym w Oak Ridge za pomocą akceleratora ciężkich jonów (ORIC). Użytkownicy akceleratora dysponują w tej chwili wiązką ciężkich jonów ¹⁴N i ¹⁵N. Możliwe jest, że będą w stanie w niedalekiej przyszłości otrzymać pierwiastek 105 wg reakcji

²⁴⁹Cf+¹⁵N→²⁶¹105+3n.

Jednym z głównych zagadnień wykładu G. A. Cowana był problem, w jaki sposób mogły powstać w naturze pierwiastki superciężkie. W szczególności, czy pierwiastki te mogły powstać w procesie szybkiego wychwytu neutronów, czy też proces ten zatrzymuje się wcześniej, przy lżejszych już jądrach, wskutek spontanicznego lub pobudzonego neutronami rozszczepienia. W odpowiedzi na to pytanie pomocne mogą być wyniki doświadczeń z szybkim wychwytem neutronów, jakie możliwe są do przeprowadzenia w warunkach ziemskich. Jest trochę nieoczekiwane w dotychczasowych wynikach tych doświadczeń, podobnie jak w wynikach naświetlań reaktorowych, że wśród produktów nie znajduje się izotopów o masach większych od 257. Jednak nawet w przypadku, gdyby proces szybkiego wychwytu neutronów w warunkach, w jakich powstały pierwiastki ziemskie (tzn. w warunkach gwiezdnych, a więc przy prawdopodobnie znacznie większych strumieniach neutronów oraz dłuższych czasach ekspozycji niż w warunkach doświadczeń ziemskich) nie mógł doprowadzić do wytworzenia pierwiastków superciężkich, to pozostają jeszcze inne procesy, które mogły mieć miejsce. Jednym z nich mogły być reakcje z ciężkimi jonami, następujące na najcięższych produktach szybkiego wychwytu neutronów, bezpośrednio po zakończeniu tego wychwytu. Hipoteza takiego procesu, prowadzącego do wytworzenia jąder superciężkich, wysunięta została ostatnio w pracy M. Kowalskiego z Proatomu i B. Kuchowicza z Uniwersytetu Warszawskiego, cytowanej w wykładzie G. A. Cowana.

W wykładzie S. Bjørnholma podane było wiele nowych danych doświadczalnych dotyczących rozszczepiających się izomerów oraz struktury pośredniej w przekrojach czynnych na rozszczepienie. Przedyskutowany był szczegółowo związek obu tych zjawisk z podwójną barierą w energii potencjalnej jądra, jaką otrzymuje się w obliczeniach teoretycznych przy uwzględnieniu efektów powłokowych. Zestawione zostały parametry podwójnej bariery, jakie związek ten pozwala otrzymać z dotychczasowych danych doświadczalnych.

Pełne materiały Konferencji obejmujące zarówno wykłady, jak i dyskusję mają ukazać się w postaci oddzielnej publikacji pod redakcją W. O. Milligana w połowie 1970 r.

Abstract: The Transuranium Elements Conference, held in Houston (U.S.A.) in November 17–19, 1969, is shortly reported. The Conference was the thirteenth one of the Robert A. Welch Foundation Conferences on Chemical Research. It observed the Mendeleev Centennial.

POSTĘPY FIZYKI (dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

.

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura "Ruch".

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki "Ruch" w Krakowie, Al. Pokoju 5.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

> Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.--rocznie zł 90.---

Prenumeratę na zagranice, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych "Ruch", Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdeaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki "Ruch" w Krakowie, Al. Pokoju 5, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach "Domu Książki" oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

B. Adamczyk, M. Subotowicz – Profesor dr Wacław Staszewski (1892–1970)	431
A. Pindor - Pseudopotencjały i potencjały modelowe w fizyce ciała stałego	437
Z. Wojtaszek, R. Lehman - Opór resztkowy jako kryterium czystości metali	447
W. Żuk - Obszar małej stabilności jąder i zagadnienie elektromagnetycznej se-	
paracji izotopów na wiązce	471
M. Subotowicz — Analiza izotopowa materiału księżycowego	499
M. Łukaszewski — Magnetometry pompowane optycznie	511
M. D. Kunisz — Kierunki rozwoju nowoczesnej aparatury spektralnej	543
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
M. Suffezyński – II Wszechzwiazkowa Konferencia Teorii Ciała Stałego	

	w Moskwie	•	•		•						•			•	•		•	•	•				•			•	•			562
А.	Sobiczewsk	i -	-	K	\mathbf{on}	feı	en	ıcj:	a	pie	erv	via	ıst	kó	w	\mathbf{tr}	an	su	ra	no	wy	7 cł	1 1	w	н	ou	st	n		565

CONTENTS

В.	Adamczyk, M. Subotowicz – Professor Wacław Staszewski	431
А.	Pindor - Pseudopotentials and Model Potentials in Solid State Physics	437
z.	Wojtaszek, R. Lehman - Residual Resistivity as Criterion of the Purity	
	of Metals	447
w.	Żuk Nuclides of Far-Off Stability Regions and Problems of Electromagnetic	
	Separation on Line.	471
М.	Subotowicz - Isotopic Analysis of Moon Soil and Rocks	499
М.	Łukaszewski — Optically Pumped Magnetometers	511
М.	D. Kunisz — Development Trends in Modern Spectral Apparatus	543