

WYDZIAŁ FIZYKI I ASTRONOMII  
UNIWERSYTET WARSZAWSKI  
PLAC SZCZĘŚLIWY  
Lublin, ul. Nowolki 50-5

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XV

ZESZYT 5

---

1964

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)  
*Członkowie Redakcji* — Antoni Bajorek (Kraków), Lubomir Gabła (Kraków),  
Andrzej Kisiel (Kraków)

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XV, ZESZYT 5

**KATEDRA FIZYKI DOŚWIADCZALNEJ**  
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej  
**BIBLIOTEKA**  
Lublin, ul. Nowotki Nr 8.

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1964

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1773 + 127 egz.	Rękopis dostarczono 9. VII. 1964
Ark. wyd. 8,75, ark. druk. 7	Podpisano do druku 2. XI. 1964
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70×100	Druk ukończono w listopadzie 1964
Zamówienie 609/64	Cena zł 15.— G-42

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4



*Tadeusz Tietz*

Katedra Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Łódzkiego

### Feliks Joachim Wiśniewski (1890—1963)

Dnia 10 grudnia 1963 r. o godzinie 16.30 zmarł po krótkich, lecz ciężkich cierpieniach w Szpitalu Akademii Medycznej w Łodzi emerytowany profesor zwyczajny fizyki teoretycznej Feliks Joachim Wiśniewski. Pogrzeb odbył się w dniu 13 grudnia o godz. 13 na Starym Cmentarzu w Łodzi.



Prof. F. J. Wiśniewski (1890—1963)

Profesor Wiśniewski urodził się 23 września 1890 r. w miejscowości Łazin. Pochodził z zasłużonego rodu. W młodości otrzymał staranne wychowanie i wykształcenie. Studia odbył w Sorbonie w Paryżu, gdzie w roku 1912 uzyskał tytuł *Licencie des Science*, a następnie studiował w Getyndze. Podczas swych studiów zagranicznych słuchał wykładów z fizyki teoretycznej i matematyki prowadzonych przez światowej sławy uczonych jak J. H. Poincaré, P. Langevin, M. Born, D. Hilbert i innych. Doktorat uzyskał w roku 1920, habilitację w roku 1926. Od roku 1926 był docentem Politechniki Warszawskiej, a następnie profesorem Wolnej Wszechnicy w Warszawie. Od roku 1945 był profesorem zwyczajnym fizyki teoretycznej Uniwersytetu Łódzkiego, na którym zorganizował Katedrę Fizyki Teoretycznej i był jej kierownikiem do czasu

przeniesienia w stan spoczynku. Profesor Wiśniewski był współorganizatorem Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii UŁ. W roku akademickim 1951/52 pełnił funkcję dziekana. Zmarły był członkiem czynnym i przewodniczącym Wydziału III Łódzkiego Towarzystwa Naukowego oraz długoletnim przewodniczącym Oddziału Łódzkiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Odznaczony został Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski i Medalem X-Lecia Polski Ludowej. Był On autorem około 90 prac naukowych ogłoszonych drukiem w różnych czasopismach krajowych i zagranicznych. Dorobek naukowy tego uczonego dotyczył szeregu problemów fizycznych, a mianowicie: teorii względności, mechaniki kwantowej, teorii jądra, optyki kryształów oraz innych zagadnień. Do ważniejszych prac naukowych Zmarłego należą:

1. *Über die Diracsche Gleichung*, Z. Phys. (1930).
2. *La susceptibilité diamagnetique de helium*, Acta phys. Polon. (1931).
3. *Une remarque relative a la mecanique corpusculaire*, Annali di Matematica (1931/32).
4. *La statistique quantique*, CR Acad. Sci. (France) (1946).
5. *Sur la Théorie de la supraconductibilité*, CR Acad. Sci. (France) (1948).
6. *Une image classique des effets de matérialisation et de dématérialisation*, CR Acad. Sci. (France) (1950).
7. *Une remarque relative aux niveaux energetiques des noyaux leggers*, CR Acad. Sci. (France) (1952).
8. *Théorie mécanique de la diffusion des particules par des réseaux*, Nuovo Cimento (1952).
9. *Les niveaux energetiques des noyaux*, CR Acad. Sci. (France) (1953).
10. *Zur korpuskularen Theorie der Beugung*, Ann. Phys. (1954).

W okresie po II wojnie światowej Profesor Feliks Joachim Wiśniewski ogłosił drukiem około 17 prac naukowych. Krótki ten przegląd nie wyczerpuje oczywiście całej, tak bogatej, spuścizny naukowej zmarłego uczonego. Zmarły należał do tych nielicznych fizyków, których pasja twórcza nie ograniczała się tylko do fizyki teoretycznej umiłowanej ponad wszystko, lecz interesowały go problemy natury historycznej i filozoficznej. W licznych przemówieniach, odczytach oraz drukowanych rozprawkach filozoficznych występują tendencje filozoficzne przekraczające horyzonty fizyki teoretycznej. Był on uczonym i filozofem w jednej osobie. Będąc w stanie spoczynku prowadził wykłady z termodynamiki na Uniwersytecie Łódzkim. Zmarły profesor służył pomocą i radą innym bratnim uczelniom miasta Łodzi i brał czynny udział w przewodach doktorskich i habilitacyjnych do ostatnich dni swego życia. Profesor Wiśniewski był człowiekiem niesłychanie uprzejmym, o dużej wyrozumiałości względem studentów i młodszych pracowników. Był on człowiekiem szlachetnym o wielkim sercu i niezmiernie pogodnym usposobieniu. Miał bardzo żywe poczucie humoru. Z życia i działalności naukowej Profesora Wiśniewskiego młodzi naukowcy mogą nauczyć się wiele, a przede wszystkim szacunku do pracy naukowej, skromności oraz bezinteresowności. Zachowując wierność swoim zasadom, że nauka powinna służyć dobru ogólnemu, odnosił się do

innych ludzi z prawdziwą tolerancją, był niezdolny do intryg i czuł na krzywdę ludzką. W okresie ostatnich tygodni swego życia znosił cierpienia w milczeniu bez skargi, z pogodą ducha. Odszedł z grona fizyków polskich wybitny uczyony, pedagog i przyjaciel młodzieży, człowiek prawy i nieskazitelny. Ja osobiście wspominam z ogromną wdzięcznością lata wspólnej współpracy z Profesorem Wiśniewskim oraz życzliwość, jakiej doznałem z jego strony.

Gdy smutna wiadomość o śmierci Profesora rozeszła się, łązy wzruszenia ukazywały się nie tylko w oczach kolegów, współpracowników, przyjaciół, ale i w szerszych kołach znajomych. Świadczyły one o wielkiej życzliwości ludzkiej, a częściej o gorących uczuciach, które Zmarły zaszczerpił w sercach ludzkich. *Requiescat in pace!*

W. K. H. Panofsky

Stanford Linear Accelerator Center  
Stanford University  
Stanford, California

## Fizyka fotonów i elektronów wysokich energii dziś i jutro \*

Tytuł niniejszego odczytu zawiera sprzeczność. Nie można bowiem fizyki wysokich energii, którą definiuje się zwykle jako dotyczącą zjawisk zachodzących powyżej progu produkcji cząstek nietrwałych, rozdzielić w sposób właściwy na fizykę elektronów i fotonów z jednej strony oraz fizykę innych cząstek z drugiej strony. Ja mam zamiar omówić ten zakres fizyki wysokich energii, dla którego wiązki fotonów i elektronów z akceleratorów miały lub zapewne będą mieć w przyszłości ważne znaczenie.

Zanim przejdę do właściwych zagadnień fizycznych chciałbym objaśnić, co rozumiemy przez zderzenia elektronów i fotonów „wysokich energii“ w sensie relatywistycznym. Na ogół foton (o masie spoczynkowej  $m_0 = 0$ ) lub też elektron (o masie spoczynkowej  $m_0 = 0,51$  MeV) uczestniczący w zderzeniu przekazuje energię  $\Delta E$  i pęd  $\Delta \vec{p}$  w danym układzie odniesienia. Aby proces był opisany w sposób niezależny od ruchu układu odniesienia, wszystkie wyniki mające fizyczne znaczenie, powinny zależeć od niezmienniczej kombinacji

$$q^2 = \Delta E^2 - \Delta \vec{p}^2, \quad (1)$$

która nazywa się „kwadratem czteropędu“<sup>1</sup>. Jeżeli  $q^2 > 0$ , to czteropęd nazywamy „czasopodobnym“; jeśli  $q^2 < 0$ , mówimy, że czteropęd jest „przestrzenno-podobny“; te określenia dobrano przez analogię do relatywistycznego przedziału przestrzenno-czasowego

$$\tau^2 = \Delta t^2 - \Delta \vec{x}^2, \quad (2)$$

gdzie  $\Delta t$  i  $\Delta \vec{x}$  oznaczają czasowy i przestrzenny odstęp między dwoma zdarzeniami. Jeśli  $\tau^2 > 0$ , to istnieje układ, w którym dwa zdarzenia zachodzą w tym samym miejscu, lecz są rozdzielone w czasie; jeśli  $\tau^2 < 0$ , to można znaleźć układ, w którym te dwa zdarzenia zachodzą równocześnie, lecz są rozdzielone w przestrzeni. Te związki zebrane są w tabelicy I.

\* Dwudziesty drugi odczyt Memoriału Richtmyera wygłoszony na posiedzeniu Amerykańskiego Towarzystwa Nauczycieli Fizyki w dniu 24 stycznia 1963, opublikowany w *American Journal of Physics*, **31**, 409 (1963).

<sup>1</sup> Dobieramy jednostki w ten sposób, że prędkość światła  $c = 1$ .

Tablica I  
Przedziały przestrzennopodobne i czasopodobne

	Przestrzennopodobny	Czasopodobny
Przedział przestrzenno-czasowy Czteropęd	$\Delta t <  \Delta x $ $\Delta E <  \Delta \vec{p} $	$\Delta t >  \Delta x $ $\Delta E >  \Delta \vec{p} $

Ogólnie mówiąc duże znaczenie fizyki elektronów wysokich energii wynika z tego, że o ile wiadomo, elektrony biorą udział tylko w oddziaływaniach elektromagnetycznych (i w około  $10^{10}$  razy słabszych oddziaływaniach Fermiego); dotychczas doświadczenie i teoria są co do tego w ścisłej ze sobą zgodności we wszystkich dziedzinach, w których tę kwestię sprawdzano. W przeciwieństwie do protonów, neutronów, pionów itd. elektrony nie biorą bezpośredniego udziału w „silnych“ oddziaływaniach jądrowych. Dlatego, mówiąc znowu ogólnie, doświadczenia w dziedzinie fizyki elektronów wysokich energii dzielą się na trzy następujące grupy:

1. Doświadczenia, przy pomocy których, poprzez znane oddziaływania elektromagnetyczne (za „znany“ uważamy relatywistyczny opis kwantowy pola elektromagnetycznego, który dalej będziemy nazywać elektrodynamiką kwantową — *QED*), bada się nieznaną lub mało znaną strukturę, na przykład nukleonów lub cząstek sztucznie wytwarzanych.

2. Badanie procesów, w których cząstki nietrwale są wytwarzane przez elektrony lub fotony, a których analiza byłaby utrudniona, gdyby cząstką bombardującą była cząstka podlegająca silnym oddziaływaniom (na przykład nukleon lub pion).

3. Doświadczenia, przy pomocy których próbuje się rozszerzyć zakres wielkości przekazanego czteropędu  $q^2$ , dla których można stosować elektrodynamikę kwantową, bądź też bada się możliwe odstępstwa od niej.

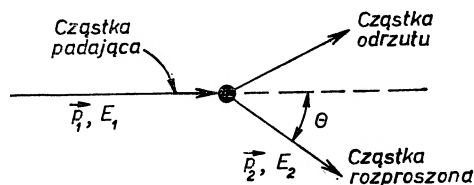
Rozpatrzmy pierwszą z tych grup doświadczeń. Do najlepiej znanych należą klasyczne obecnie doświadczenia nad rozpraszaniem elektronów, w których badając kątowe i energetyczne zależności przekrojów czynnych na elastyczne i nieelastyczne rozproszenie elektronów, bada się strukturę nukleonów i jąder. W tym wypadku badana cząstka jest cząstką realną, tzn. istniała ona przez długi czas przed spotkaniem z elektronem. Jak zobaczymy później, podobną metodę można zasadniczo stosować także w odniesieniu do cząstki wirtualnej, tzn. takiej, która powstaje i znika w tak krótkim przedziale czasowym dozwolonym przez mechanikę kwantową, że prawo zachowania energii nie musi być spełnione.

Rozpraszanie elektronów wyobrażamy sobie zwykle analogicznie do klasycznej teorii dyfrakcji fal o długości  $\lambda$  na obiekcie o rozmiarach liniowych rzędu  $D$ . Rozproszenie zachodzi wtedy głównie do stożka przedniego o kącie wierzchołkowym w przybliżeniu równym  $\frac{\lambda}{D}$ . Z bardziej szczegółowego rozpatrzania klasycznej teorii dyfrakcji wynika, że rozkład kątowy wyrażony

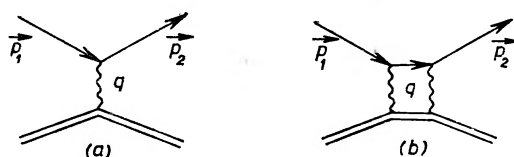
w zależności od kąta rozproszenia  $\theta$  jest transformatą Fouriera gęstości  $\rho(\vec{x})$  centrów rozpraszających w rozpraszaczu; dokładniej mówiąc amplituda rozproszenia  $A(\theta, \lambda)$  jest proporcjonalna do całki z rozkładu po objętości o rozmiarach  $D$ :

$$A(\vartheta, \lambda) = \int \rho(\vec{x}) \cdot \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}) d\vec{x}, \quad (3)$$

gdzie wektor falowy rozproszenia  $\vec{k}$  oznacza różnicę wektorową pomiędzy początkowym i końcowym wektorem falowym o długości  $\frac{\lambda}{2\pi}$ , brany wzdłuż



Rys. 1. Geometria rozpraszania cząstki padającej na cząstce spoczywającej



Rys. 2. Rozpraszanie elektronu na nukleonie poprzez (a) wymianę jednego fotonu, (b) wymianę dwóch fotonów — przedstawione przy pomocy diagramów

kierunku rozchodzenia się fali przed i po rozproszeniu. Długość wektora  $\vec{k}$  wynosi więc  $\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \cdot 2 \cdot \sin \frac{\theta}{2}$ ; dlatego rozkład kątowy rozproszenia dostarcza faktycznie analizy fourierowskiej rozkładu przestrzennego wyrażonej w liczbach falowych  $\vec{k}$ . Niezależnie od licznych czynników komplikujących zagadnienie, relatywistyczne uogólnienie tej klasycznej analizy wiąże amplitudę rozproszenia elektronów z analizą fourierowską rozkładu wyrażonego jako funkcja przekazanego czteropędu  $q^2$ ; im większa wartość  $q^2$  tym więcej można badać szczegółów struktury przestrzennej. Dlatego też, jeśli chcemy badać mniejsze elementy struktury cząstek, to musimy dysponować akceleratorami dostarczającymi cząstki o wyższej energii.

Omówmy teraz tę sytuację w języku mechaniki kwantowej. Faktyczny proces rozproszenia (przedstawiony na rys. 1), w którym elektron ulega rozproszeniu na „nieznanej“ cząstce, początkowo spoczywającej, może być rozpatrywany jako wymiana jednej lub więcej cząstek, które przenoszą czteropęd  $q$ , jak to pokazano na rys. 2. Diagramy z rys. 2 (którymi będę się w dalszym ciągu posługiwał nie całkiem w formalnym sensie diagramów Feynmana) interpretuje się w następujący sposób: proton (podwójna linia) i elektron (pojedyncza linia) zbliżają się do siebie i oddziałują z sobą poprzez pole elektro-

magnetyczne. Można taki diagram objaśnić przyjmując, że elektron wirtualnie emituje foton (linia falista), który zostaje następnie zaabsorbowany przez proton. Czerpęd  $q$  zostaje więc przekazany przy pomocy wirtualnego fotonu.

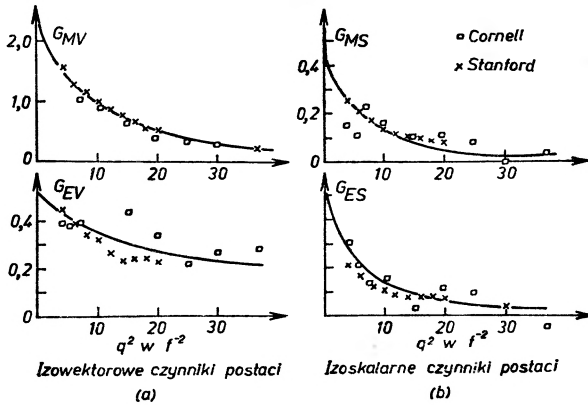
Przy rozproszeniu wysokiej energii odpowiednikiem amplitudy dyfrakcyjnej  $A(\theta, \lambda)$  wyrażonej równaniem (3) jest tak zwany czynnik postaci  $F(q^2)$ . Jeżeli obiekt, którego nieznaną strukturę badamy, posiada spin, a więc może zmienić swój stan spinowy, bądź też, jeśli nieznaną cząstka może zostać wzbudzona lub ulec rozpadowi, tj. zmienić swój stan energetyczny, to ogólnie mówiąc, oddziaływaniu fizycznemu, powodującemu rozproszenie elektronu na nieznaną strukturze, odpowiada więcej niż jeden czynnik postaci.

Jeżeli mamy do czynienia z rozproszeniem elastycznym (tzn. stan energetyczny nieznaną cząstki pozostaje niezmienny) i jeśli proces można opisać tylko jako jednofotonową wymianę, odpowiadającą diagramowi (a) na rys. 2, wówczas należy rozpatrywać dwa czynniki postaci:  $G_E(q^2)$  i  $G_M(q^2)$ , przy czym pierwszy z nich odpowiada przypadkowi, w którym spin badanej cząstki nie ulega zmianie, drugi zaś przypadkowi, w którym spin zmienia się o jedną jednostkę wzdłuż osi przekazanego pędu. Rys. 3 pokazuje wartości  $G_E(q^2)$  i  $G_M(q^2)$  dla dwóch najważniejszych spośród badanych cząstek: protonu i neutronu. Dane pochodzą z pionierskiej pracy Hofstadtera i współpracowników i połączone są z późniejszymi danymi z laboratoriów w Cornell i Stanford. Z powodów, których nie będziemy tutaj dyskutować, na rysunku przedstawiono sumę (izoskalar) i różnicę (izovektor) wartości czynników postaci dla protonu i neutronu.

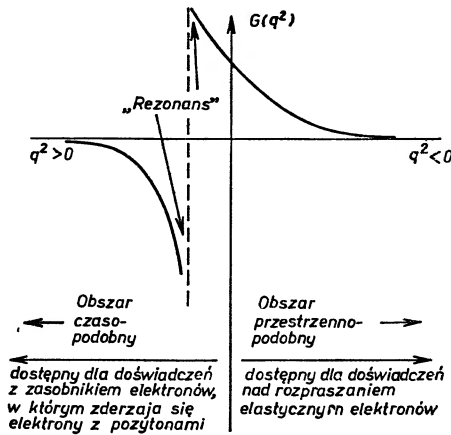
Jakich informacji dostarczają nam te dane i czego od nich w przyszłości oczekujemy? Początkowo rezultaty te interpretowano przez analogię do omówionego poprzednio obrazu dyfrakcyjnego przy niskich energiach i można było stworzyć modele rozkładu ładunku elektrycznego i magnetyzmu, które dawały intuicyjny obraz struktury nukleonu. Niemniej owocnym okazał się inny sposób podejścia do zagadnienia, który wiąże powyższe rezultaty z dynamicznymi modelami nukleonu, powstałymi dzięki odkryciu rezonansowych czyli wzbudzonych stanów nukleonów. Dla zrozumienia dalszej dyskusji zapamiętajmy ogólną postać krzywych na rys. 3.

Ostatnie doświadczenia w dziedzinie wysokich energii wykazały, że nukleon może absorbować różne ilości energii, co w rezultacie prowadzi do układu poziomów energetycznych, podobnie jak w atomie mamy do czynienia z poziomami wzbudzonymi. Nadmiar energii pochodziłby z absorpcji fotonu „czasopodobnego“, tzn. niosącego energię większą od przekazywanego pędu. Ze względu na istnienie pewnych reguł wyboru, tylko niektóre spośród stanów wzbudzonych nukleonu przyczyniają się do jego własności elektromagnetycznych. Najważniejszym jest stan, w którym mezon  $\rho$  (spin 1,  $m_0 = 750$  MeV) „oscyluje“ wokół nukleonu; stwarza to krzywą rezonansową, będącą funkcją  $q^2$  i mającą czasopodobny (tzn. odpowiadający nadmiarowi energii) punkt osobliwy dla  $q^2$ , równego kwadratowi masy spoczynkowej. Z drugiej strony wiadomo,

że przy elastycznym rozpraszaniu elektronów na tarczach stacjonarnych  $|\Delta\vec{p}| > \Delta E$ , tzn.  $q^2$  jest przestrzennopodobne. Co mogłoby być po stronie czasopodobnej, tj. wówczas, gdy może być przekazana nadwyżka energii? Przepuszczalny wynik odpowiadający jednemu z aktualnie badanych rezonansów nukleonowych przedstawiono na rys. 4.



Rys. 3. Czynniki postaci otrzymane na podstawie doświadczeń nad rozpraszaniem elektronów w Uniwersytetach w Stanford i Cornell



Rys. 4. Schematyczne przedstawienie typowego zachowania się czynnika postaci jako funkcji kwadratu przekazanego czteropędu. Zaznaczono przedziały wartości przekazanego czteropędu, które mogą być wykorzystane przy rozpraszaniu elastycznym elektronów oraz przy rozpraszaniu elektron-pozyton w doświadczeniach ze zderzającymi się wiązkami

Rozproszenie elastyczne odpowiada więc „ogonowi“ krzywej rezonansowej; samego rezonansu uzyskać nie można. W tej sytuacji pojedynczy stan rezonansowy nukleonu nie wystarcza dla potwierdzenia zgodności danych; może to być wynik rezonansowego udziału większej masy, nieścisłości rachunku czy też niesłuszności modelu z rys. 2 (a), według którego wymieniany jest tylko jeden foton.



To ostatnie zagadnienie można analizować podstawiając w doświadczeniach nad rozpraszaniem pozytony w miejsce elektronów ujemnych; jeśli rozproszenie przebiega częściowo według schematu z rys. 2 (b), to przekroje czynne na rozpraszanie elektronów dodatnich i ujemnych powinny być różne; takie doświadczenia (zapoczątkowane przez J. Pine i współpracowników) są obecnie przeprowadzane i wykazują różnice między przekrojami czynnymi przy dużych wartościach  $q^2$ .

Opowiedziałem tutaj krótko o przeszłości doświadczeń nad rozpraszaniem elektronów i pozytonów, które rozjaśniły zagadnienie struktury nukleonów i bezpośrednio przyczyniły się do odkrycia rezonansów w układach cząstek silnie oddziaływających. A jak wygląda przyszłość? Oczywiście należy jeszcze wykonać znacznie więcej tego rodzaju prac; zwłaszcza jeśli chodzi o strukturę neutronu, sytuacja jest wciąż zupełnie niezadowolająca, ponieważ z braku tarcz złożonych ze swobodnych neutronów, używa się tarcz deuteronowych. Komplikacje wprowadzone przez strukturę deuteronu poważnie ograniczają wiarogodność analizy neutronowych czynników postaci. Ponadto istnieją już wskazania, że ze wzrostem  $q^2$  w kierunku przestrzennopodobnym, analiza staje się stopniowo coraz trudniejsza. Po pierwsze, dochodzi wówczas udział bardziej złożonych procesów, jak na przykład tego, który przedstawiono na rys. 2 (b). Po drugie, poza nowo odkrytymi rezonansami o większych masach, dającymi wkład do rozpraszania, przekrój czynny wciąż maleje ze wzrostem energii, dzięki czemu ilość danych w doświadczeniach spada. Po trzecie, nie wiadomo czy przy wyższych wartościach  $q^2$  można nadal posługiwać się elektrodynamiką kwantową, wobec tego zagadnienia struktury cząstek oraz słuszności  $QED$  nakładają się na siebie. W końcu, czasopodobne wartości  $q^2$  są niedostępne dla rozpraszania elektronów, a więc, jak widać z rys. 4, wnioski dotyczące roli rezonansów muszą być czerpane z pomiarów, którym na osi  $q^2$  odpowiadają bardzo odległe położenia.

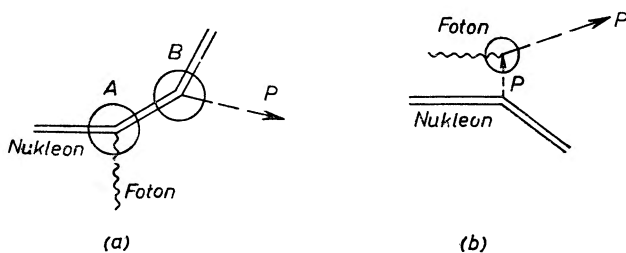
Wrócimy jeszcze później do doświadczeń, w których zderzają się ze sobą elektrony i pozytony biegnące w przeciwnych kierunkach; znaczenie tych doświadczeń wynika stąd, że dostarczają one informacji na temat struktury cząstek przy różnych wartościach  $q^2$  w zakresie czasopodobnym, a także na temat słuszności elektrodynamiki kwantowej.

W jaki sposób bada się strukturę cząstek nietrwałych? Można to robić opierając się na doświadczeniach, w których fotony i elektrony są cząstkami wytwarzającymi cząstki nietrwałe.

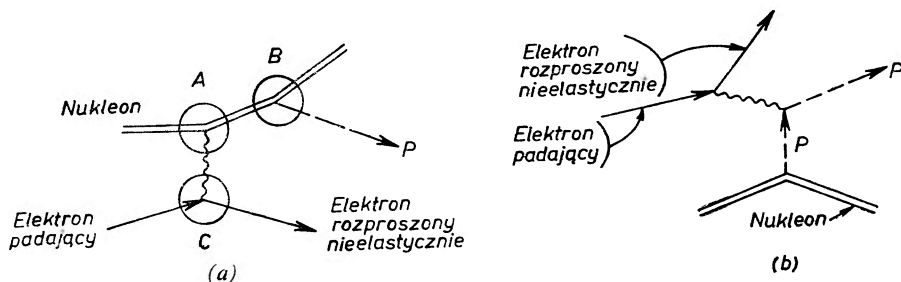
Fotoprodukcja pionów była jednym z pierwszych pomyslnych zastosowań akceleratorów elektronowych; istotnie pierwsze informacje o oddziaływaniu pionów z nukleonami pochodzą z badań nad przekrojami czynnymi na fotoprodukcję. Fotoprodukcja cząstek nietrwałych może zachodzić, ogólnie mówiąc, według dwóch alternatywnych schematów pokazanych na rys. 5. Na rys. 5 (a) foton oddziałuje w  $A$  poprzez swoje pole elektromagnetyczne z ładunkiem elektrycznym względnie momentem magnetycznym nukleonu. Powstały w wyniku tego nukleon wzbudzony ulega następnie w  $B$  rozpadowi

na nukleon i cząstkę  $P$ . Końcowy rezultat zależy więc od sił działających w punkcie  $B$  pomiędzy cząstką  $P$  i nukleonem, a więc sytuacja ma się podobnie do tej sytuacji, jaka istniałaby w doświadczeniu nad rozpraszaniem, w którym strumień cząstek  $P$ , generowanych przy pomocy akceleratora, ulega rozpraszaniu na tarczy wodorowej.

Absorpcja fotonu posiadającego masę spoczynkową równą zero związana jest z przekazaniem czteropędu  $q^2 = 0$ ; a więc absorpcja w punkcie  $A$  nie daje żadnych informacji na temat struktury, oprócz tych, które można uzyskać



Rys. 5. Diagramy ilustrujące fotoprodukcję cząstek nietrwałych: na diagramie (a) nukleon absorbuje foton; na diagramie (b) foton jest absorbowany przez wytworzoną cząstkę



Rys. 6. Diagramy ilustrujące produkcję cząstek nietrwałych przez elektrony. Te diagramy różnią się od diagramów z rys. 5 tym, że realne fotony zastąpione są tutaj wirtualnymi fotonami, wytwarzanymi podczas rozpraszania elektronów

z pomiarów statycznych. Jednakże każdemu procesowi absorpcji fotonu odpowiada proces nieelastycznego rozpraszania elektronu, tzn. zamiast procesu absorpcji energii z pola swobodnego fotonu, można rozpatrywać absorpcję pola elektronu poruszającego się z dużą prędkością. Wtedy schemat z rys. 5 (a) zostaje zastąpiony schematem z rys. 6 (a). W tym przypadku  $q^2 \neq 0$ ; w rzeczywistości części procesu obejmującego oddziaływanie w punktach  $A$  i  $C$ , są bardzo podobne do zwykłego procesu rozpraszania elektronów przedstawionego na rys. 2. Zatem nieelastyczne rozpraszanie elektronów może również dostarczać informacji o strukturze nukleonu.

Drugi mechanizm fotoprodukcji pojedynczych cząstek przedstawiony jest na rys. 5 (b). Tutaj foton zostaje zaabsorbowany przez generowaną cząstkę nietrwałą, a więc oddziaływanie następuje pomiędzy tą nowo powstałą cząstką a polem elektromagnetycznym fotonu. Jeśli, jak pokazano na rys. 6 (b), pole fotonu zastąpimy polem nieelastycznie rozpraszanego elektronu, otrzymamy

w wyniku zależność wypadkowej amplitudy rozproszenia od struktury cząstki nietrwałej. A więc w tego rodzaju procesie produkcji spowodowanej elektronem zakłada się, że cząstka nietrwała stanowi „wirtualną tarczę“ dla rozpraszania elektronów. Pomyślność wykorzystania tego schematu uzależniona jest od możliwości odróżnienia takiego procesu od innych kanałów reakcji; może w przyszłości będzie to możliwe.

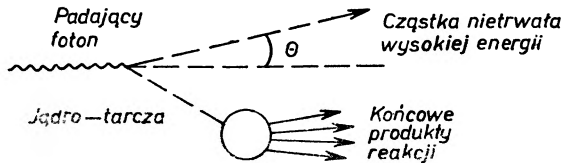
Widać, że fotoprodukcja cząstek nietrwałych dostarczyła nam i nadal dostarcza szeregu wiadomości dotyczących oddziaływania tych cząstek z jądrami i ich struktury.

Produkcja więcej niż jednej cząstki dostarcza nowych interesujących zjawisk. Omówię bliżej tylko dwa spośród nich: tworzenie par elektronowych i „produkcję peryferyjną“. Elektromagnetyczna produkcja par elektron-pozyton jest dobrze znanym procesem polegającym na „materializacji“ promieni gamma o energii większej niż 1 MeV; jest to dominujący przy dużych energiach mechanizm absorpcji promieniowania elektromagnetycznego. Zamiana fotonu na dwie cząstki: dodatnią i ujemną z równoczesnym spełnieniem praw zachowania energii i pędu, możliwa jest tylko przy współdziałaniu trzeciej cząstki, zazwyczaj ciężkiej, która przyjmuje na siebie odrzut. Ponieważ ta trzecia cząstka (na ogół jest nią jądro wchodzące w skład absorbenta bombardowanego fotonami) może przejąć odrzut właśnie poprzez swoje pole elektromagnetyczne, wobec tego cały proces ma charakter czysto elektromagnetyczny, to znaczy może być rozpatrywany wyłącznie na gruncie dobrze znanych sił elektromagnetycznych. Można przewidzieć wyniki produkcji innych cząstek poprzez taki mechanizm, posługując się dokładnie tego samego rodzaju teorią, dostosowaną tylko do masy, spinu i ewentualnego momentu magnetycznego cząstek, które wchodzi w skład pary, mającej powstać. Potwierdzono istnienie takiego procesu dla miuonów (produkowanych wraz z elektronami); proces ten nadaje się też do systematycznego poszukiwania cząstek, gdyż wyliczone przekroje czynne na produkcję par cząstek można traktować jako wiarogodne. W Stanford poszukiwano niedawno w ten sposób cząstek o masie pośredniej między masą elektronu i miuonu i uzyskano rezultat negatywny (raczej oczekiwany); tego rodzaju badania oparte na odpowiedniej technice detekcji można będzie kontynuować w przyszłości w poszukiwaniu cząstek o większych masach. Wytwarzanie czystych wiązek miuonów o dużym natężeniu ma praktyczne konsekwencje; wiązki miuonów wytwarzane tym sposobem zawierają znacznie mniejszą domieszkę pionów, niż wiązki uzyskiwane z rozpadów pierwotnych pionów.

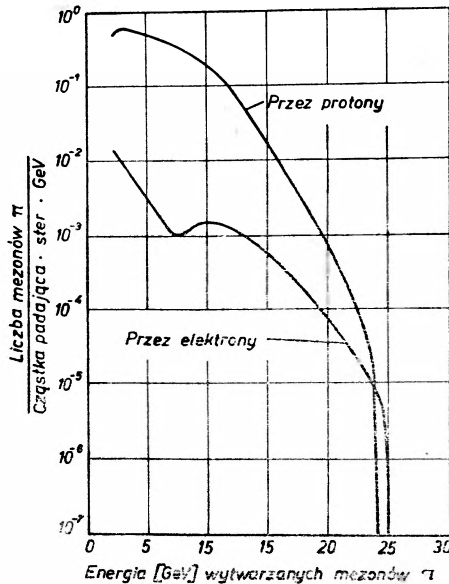
Zajmijmy się teraz zderzeniami peryferyjnymi. Wiemy, że przy bardzo dużej energii fotonu para sztucznie wytworzonych cząstek może powstać „prawie“ *in vacuo*, jądro-tarczy zostaje wówczas przekazany tylko niewielki pęd (rys. 7).

Możemy więc rozpatrywać proces, w którym tylko jedna cząstka z powstałej pary zostaje uwolniona, druga zaś oddziałuje z jądrem-tarczą z całkowitym przekrojem czynnym odpowiadającym danej cząstce. W kierunku do przodu

uzyskuje się tutaj bardzo duży przekrój czynny, którego wartość dla energii cząstek wtórnych bliskich energii cząstki pierwotnej może być faktycznie większa od wartości przekroju czynnego na produkcję rozpatrywanych cząstek wtórnych przez protony; porównanie przekrojów czynnych na produkcję pionów pokazano na rys. 8. Zatem akceleratory elektronowe wysokich energii stają się konkurencyjnymi „wytwórniami“ cząstek wtórnych (pionów, mezo-



Rys. 7. Schemat peryferyjnej fotoprodukcji cząstek nietrwałych wysokiej energii w kierunku do przodu



Rys. 8. Porównanie krzywej wydajności produkcji naładowanych pionów przez elektrony o energii 25 GeV (w procesie produkcji peryferyjnej) z krzywą wydajności produkcji pionów przez protony o tej samej energii

nów  $K$ , neutrin itd.), przeciwnie niż to jest w obszarze niskich energii, gdzie pierwszorzędą pod tym względem rolę odgrywają akceleratory protonowe.

W końcu omówię doświadczenia, których celem jest rozszerzyć zakres poprawności stosowania elektrodynamiki kwantowej. Obecnie, jak wiadomo, elektrodynamiką kwantową można się posługiwać przy doświadczeniach, w których odległości oddziaływania sięgają od wartości bardzo dużych do rzędu  $\sim 10^{-14}$  cm. Ze względu na zasadę niepewności, badanie własności fizycznych przy małych odległościach wymaga dużych wartości przekazanego pędu, bądź też, relatywistycznie biorąc, czteropędu. Ponadto w doświadczeniach

dotyczących tego zagadnienia powinny, o ile możliwości brać udział tylko fotony, elektrony i miony, gdyż tylko one nie oddziałują przy pomocy mało dotychczas znanych sił jądrowych. Ponieważ oddziaływania jądrowe są, ogólnie biorąc, silniejsze niż elektromagnetyczne, więc przeszkadzają one przy badaniu ewentualnego odstępstwa od praw elektrodynamiki. Dziś można wykorzystywać doświadczenia, w których mamy do czynienia z protonami dla badań w dziedzinie elektrodynamiki kwantowej; jest to możliwe wówczas, jeśli porównujemy wyniki różnych doświadczeń, w których protony uczestniczą w ten sam sposób, natomiast procesy elektromagnetyczne przebiegają niejednakowo.

Bez posługiwania się tarczami protonowymi można badać ograniczenia elektrodynamiki przy pomocy: a) porównywania własności elektromagnetycznych swobodnego elektronu i mionu z elektrodynamiką kwantową, b) badań zderzeń wiązek elektronów i mionów z elektronami w spoczynku, lub c) doświadczeń ze zderzającymi się wiązkami elektronów. W grupie a) największe znaczenie ma przeprowadzony w CERN pomiar czynnika  $g$  dla mionu; nie mam możliwości przedyskutowania tutaj dokładniej tego pięknego doświadczenia, powiem tylko, że w wyniku jego nie stwierdzono żadnych odstępstw od elektrodynamiki kwantowej.

Doświadczenia drugiej grupy mają ograniczone znaczenie, gdyż wartości  $q^2$ , które można uzyskać, gdy lekka cząstka, jak na przykład elektron, zostaje uderzona w spoczynku, są bardzo małe, nawet przy bardzo dużych energiach cząstek bombardujących. Jeśli uderzona cząstka ma masę  $m_0$ , to wartość  $q^2$  czteropędu przekazanego jej przez wysokoenergetyczną cząstkę bombardującą o energii  $E_0$  wynosi:

$$q^2 = -2 \cdot m_0 \cdot E_0, \quad (4)$$

co dla elektronu daje  $q^2 = -E_0$  (MeV)<sup>2</sup>. Tak więc zderzeniu elektronu o energii 10 GeV z elektronem spoczywającym towarzyszy przekazanie czteropędu o wartości zaledwie.  $q^2 = -(100 \text{ MeV})^2$ . Doświadczenia z takimi elektronami *knock-on*<sup>2</sup> rozszerzą zakres naszej wiedzy o elektrodynamice kwantowej tylko wówczas, jeżeli będziemy dysponować cząstkami padającymi o skrajnie wysokich energiach.

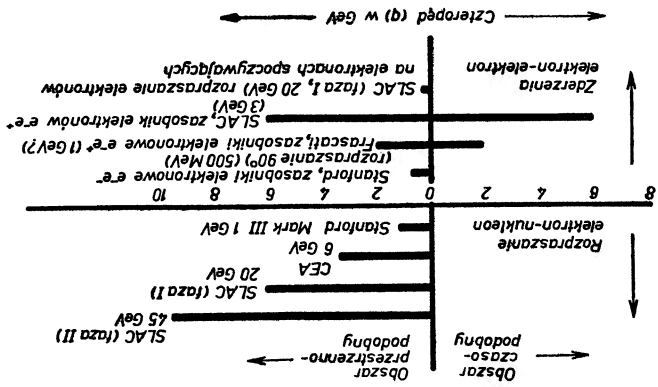
Nasze największe nadzieje w dziedzinie badania słuszności elektrodynamiki kwantowej wiążą się nadal z doświadczeniami ze zderzającymi się wiązkami cząstek. Takie doświadczenia przeprowadzane są obecnie w Stanford, a także przez grupę fizyków z Frascati (Włochy), którzy posługują się tzw. zasobnikiem elektronów w kształcie pierścienia<sup>3</sup>, połączonym z francuskim elektronowym akceleratorem liniowym w Orsay. Na rys. 9 pokazana jest aparatura stanfordzka, w której skład wchodzi dwa przecinające się pierścieniowe zasobniki elektronów. Elektrony z akceleratora liniowego wprowadza się oddzielnie do każdego z pierścieni, w których zostają one zmagazynowane. Zderzenia zachodzą na odcinku prostym, który jest wspólny dla obu pierścieni.

<sup>2</sup> Dosłownie: uderzonymi (przyp. tłum.).

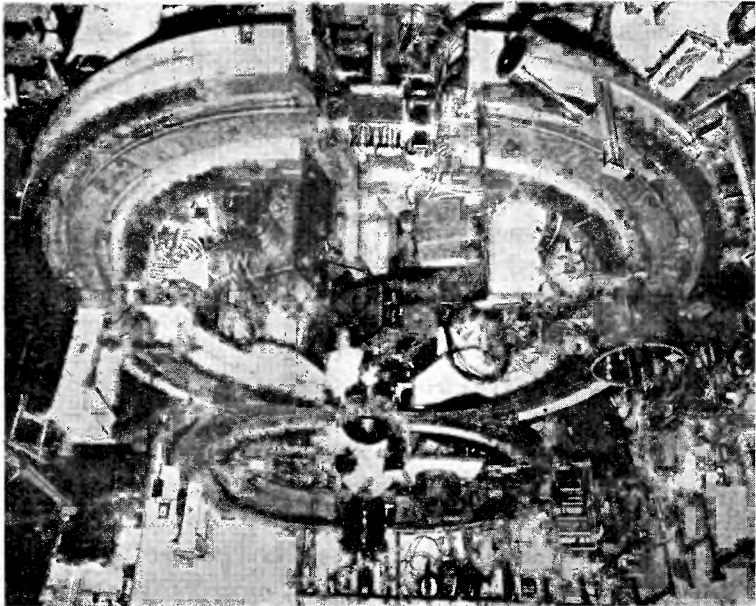
<sup>3</sup> Oryginalna nazwa: *storage ring* (przyp. tłum.).

Zapewne najbardziej interesującym będą w przyszłości doświadczenia w kłótych elektronów i pozytonów będą magazynowane w pojedynczym pierścieniu w postaci wiązek krążących w precyzyjnych kolumnach. W okresionych wiązkach te będą się mogły zderzać ze sobą. W zderze-

Rys. 10. Schemat kraskowy przedstawiający zakres czasopodobny i przestżenmopodobny (Skrot SLAC oznacza Stanford Linear Accelerator Center, przyp. tłum. lub badawczym. Istniejących obecnie, bądź też będących w stadium konstrukcyjnym wartości przekazanego czteropędu, które można uzyskać przy pomocy różnych typów akcelera-

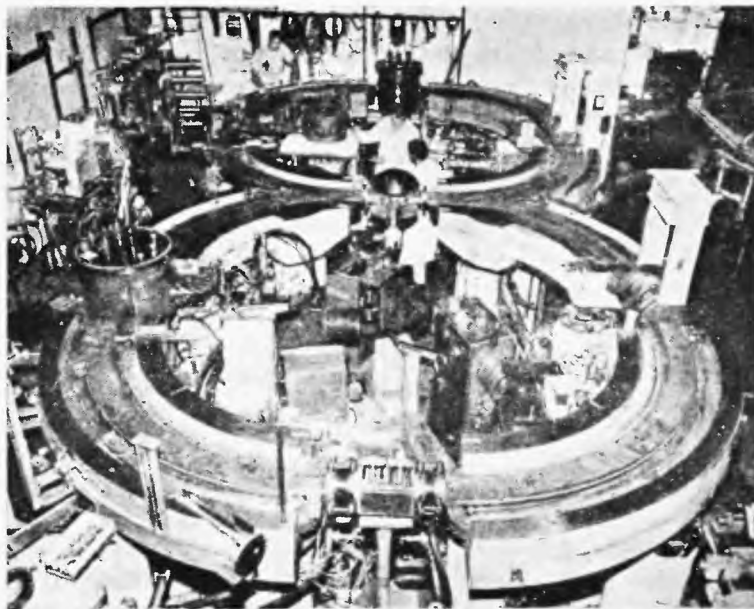


jącego się z energią 1000 GeV z elektronem spoczywającym wiązek elektronów odpowiada w przybliżeniu energii uzyskanej w zderzeniu elektronu poruszającego się z energią 500 MeV w układzie środka masy, która można będzie uzyskać przy pomocy takich zderzających się z sobą na prostoliniowym odcinku wspólnym dla obu pierścieni. Energia 500 MeV ukladu oddehijającego. Dwie obiegające po torach kłótych wiązki elektronów o energii 500 MeV kolejno do każdego z dwóch zasobników przy pomocy pola magnetycznego i impulsowego ratora liniowego Mark III (znajdującego się z prawej strony poza fotografią) są wprowadzane

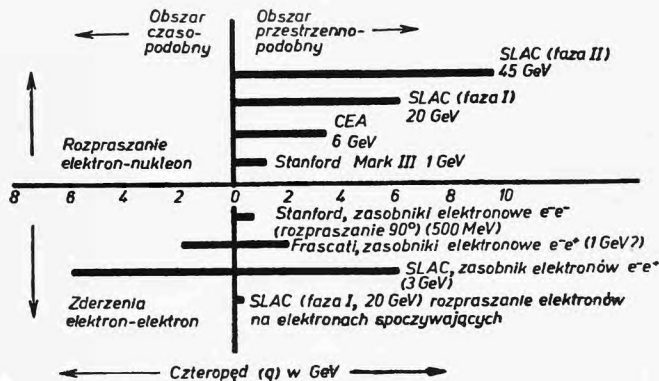


Rys. 9. Pierścieniowe zasobniki elektronów o energii 500 MeV w Stanford. Elektrony z akcelera-





Rys. 9. Pierścieniowe zasobniki elektronów o energii 500 MeV w Stanford. Elektrony z akceleratora liniowego Mark III (znajdującego się z prawej strony poza fotografią) są wprowadzane kolejno do każdego z dwóch zasobników przy pomocy pola magnetycznego i impulsowego układu odchylającego. Dwie obiegające po torach kołowych wiązki elektronów o energii 500 MeV będą oddziaływać z sobą na prostoliniowym odcinku wspólnym dla obu pierścieni. Energia w układzie środka masy, którą można będzie uzyskać przy pomocy takich zderzających się wiązek elektronów odpowiada w przybliżeniu energii uzyskanej w zderzeniu elektronu poruszającego się z energią 1000 GeV z elektronem spoczywającym

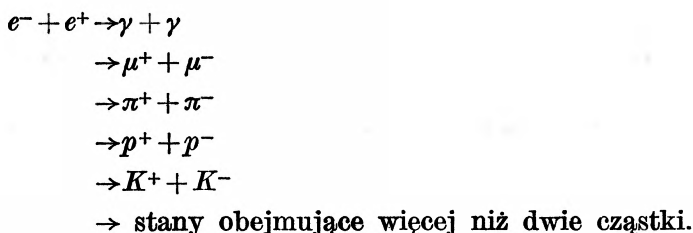


Rys. 10. Schemat kreskowy przedstawiający zakres czasopodobnych i przestrzennopodobnych wartości przekazanego czteropędu, które można uzyskać przy pomocy różnych typów akceleratorów elektronowych, istniejących obecnie, bądź też będących w stadium konstrukcyjnym lub badawczym. (Skrót *SLAC* oznacza *Stanford Linear Accelerator Center*, przyp. tłum.)

Zapewne najbardziej interesującymi będą w przyszłości doświadczenia, w których elektrony i pozytony będą magazynowane w pojedynczym pierścieniowym zasobniku w postaci wiązek krążących w przeciwnych kierunkach. W określonych miejscach wiązki te będą się mogły zderzać ze sobą. W zderze-

niach elektronów z pozytonami można będzie uzyskiwać przekazanie cztero-  
pędu zarówno w zakresie czasopodobnym, jak i przestrzenno-  
podobnym, a więc badać słuszność elektrodynamiki kwantowej w obu tych  
zakresach. Przyczyną tego, że w zderzeniach elektronów z pozytonami można  
uzyskać czasopodobne wartości  $q^2$ , podczas gdy nie jest to możliwe, jeśli mamy  
do czynienia ze zderzeniami cząstek o tych samych ładunkach elektrycznych,  
jest fakt, że elektrony i pozytony mogą anihilować i wówczas może być  
uzyskana energia większa od przekazanego pędu.

Przy dostatecznie dużej energii otrzymać można następujące reakcje z czaso-  
podobnym  $q^2$ :



Elektronowo-pozytonowe zasobniki stanowią więc „laboratoria“, w których  
można otrzymywać pary (lub większe liczby) cząstek niemożliwe do uzyskania  
w inny sposób. Co więcej, jak wynika z rys. 4 można otrzymać bezpośrednio  
stany rezonansowe nukleonów.

Mam nadzieję, że ten bardzo wprawdzie szkicowy zarys fizyki elektronów  
i fotonów wysokich energii, wskazuje przynajmniej na rozległość i wciąż jeszcze  
bardzo dużą niekompletność poznania tej dziedziny.

W jakim stopniu dziedzina ta może być zbadana, to zależy bardzo silnie od  
dostępnych źródeł cząstek wysokich energii. Dlatego chciałbym zakończyć  
pokazaniem ilustracji na rys. 10, gdzie uwidoczniony jest zakres wartości tak  
często omawianej tutaj zmiennej  $q^2$ , tych, które dostępne są dziś, jak również  
tych, które staną się dostępne po uruchomieniu urządzeń doświadczalnych,  
będących obecnie w stadium badawczym lub konstrukcyjnym. Przedstawiono  
tam możliwości przyszłych akceleratorów, a także duże znaczenie zasobników  
elektronów. Jak to zwykle bywa w fizyce, oba te rodzaje urządzeń doświadczal-  
nych nie konkurują ze sobą w tej samej problematyce, lecz raczej uzupełniają  
się nawzajem, jeśli chodzi o określenie zakresu owocnych badań naukowych.

*Tłumaczył Jan Babecki*



*R. H. Kropschot i V. Arp*

National Bureau of Standards,  
Boulder, Colorado

## Magnesy nadprzewodzące \*

*Od tłumacza*

Zbudowanie w roku 1963 magnesu nadprzewodzącego na 101 kOe [1\*] stanowi jedno z bardziej doniosłych wydarzeń w fizyce doby współczesnej. Wystarczy przypomnieć fakt, że stałe pola magnetyczne o natężeniu tego rzędu były dotąd osiągalne na świecie jedynie w kilku laboratoriach. (Por. na przykład: Cz. Bazan, *Postępy Fizyki*, 13, 563 (1962).) Obecnie nie stoi na przeszkodzie, aby w ciągu najbliższych kilku lat magnesy nadprzewodzące znalazły się w każdym laboratorium posiadającym skraplarkę helową lub dostosowanym do pracy z ciekłym helem przywożonym z zewnątrz. Ocena taka nie jest zbyt przesadna, jeśli weźmie się pod uwagę fakt, że od chwili odkrycia zjawiska nadprzewodnictwa w 1911 r. do pojawienia się w roku 1961 przełomowej pracy Kunzlera [10] na temat własności drutu  $Nb_3Sn$  upłynęło 50 lat, a już w 9 miesięcy później doniesiono o zbudowaniu pierwszego magnesu nadprzewodzącego na 70 kOe [29\*], a po upływie dalszych kilku miesięcy magnesy takie kilkaset typów znalazły się w USA w produkcji seryjnej i w sprzedaży. Cena ich jak dotąd jest dosyć wysoka (rzędu 2 tys. dolarów), ale w ciągu najbliższych lat powinna spaść kilkakrotnie. W związku z ogromnym znaczeniem praktycznym ostatnich osiągnięć w dziedzinie budowy magnesów nadprzewodzących dla wielu dziedzin nauki i techniki, warto bliżej zapoznać z tą problematyką polskich czytelników. Artykuł Kropschota i Arpa zamieszczony poniżej, jakkolwiek ukazał się jeszcze we wrześniu 1961 r., to znaczy u progu wielkich osiągnięć w dziedzinie budowy magnesów nadprzewodzących, to jednak wyróżnia się spośród innych prac przeglądowych szerokim wachlarzem poruszonych zagadnień i przystępnym ujęciem, dzięki czemu spełnia świetnie rolę wprowadzenia w interesującą nas problematykę. Informacje o ważniejszych osiągnięciach w dziedzinie budowy i zastosowań magnesów nadprzewodzących, które pojawiły się po ukazaniu się niniejszego artykułu zostały umieszczone w przypisach. Wszystkich prac od tego czasu opublikowano ponad dwieście. W uzupełnieniu podano opis budowy magnesu na 101 kOe.

Odsyłacze do uzupełniającej literatury przeglądowej zostały opatrzone dwoma gwiazdkami (\*\*), a do dodatkowej literatury oryginalnej jedną gwiazdką (\*).

W 1911 roku, niedługo po pierwszym udanym skropleniu helu, Kamerlingh Onnes zaobserwował gwałtowny i całkowity zanik oporu elektrycznego niektórych metali w niskich temperaturach [1]. Niebawem zjawisko to stało się znane jako nadprzewodnictwo. Od tego czasu wykonano wiele doświadczeń, które wyjaśniły podstawowe własności nadprzewodników i pozwoliły stworzyć

\* Przekładu dokonano za uprzejmą zgodą wydawcy z czasopisma *Cryogenics*, 2, 1 (1961).

\*\* Patrz str. 559 w bieżącym numerze *Postępów Fizyki* (przyp. Red.).

zadowalającą teorię zjawiska. Jednak do niedawna nadprzewodnictwo pozostawało jedynie przedmiotem badań laboratoryjnych i nie znajdowało ważniejszych zastosowań praktycznych. Dopiero ostatnio nastąpił szybki rozwój kriogeniki jako jednej z dziedzin nauk technicznych, co spowodowało pojawienie się całego szeregu projektów wykorzystania tego unikalnego zjawiska w technice [2]<sup>1</sup>.

Pierwszy projekt wykorzystania nadprzewodników jako materiału na uzwojenia elektromagnesów podał w 1913 roku Kamerlingh Onnes [3]. Niedługo potem stwierdzono, że przyłożenie pola magnetycznego, przekraczającego stosunkowo niewielką wartość krytyczną, powoduje jednak ponowne pojawienie się oporu elektrycznego, charakterystycznego dla normalnego metalu [4]. W 1931 roku de Haas i Voogd [5] znaleźli stop bizmutu z ołowiem, który posiadał pole krytyczne około 15 kOe. Próby wykorzystania tego stopu do zbudowania elektromagnesów nadprzewodzących [6, 7] były nieudane z powodów, które nigdy nie zostały wyjaśnione do końca. Zagadnieniem tym w następnych latach nikt nie zajmował się, aż do roku 1960, kiedy to Autler [8] doniósł o zbudowaniu z drutu niobowego nadprzewodzącego solenoidu, dającego pole 4,3 kOe. Następnie Autler wraz ze współpracownikami osiągnęli pola 10 kOe w solenoidzie niobowym (praca nieopublikowana), a Kunzler i in. donieśli o zbudowaniu solenoidu ze stopu nadprzewodzącego na 15 kOe [9]. Całkiem niedawno (luty 1961<sup>2</sup>) otrzymano drut z nadprzewodzącego stopu niobu z cyną — Nb<sub>3</sub>Sn, który pozostawał w stanie nadprzewodzącym w polu 88 kOe. Wydaje się rzeczą pewną, że z drutu tego można będzie zbudować magnes. Bez zbytniego optymizmu można oczekiwać, że z drutu tego będzie można nawinąć solenoidy, które będą dawały pola ponad 100 kOe<sup>3</sup>.

Wyższość magnesu nadprzewodzącego nad zwykłym elektromagnesem polega na tym, że w pierwszym przypadku nie ma zupełnie strat mocy związanych z rozpraszaniem energii, podczas gdy w drugim przypadku tracimy całą energię, która wydziela się w postaci ciepła Joule'a. Dla laboratoryjnych urządzeń, gdzie wymagane są stosunkowo małe natężenia pól, nie daje to poważnych korzyści ekonomicznych, jednakże w niektórych przypadkach pozwala wykorzystywać mniejsze i bardziej wygodne układy doświadczalne. W przypadku dużych magnesów — gdy potrzebne jest pole w dużej objętości lub o dużym natężeniu albo i jedno, i drugie, poważnego znaczenia nabiera duża ekonomiczność magnesów nadprzewodzących.

Problemy związane z budową magnesów nadprzewodzących koncentrują się wokół znoszenia nadprzewodnictwa uzwojeń magnesu pod działaniem pola magnesu. Istnieją trzy podstawowe sposoby zwiększenia maksymalnego, osiągal-

<sup>1</sup> Patrz także J. W. Bremer, *Superconducting Devices*, Mc Graw-Hill Book Company, New York, Toronto, London 1962. Książka ta ukaże się niebawem w tłumaczeniu polskim w wydaniu PWN (przyp. tłum.).

<sup>2</sup> Niniejszy artykuł został opublikowany we wrześniu 1961 (przyp. tłum.).

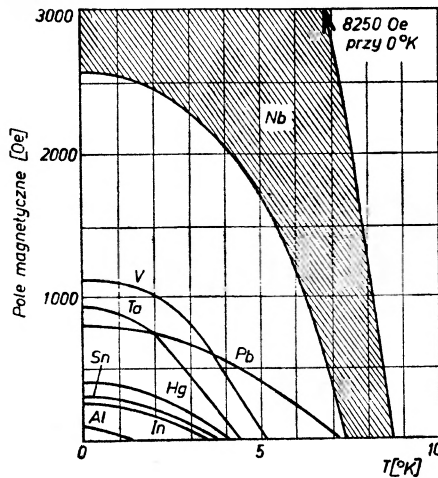
<sup>3</sup> W czerwcu 1963 roku rzeczywiście doniesiono (patrz uzupełnienie [1\*]) o zbudowaniu magnesu nadprzewodzącego, przy pomocy którego uzyskano pole o natężeniu 101 kOe (przyp. tłum.).

nego pola. Pierwszy polega na wyborze i przygotowaniu stopów nadprzewodzących o bardzo wysokich polach krytycznych. Drugi polega na możliwości wykorzystania cienkich warstw nadprzewodzących, u których obserwuje się podwyższone pola krytyczne. Trzeci związany jest ze zwiększeniem pola przy pomocy rdzeni ferromagnetycznych.

Autorzy zamierzają w niniejszym artykule przedstawić zwięźle problem otrzymania silnych pól magnetycznych przy pomocy magnesów nadprzewodzących, zilustrować niektóre ich zalety i przedyskutować niektóre możliwości ich zastosowań.

### Podstawy nadprzewodnictwa

Wyznaczono doświadczalnie, że opór elektryczny próbki nadprzewodzącej, przez którą płynie prąd stały, jest mniejszy niż  $8 \cdot 10^{-23} \Omega \cdot \text{cm}$  [11]. Kwantowo-mechaniczna teoria nadprzewodnictwa [12, 13] przewiduje, że opór ten jest



Rys. 1. Zależność pola krytycznego od temperatury dla niektórych nadprzewodzących pierwiastków. Obszar zakreskowany przedstawia rozrzut danych, pochodzących od różnych autorów, dotyczących wielkości pola krytycznego niobu

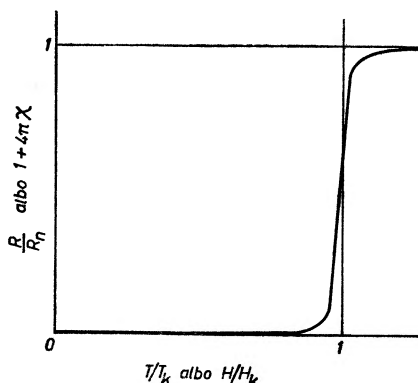
tożsamościowo równy zero. Stwierdzono również, że stan nadprzewodzący charakteryzuje się idealnym diamagnetyzmem ( $\chi = -\frac{1}{2\pi}$  w układzie jednostek Gaussa), czyli innymi słowy, że pole magnetyczne nie wnika do wnętrza nadprzewodnika. Własność ta znana jest jako efekt Meissnera i różni się od efektu zerowej oporności w tym sensie, że żadna z tych dwu własności nie da się wyprowadzić z drugiej przy pomocy klasycznej teorii elektromagnetycznej. Pole magnetyczne, które tłumi lub niszczy nadprzewodnictwo, zwane jest polem krytycznym  $H_k$ .

Na rys. 1 przedstawione są wykresy fazowe dla niektórych nadprzewodzących pierwiastków we współrzędnych  $H - T$ .  $T_k$  oznacza temperaturę przejścia

w zerowym polu, a  $H_0$  pole krytyczne w  $T = 0$ . Z reguły, wysokiej temperaturze przejścia towarzyszy wysokie pole krytyczne.  $H_k(T)$  w sposób przybliżony opisuje zależność

$$H_k(T) = H_0(1 - T^2/T_k^2)^{1/2}. \quad (1)$$

W próbkach czystych i pozbawionych naprężeń przejście od stanu normalnego do nadprzewodzącego jest zazwyczaj bardzo ostre (rys. 2). Jednakże w przypadku przejścia pod działaniem pola magnetycznego, przejście jest ostre tylko wówczas, gdy kształt próbki jest taki, że pole magnetyczne na jej powierzchni jest wszędzie jednakowe. Przejście próbki w stan normalny pod wpływem pola magnetycznego można obserwować w trojaki sposób: 1) dla



Rys. 2. Obraz jakościowy zależności oporu i podatności magnetycznej nadprzewodników od temperatury lub pola magnetycznego. Ostre przejście w polu magnetycznym obserwuje się jedynie wówczas, gdy natężenie pola jest takie samo w każdym punkcie na powierzchni próbki

przejścia w stan normalny można wykorzystać własne pole magnetyczne prądu o dużym natężeniu; 2) można mierzyć podatność magnetyczną jako funkcję przyłożonego pola i 3) można wykorzystać bardzo mały prąd pomiarowy dla stwierdzenia oporu elektrycznego próbki w obecności przyłożonego pola. Dla idealnych nadprzewodników wszystkie trzy metody dają tę samą wartość pola krytycznego, przy czym fakt równości pól krytycznych, określonych przy pomocy metody 1) i 3), znany jest jako reguła Silsbee.

Dla niektórych próbek obserwuje się bardzo szerokie i rozmyte przejścia między stanem normalnym i nadprzewodzącym; jest to zazwyczaj wynikiem obecności naprężeń, zanieczyszczeń lub niejednorodności w próbkach. Ten zakres przejściowy zazwyczaj nazywa się stanem pośrednim. Jego własności opisuje się jakościowo jako stan, w którym współistnieją obszary lub domeny nadprzewodzące i normalne [14—17]. Większość prac teoretycznych poświęconych stanowi pośredniemu ma w najlepszym przypadku charakter półilościowy. Abrikosow [18] rozwinął skomplikowaną ilościową teorię, która, jak się wydaje, objaśnia niektóre (jednakże nie wszystkie) z obserwowanych efektów. Przy przejściach pod działaniem pola magnetycznego zazwyczaj obserwuje się

znaczną histerezę zarówno oporu, jak i podatności magnetycznej, a po zredukowaniu przyłożonego pola magnetycznego do zera, często pozostaje szczątkowy, „zamrożony“ moment magnetyczny. Krytyczne pola magnetyczne, wyznaczone przy pomocy trzech wspomnianych metod, różnią się znacznie między sobą. Gdy nie ma histerezy, powierzchnia pod krzywą namagnesowania  $M(H)$  jest równa  $H_c^2/8\pi$ . Gdy występuje histereza, wówczas ten sposób wyznaczenia  $H_c$  (tj. metoda 2) staje się niezupełnie jednoznaczny.

Ważny wkład do zrozumienia nadprzewodnictwa wnieśli F. London i H. London w 1935 roku. Dodali oni do równań Maxwella dwa człony uwzględniające obserwowane własności elektrodynamiczne nadprzewodników i w rezultacie przepowiedzieli istnienie fundamentalnego parametru obecnie znanego jako *głębokość wnikania*  $\lambda$ . Głębokość wnikania została wyznaczona następnie w doświadczeniach z cienkimi warstwami<sup>4</sup>. Chociaż w istocie rzeczy teoria ta miała charakter fenomenologiczny, to jednak stanowiła ona podstawę dla wszystkich dalszych badań nadprzewodnictwa aż do niedawna, gdy powstała szczegółowa kwantowomechaniczna teoria nadprzewodnictwa.

W roku 1957 Bardeen, Cooper i Schrieffer (*BCS*) [12] po raz pierwszy uzasadnili teoretycznie, w sposób zadowalający, istnienie stanu nadprzewodzącego. Nieco później Bogolubow [13] przedstawił teorię nadprzewodnictwa w nieco odmiennym ujęciu, w którym udało się ominąć pewne matematyczne trudności *BCS* i która zawierała w jawnej postaci opis stanu nadprzewodzącego w obecności prądu. Nie ma chyba ani jednej pracy na temat nadprzewodnictwa napisanej potem, w której nie powoływano by się na jedną z tych prac. Istota tych teorii polega na założeniu istnienia zależnej od temperatury szczeliny energetycznej w widmie dozwolonych wartości energii między nadprzewodzącym stanem podstawowym i wszystkimi stanami wzbudzonymi. W stanie podstawowym pary elektronów, posiadające równe, ale przeciwnie skierowane momenty pędu, pozostają powiązane nawet na dużych odległościach w przestrzeni w rezultacie oddziaływania typu elektron-wirtualny fonon-elektron. Jednocześnie stany wzbudzone są podobne do tych, które zwykle rozpatruje się w teorii metali. Stwierdzono, że równania Londonów pozostają słuszne, jeśli wprowadzi się do nich jedną zmianę, a mianowicie jeśli zastąpi się lokalną zależność między gęstością prądu nadprzewodzącego  $J$  i potencjałem wektorowym  $A$ , zależnością nielokalną. Wiele doświadczeń wykazało, że nowa teoria jest w zasadzie poprawna.

W książkach i artykułach poświęconych nadprzewodnictwu przyjęło się oznaczać pole magnetyczne przez  $H$  i jego wielkość podawać w gaussach. Będziemy postępowali zgodnie z przyjętą praktyką i jeśli wyraźnie nie zastrzeżemy się, jako jednostek będziemy używali amper, centymetr i gauss (1 gauss = = 1 oersted)<sup>5</sup>.

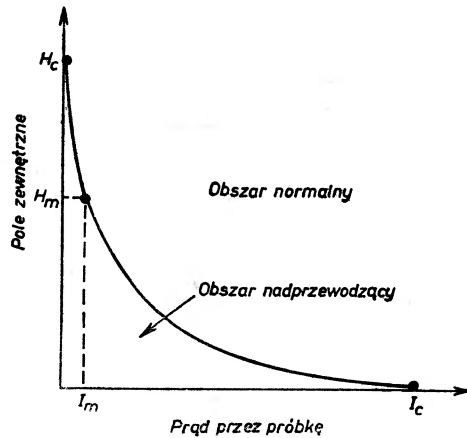
<sup>4</sup> Jako pierwszy wyznaczył  $\lambda$  D. Shoenberg w 1940 roku przeprowadzając doświadczenie z koloidalną rtęcią, zmieszaną z kredą (Proc. Roy. Soc., A 175, 49, 1940) (przyp. tłum.).

<sup>5</sup> W Polsce, zgodnie z konwencją międzynarodową, jako jednostka natężenia pola magnetycznego przyjęto oersted, wobec czego w dalszym ciągu będziemy używali tej jednostki (przyp. tłum.).

## Podstawowe typy magnesów nadprzewodzących

### Solenoidy bezrdzeniowe

Maksymalne pole magnetyczne, które można by osiągnąć w nadprzewodzącym solenoidzie bezrdzeniowym jest równe zewnętrznemu polu krytycznemu nadprzewodzących uzwojeń. W rzeczywistości prawie nigdy nie udaje się osiągnąć tej granicy, ponieważ pole krytyczne maleje, gdy przez przewodnik przepływa prąd, którego nie można zaniedbać. Na rys. 3 przedstawiona jest hipotetyczna krzywa ilustrująca tę zależność.  $H$  i  $J$  przedstawiają odpowiednio przyłożone pole zewnętrzne i prąd przepływający przez daną próbkę lub drut.



Rys. 3. Dowolna krzywa zależności pola krytycznego od prądu pomiarowego.  $H_m$  i  $I_m$  przedstawiają, odpowiednio, natężenie pola magnesu nadprzewodzącego i natężenie prądu płynącego przez uzwojenia magnesu

Jeśli maksymalne pole solenoidu, nawiniętego z tego drutu, ma być równe  $H_m$ , to maksymalny prąd powinien wynosić  $I_m$ . Dla długiego solenoidu, o długości  $l$ , przy pomocy którego chcemy uzyskać pole  $H_m$ , ilość uzwojeń a stąd i grubość uzwojeń magnesu wzdłuż promienia jest określona zwykłą zależnością

$$\frac{n}{l} = \frac{H_m}{0,4\pi I_m} \quad (2)$$

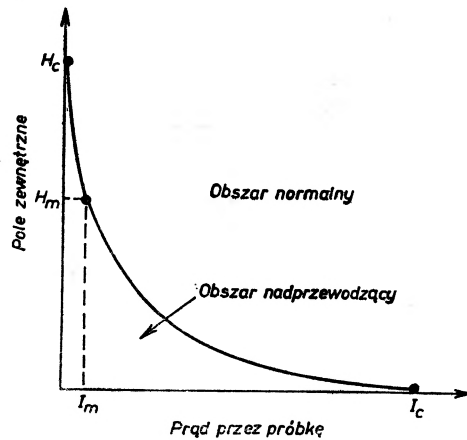
Gdy  $H_m$  zbliża się do  $H_k$ , wówczas  $I_m$  zbliża się do zera i rozmiary magnesu stają się bardzo duże. Oczywisty sposób zredukowania żądanych rozmiarów magnesu polega na wykorzystaniu nie jednej, a kilku koncentrycznych cewek i przepuszczaniu dużego prądu przez cewkę zewnętrzną uzwojenia, która znajduje się pod działaniem mniejszych pól. Jeśli wykorzystać dużą ilość takich cewek, to sumaryczną grubość wszystkich uzwojeń (wzdłuż promienia) można określić z zależności

$$n/l \simeq \int_0^{H_m} \frac{dH}{0,4\pi I(H)} \quad (3)$$

## Podstawowe typy magnesów nadprzewodzących

### Solenoidy bezrdzeniowe

Maksymalne pole magnetyczne, które można by osiągnąć w nadprzewodzącym solenoidzie bezrdzeniowym jest równe zewnętrznemu polu krytycznemu nadprzewodzących uzwojeń. W rzeczywistości prawie nigdy nie udaje się osiągnąć tej granicy, ponieważ pole krytyczne maleje, gdy przez przewodnik przepływa prąd, którego nie można zaniedbać. Na rys. 3 przedstawiona jest hipotetyczna krzywa ilustrująca tę zależność.  $H$  i  $J$  przedstawiają odpowiednio przyłożone pole zewnętrzne i prąd przepływający przez daną próbkę lub drut.



Rys. 3. Dowolna krzywa zależności pola krytycznego od prądu pomiarowego.  $H_m$  i  $I_m$  przedstawiają, odpowiednio, natężenie pola magnesu nadprzewodzącego i natężenie prądu płynącego przez uzwojenia magnesu

Jeśli maksymalne pole solenoidu, nawiniętego z tego drutu, ma być równe  $H_m$ , to maksymalny prąd powinien wynosić  $I_m$ . Dla długiego solenoidu, o długości  $l$ , przy pomocy którego chcemy uzyskać pole  $H_m$ , ilość uzwojeń a stąd i grubość uzwojeń magnesu wzdłuż promienia jest określona zwykłą zależnością

$$\frac{n}{l} = \frac{H_m}{0,4\pi I_m} \quad (2)$$

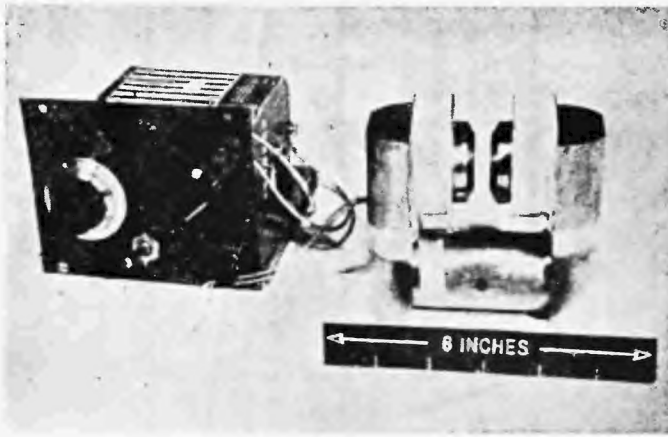
Gdy  $H_m$  zbliża się do  $H_c$ , wówczas  $I_m$  zbliża się do zera i rozmiary magnesu stają się bardzo duże. Oczywisty sposób zredukowania żądanych rozmiarów magnesu polega na wykorzystaniu nie jednej, a kilku koncentrycznych cewek i przepuszczaniu dużego prądu przez cewkę zewnętrzną uzwojenia, która znajduje się pod działaniem mniejszych pól. Jeśli wykorzystać dużą ilość takich cewek, to sumaryczną grubość wszystkich uzwojeń (wzdłuż promienia) można określić z zależności

$$n/l \simeq \int_0^{H_m} \frac{dH}{0,4\pi I(H)} \quad (3)$$

I tak np. jeśli  $H_m/H_k = 0,95$  i zależność  $I(H)$  jest liniowa (rys. 3), grubość magnesu zmniejsza się w porównaniu z magnesem zbudowanym z jednej cewki około 6 razy. To może być istotne, gdy chcemy wykorzystać drut o małym prądzie krytycznym.

### Magnesy z rdzeniem ferromagnetycznym

Magnesy z rdzeniem ferromagnetycznym mogą być wykorzystane do otrzymania bardzo jednorodnych pól. Oprócz tego wymagają one mniejszej ilości ampero-zwojów dla otrzymania pola bliskiego polu nasycenia rdzenia. Pole



Rys. 4. Magnes nadprzewodzący z rdzeniem żelaznym (S. H. Autler, Lincoln Laboratory, praca nieopublikowana)

krytyczne nadprzewodzących uzwojeń może być o wiele mniejsze niż pole nasycenia. Na rys. 4 przedstawiony jest magnes z rdzeniem żelaznym zbudowany przez Autlera [8], który daje pole 14 kOe<sup>6</sup>. W następnej konstrukcji, wykorzystując uzwojenia z drutu niobowego, mającego pole krytyczne 9 kOe, otrzymał on pole 25 kOe [20]. Mills [21] przedstawił sposób podwyższenia pola magnetycznego przy pomocy ferromagnetyku, przy którym zostaje zachowana geometria solenoidu bezrdzeniowego, jednakże otrzymał pola, bliskie polu nasycenia żelaza.

Gdy rdzeń jest oziębiany do temperatury, w której uzwojenia stają się nadprzewodzące nie trzeba, aby był on ferromagnetykiem w temperaturach pokojowych. Na przykład dysproz [22, 23] i holm [24] są ferromagnetykami odpowiednio, poniżej  $\sim 85^\circ$  i  $\sim 20^\circ$  K i obydwa posiadają momenty magnetyczne około 10,6 magnetonów Bohra na atom, co odpowiada polu nasycenia około 39 kOe. Jest to prawie dwukrotnie więcej niż dla żelaza. Jednakże te

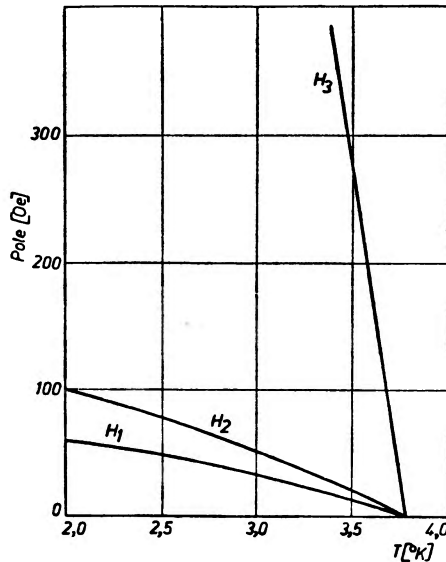
<sup>6</sup> Porównaj także ([2\*], [3\*], [4\*]) (przyp. tłum.).



pierwiastki są bardzo twarde magnetycznie i być może nie uda się osiągnąć ich pełnego nasycenia. Inne pierwiastki lub stopy mogą okazać się równie lub bardziej wygodne. W dalszej części tego artykułu będą rozpatrywane jedynie solenoidy bezrdzeniowe.

### Solenoidy z uzwojeniem z drutu

Trzy metody pomiaru pól krytycznych (wymienione poprzednio) mogą dawać odmienne wyniki. Jest to zilustrowane na rys. 5 na przykładzie danych Rjabina i Szubnikowa [7] dla „twardego” stopu nadprzewodzącego ołowiu z talem.



Rys. 5. Trzy wartości pól krytycznych dla stopu ołowiu z tantalem wyznaczone przez Rjabina i Szubnikowa [7].  $H_1$  wyznaczone z pomiaru oporu przy dużych prądach przepuszczanych przez próbkę, umieszczoną w zerowym polu wewnętrznym.  $H_2$  wyznaczone przez pomiar podatności magnetycznej przy zastosowaniu pola zewnętrznego.  $H_3$  wyznaczone z pomiarów oporu przy zastosowaniu małego prądu pomiarowego i silnego pola zewnętrznego

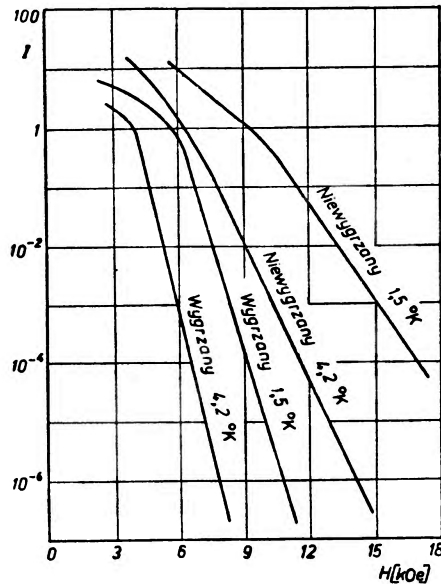
Pole  $H_1$  (własne pole wytworzone przez duży prąd pomiarowy) i  $H_2$  (wyznaczone przez pomiar podatności magnetycznej) są zazwyczaj mniejsze niż pole  $H_3$  (wyznaczone przy słabym prądzie pomiarowym i silnym polu zewnętrznym).  $H_3$  jest szczególnie czułe na domieszki, naprężenia i niejednorodności zawarte w próbce. Ścisła zależność między  $H_1$ ,  $H_2$  i  $H_3$  obecnie nie jest znana. W dalszym ciągu naszych rozważań jako pole krytyczne  $H_k$  będziemy przyjmowali  $H_3$ , jeśli nie zrobimy odpowiedniego zastrzeżenia.

W idealnym nadprzewodniku (dla którego  $H_1 = H_2 = H_3$ ) prąd przepływa jedynie na niewielkich odległościach od powierzchni drutu i dlatego prąd krytyczny jest proporcjonalny do obwodu drutu. Zazwyczaj przyjmuje się, że w twardych nadprzewodnikach prąd płynie wzdłuż nici nadprzewodzących.

wypełniających całą objętość drutu, ponieważ stwierdzono, że prądy krytyczne są w przybliżeniu proporcjonalne do wielkości przekroju poprzecznego drutu. Można zaobserwować także zachowanie się pośrednie między tymi dwoma przypadkami, tak że ogólnie rzecz biorąc, należy podawać zarówno prąd krytyczny, jak i średnicę drutu, a nie po prostu krytyczną gęstość prądu.

### Nadprzewodzące pierwiastki

Na rys. 1 pokazane są krzywe  $H_k(T)$  dla niektórych nadprzewodzących pierwiastków. Spośród nich niob okazuje się jednym z najlepszych materiałów dla zbudowania elektromagnesu. Posiada on (za wyjątkiem technetu) naj-



Rys. 6. Zależność pola krytycznego drutu niobowego, o średnicy 0,1 mm, od prądu pomiarowego (dane nieopublikowane)

wyższe pole krytyczne  $H_k$ , najwyższą temperaturę krytyczną ( $T_k$ ), posiada dobre własności mechaniczne i jest dostępny w sprzedaży w postaci drutu lub taśmy. W dodatku jego pole krytyczne można znacznie zwiększyć przez obróbkę na zimno [25, 26]. Autler [8], LeBlanc i Little [27] i inni [28] zbudowali solenoidy niobowe dające pola od 4 do 10 kOe, w zależności od stopnia deformacji przy obróbce na zimno drutu wykorzystanego do uzwojeń. Na rys. 6 przedstawione są dane Autlera [29], dotyczące pól krytycznych w zależności od prądu dla próbki z drutu niobowego, zorientowanej prostopadle do kierunku pola magnetycznego. Dane LeBlanca i Little'a [27] są mniej jednoznaczne. Dobre kontakty niobu z miedzią można otrzymać przy pomocy spawania w atmosferze helu, spawania punktowego, elektrolitycznego osadzania miedzi i lutowania kolbą ultradźwiękową.

Udaje się znacznie podwyższyć  $H_k$  niektórych pierwiastków przez silną deformację próbek. Krytyczne pole niobu wzrasta 4—5-krotnie w rezultacie przeciągania drutu na zimno. Analogiczne podwyższenie  $H_k$  zaobserwowano również w przypadku tantalu i wanadu [30]. Jeszcze bardziej zaskakujący przykład podwyższenia  $H_k$  u cyny, zaobserwowany przez Łazariewa i Gałkina [31]<sup>7</sup>, jest przedstawiony w tablicy I. Niezdeformowana próbka cynowa w temp. 2° K

Tablica I

Wpływ niejednorodnych deformacji na nadprzewodzące własności cyny

Próbka	$R_{4,2}/\text{pok.}$	$T_k$ [°K]	$H_k$ w 2 [°K]	$dH_k/dT$ w 2[°K]	$I_k$ w 2°K [A]
Niezdeformowana	$1,5 \times 10^{-3}$	3,72	210	100	3
Zdeformowana	0,1	~9	15,000	1,750	0,067

posiada  $H_k = 210$  Oe, jednakże dociśnięcie próbki do płytki szklanej spowodowało podwyższenie  $H_k$  do 15000 Oe. W wyniku deformacji nastąpiło porównywalne z podwyższeniem  $H_k$  obniżenie prądu krytycznego, co nie wyklucza jednak możliwości wykorzystania nadprzewodzących pierwiastków poddanych deformacji do zbudowania magnesu dającego silne pola.

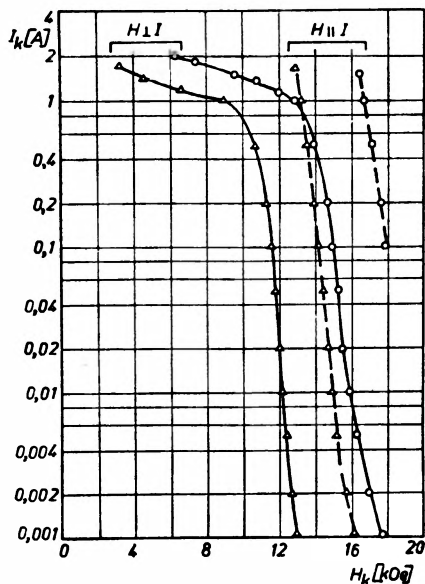
### Stopy nadprzewodzące

Własności nadprzewodzące metalu można zmienić radykalnie przez dodanie innego metalu lub kilku innych metali. Dla zastosowań, które rozpatrujemy, istotny wpływ posiada możliwość znacznego podwyższenia  $H_k$  i  $T_k$  dla niektórych stopów i związków intermetalicznych. W 1931 roku de Haas i Voogd [5] donieśli, że stop ołowiu z bizmutem wykazuje zerową oporność w polu 15 kOe. Następnie w 1935 roku Keesom [6] wyznaczył charakterystyki prąd — pole ( $I_k(H)$ ) dla tego stopu i stwierdził, że reguła Silsbee nie jest tu spełniona i że przy silnych prądach  $H_k$  spada w przybliżeniu do wartości odpowiadającej  $H_k$  ołowiu. Projekt Kessoma, aby zbudować magnes ze stopu ołowiu z bizmutem został porzucony i nie zajmowano się nim dalej<sup>8</sup>. Rjabinin i Szubnikow [7] także badali własności stopu ołowiu z bizmutem, ale nigdy nie donieśli o działającym magnecie.

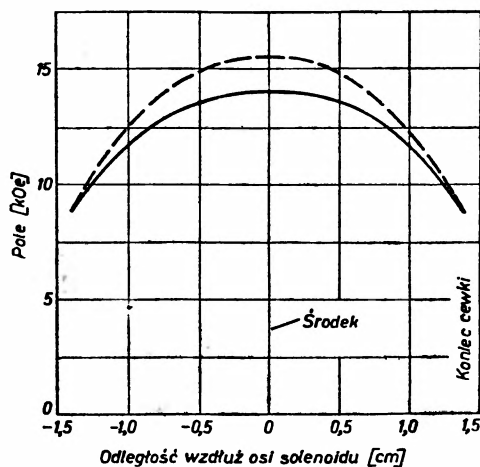
Kunzler, Buehler, Hsu, Matthias i Wahl [9] wykorzystali stop molibdeny z renem i osiągnęli pole 15,5 kOe w solenoidzie utrzymywanym w tempe-

<sup>7</sup> Po wielokrotnym sprawdzeniu doświadczenia Łazariewa i Gałkina stwierdzono, że wyniki te są niepowtarzalne [5\*]. Tak znaczne podwyższenie  $H_k$  u cyny, jakie zaobserwowali Łazariew i Gałkin mogło być wynikiem nie tylko silnej deformacji, ale również wprowadzenia do próbki w czasie deformacji przypadkowych zanieczyszczeń (przyp. tłum.).

<sup>8</sup> W rzeczywistości jeszcze w roku 1933 Mendelsohn [6\*] zbudował solenoid ze stopu ołowiu z bizmutem, jednakże nie uzyskawszy oczekiwanych pól porzucił dalsze badania. Dziś wiadomo [7\*, 8\*], że ze stopu ołowiu z bizmutem można zbudować magnes nadprzewodzący dla pól o średniej wielkości, ponieważ przy odpowiedniej obróbce metalurgicznej (na co kiedyś nie zwrócono należytej uwagi), stop ten w temperaturze 1,8° K pozostaje nadprzewodzący w polu 15 kOe i przy gęstości prądu pomiarowego 300 A/cm<sup>2</sup> (przyp. tłum.).

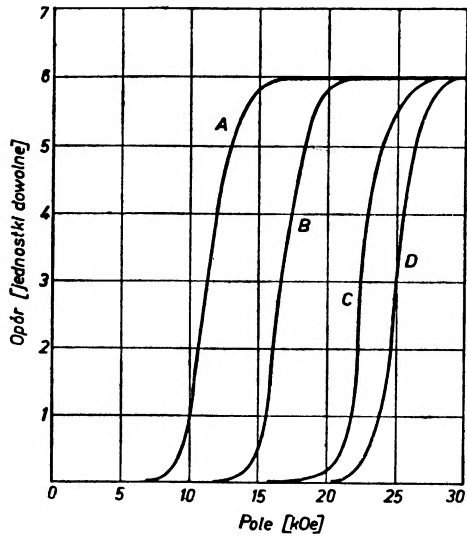


Rys. 7. Zależność prądu krytycznego dla drutu ze stopu molibdenu z renem, o średnicy 0,175 mm, od pola zewnętrznego (wg Kunzlera, Buehlera, Hsu, Matthiasa i Wahla [9])

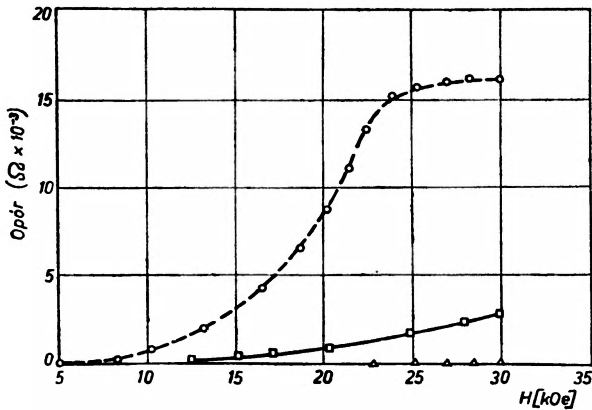


Rys. 8. Rozkład pola w solenoidzie ze stopu molibdenu z renem, według danych opublikowanych przez Kunzlera, Buehlera, Hsu, Matthiasa i Wahla [9]. Krzywą ciągłą otrzymano przy szeregowym połączeniu dwóch cewek, dzięki czemu rozkład prądu był jednorodny. Krzywą przerywaną otrzymano przy równoległym połączeniu cewek, dzięki czemu w cewce wewnętrznej gęstość prądu była niższa niż w cewce zewnętrznej

raturze 1,5° K. Na rys. 7 przedstawione są wyznaczone przez nich charakterystyki prąd—pole dla tego stopu. Na rys. 8 przedstawiony jest rozkład pola w ich solenoidzie. Należy zaznaczyć, że najsilniejsze pole otrzymano przy wykorzystaniu dwu współosiowych cewek, przy czym przez cewkę wewnętrzną przepuszczano prąd o mniejszej gęstości. Stop molibdenu z renem był pierwszym materiałem, który posiadał większe pola krytyczne niż niob i który otrzymano



Rys. 9. Zależność oporu fazy gamma stopu uranu z molibdenem, zawierającego 16% (w stosunku atomowym) molibdenu, od pola zewnętrznego, skierowanego prostopadle do kierunku przepływu prądu (wg Berlincourta [32])

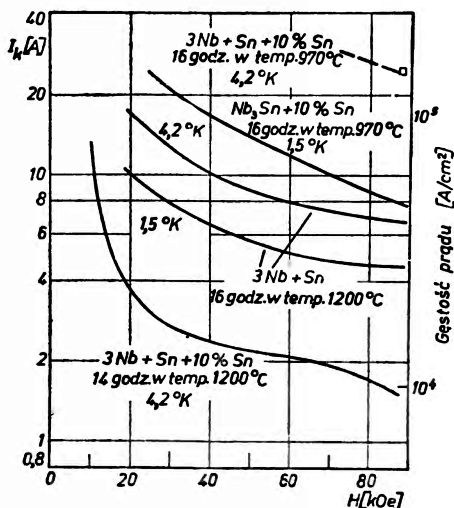


Rys. 10. Zależność oporu stopu tytanu z molibdenem, zawierającego 18,3% (w stosunku atomowym) molibdenu, od pola zewnętrznego (wg Berlincourta [33])

w ilości dostatecznej dla zbudowania magnesu. W przypadku tego stopu (podobnie jak i dla większości innych nadprzewodników) obróbka metalurgiczna w znacznym stopniu określa maksymalne pole krytyczne.

Berlincourt badał charakterystyki niszczenia nadprzewodnictwa prądem dla stopów uranu z molibdenem [32] i tytanu z molibdenem [33]. Jego wyniki przedstawione są na rysunku 9 i 10. Jedna z próbek (stop tytanu, zawierający 18,3% (w stosunku atomowym) molibdenu) wykazywała zerową oporność w temperaturze 1,2° K w polu magnetycznym 30 kOe, przy gęstości prądu pomiarowego 34 A/cm<sup>2</sup>. Temperatura krytyczna,  $T_k$ , stopów tytanu z molibdenem wzrasta przy zwiększaniu zawartości molibdenu. Temu wzrostowi  $T_k$  powinno towarzyszyć odpowiednie podwyższenie  $H_k$ .

Olbrymie znaczenie praktyczne posiada niedawno otrzymany przez Kunzlera, Buehlera, Hsu i Wernicka [10] drut  $Nb_3Sn$  w otoczce niobowej, który posiada pole krytyczne ponad 88 kOe. Na rys. 11 przedstawione są charakterystyki prąd—pole dla tego materiału. Jedna z próbek o średnicy zewnętrznej 0,038 cm wykazywała zdumiewające własności: pozostawała w stanie nadprzewodzącym w polu 88 kOe, przy gęstości prądu pomiarowego większej niż  $10 \text{ A/cm}^2$ . Rzeczywiste pole krytyczne (określone przy pomocy metody 3) ma być popiero wyznaczone, ale opowinno znacznie przewyższać  $88 \text{ kOe}^9$ .

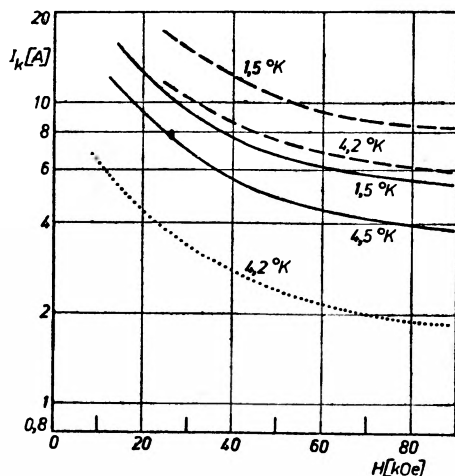


Rys. 11. Zależność prądów krytycznych dla szeregu drutów z  $Nb_3Sn$  w otoczce niobowej od pola zewnętrznego, skierowanego prostopadle do kierunku przepływu prądu. Wg Kunzlera, Buehlera, Hsu i Wernicka [10]

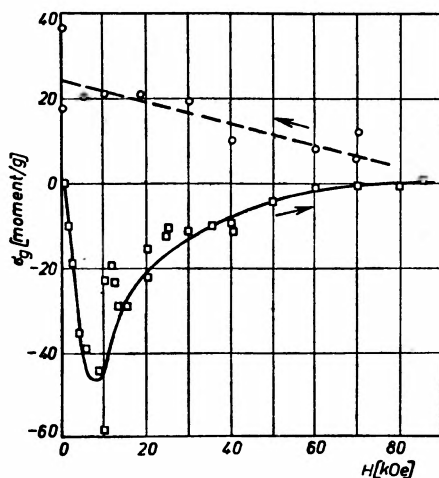
Drut ten wykonano w następujący sposób: do wnętrza rurki niobowej (o średnicy zewnętrznej 0,6 cm, średnicy wewnętrznej 0,3 mm i długości 2 cm) wsypywano proszek  $Nb_3Sn$  lub mieszaninę proszków niobu i cyny i rurkę tę przeciągano, aby otrzymać drut o zewnętrznej średnicy 0,038 cm. Następnie drut ten był poddany obróbce termicznej w określonej temperaturze (między  $970$ — $1400^\circ \text{C}$ ) i przez określony okres czasu w celu uformowania rdzenia  $Nb_3Sn$ .

W określonym polu,  $Nb_3Sn$  w otoczce niobowej posiadał znacznie większą gęstość prądu krytycznego niż materiał bez otoczki. Na rys. 12 przedstawione są charakterystyki prąd—pole dla kilku próbek  $Nb_3Sn$  bez otoczki [10]. Jednakże wszystkie próbki wykazywały nadprzewodnictwo w polu 88 kOe, podczas gdy w danych Bozortha [34] przedstawionych na rys. 13 wynika, że maksymalne pole krytyczne wynosi około 70 kOe (metoda 2).

<sup>9</sup> Badania te zostały już przeprowadzone i opublikowane [9\*]. (Porównaj uzupełnienie, rys. 1, zaczerpnięty z tej pracy). Stwierdzono również, że jeszcze bardziej zdumiewające własności posiada stop wanadu z galem [11\*], jednakże do tej pory nie udało się zbudować magnesu z tego materiału ze względu na jego niezwykłą kruchość. Być może, że trudności te da się ominąć, podobnie jak w przypadku stopu  $Nb_3Sn$  [10\*] (przyp. tłum.).



Rys. 12. Zależność prądów krytycznych dla szeregu drutów z  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  od pola zewnętrznego, skierowanego prostopadle do kierunku przepływu prądu. Wg Kunzlera, Buehlera, Hsu i Wernicka [10]



Rys. 13. Krzywa namagnesowania  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ . Wg Bozortha, Williamsa i Davisa [34]

Krytyczna gęstość prądu  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  w otoczce niobowej nie jest proporcjonalna ani do obwodu, jak w przypadku *miękkich* nadprzewodników, ani do powierzchni przekroju poprzecznego, jak to obserwuje się u niektórych *twardych* nadprzewodników<sup>10</sup>. W dodatku, dla tego materiału nie stosuje się zależności pola krytycznego od temperatury (równanie (1)). Temperatura krytyczna wynosi

<sup>10</sup> „Miękkie“ nadprzewodniki lub tzw. nadprzewodniki pierwszego rodzaju charakteryzują się małym  $dH_c/dT$  i wyraźnym efektem Meissnera. Zaliczają się do nich nadprzewodzące pierwiastki, jak cyna i ołów. „Twarde“ nadprzewodniki, lub tzw. nadprzewodniki, drugiego rodzaju charakteryzują się dużym  $dH_c/dT$  i „rozmytym“ efektem Meissnera. Są to zazwyczaj stopy metali. „Miękkie“ nadprzewodniki można przemienić w „twarde“, np. poprzez silną deformację próbek, wprowadzenie zanieczyszczeń itp. Patrz także rys. 1, na którym przedstawiono niob zarówno w postaci „miękkiej“, jak i „twardej“ (przyp. tłum.).

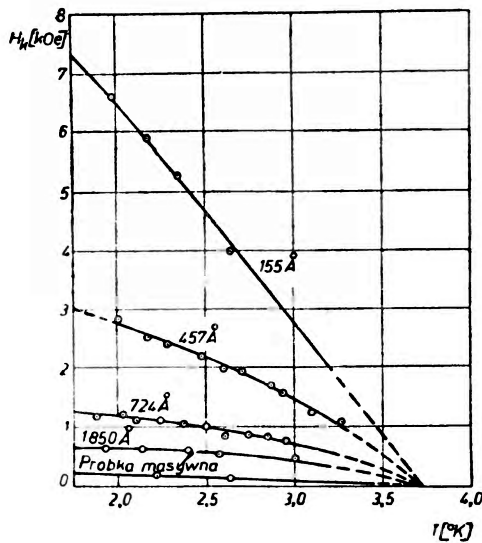
około  $18^\circ\text{K}$ , a prąd krytyczny wzrasta ponad 50% przy obniżeniu temperatury od 4,2 do  $1,5^\circ\text{K}$ .

Jeśli udało by się otrzymać drut  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  w otoczce niobowej w dostatecznej ilości, można by zbudować solenoidy dające pola ponad 88 kOe. Biorąc pod uwagę przewidywane gęstości prądu dla tego materiału, dla osiągnięcia takiego pola, wystarczy cewka o grubości 5—10 cm.

Całkiem realne są perspektywy znalezienia innych stopów lub związków intermetalicznych, które można będzie wykorzystać do zbudowania magnesów, dających silne pola. Obecnie najbardziej obiecujące są systemy, w których jeden ze składników jest metalem trudnotopliwym<sup>11</sup>.

### Magnesy z cienkich warstw

Od dawna wiadomo, że pole krytyczne nadprzewodnika w postaci cienkiej warstwy jest większe niż pole krytyczne masywnej próbki z tego samego nadprzewodnika [35]. Ten fakt doświadczalny dobrze ilustrują dane zaczerpnięte



Rys. 14. Pole krytyczne cienkich warstw cyny. Grubości warstw podane są w angstromach. Wg Aleksiejewskiego [36]

z pracy Aleksiejewskiego [36] na temat nadprzewodnictwa cienkich warstw, przedstawione na rys. 14. Autorzy niniejszego artykułu poprzednio już zwrócili uwagę, że cienkie warstwy można wykorzystać przy budowie magnesu nadprzewodzącego dla otrzymania pól rzędu 100 kOe [37]. Choć obecnie wy-

<sup>11</sup> Najbardziej rozpowszechnionymi stopami, obok  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ , wykorzystywanymi obecnie przy budowie magnesów nadprzewodzących są stopy niobu z cyrkonem, tytanu z niobem i molibdenem z renem. Ich zaletą w odróżnieniu od  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  i  $\text{V}_3\text{Ga}$ , posiadających najwyższe znane obecnie pola krytyczne, są dobre własności mechaniczne. Dają się one łatwo przeciągać w postaci drutu i nawijać na cewkę.  $\text{V}_3\text{Ga}$  jest kruchy prawie tak jak grafit (przyp. tłum.).



korzystanie drutów z  $Nb_3Sn$  wydaje się prowadzić w sposób bardziej określony do osiągnięcia tego celu, to jednak ciekawe jest rozważenie możliwości wykorzystania cienkich warstw<sup>12</sup>.

W teorii nadprzewodnictwa istnieje podstawowy parametr, zwany głębokością wnikania  $\lambda$ . Jest on miarą głębokości wnikania przyłożonego pola magnetycznego do wnętrza nadprzewodnika i może być zdefiniowany, jako

$$\lambda = (1/H_0) \int_0^{\infty} H(x) dx, \quad (4)$$

gdzie  $H_0$  jest to pole na powierzchni nieskończenie grubej warstwy nadprzewodnika, równoległe do tej powierzchni, a  $x$  jest to odległość od powierzchni. Parametr ten wprowadzili po raz pierwszy F. i H. Londonowie w zaproponowanej przez nich modyfikacji równań Maxwella, uwzględniającej zaobserwowane własności elektrodynamiczne nadprzewodników [38]. Typowa wartość  $\lambda$  przy  $T = 0$  jest rzędu 500 Å; temperaturową zależność  $\lambda$  opisuje w sposób przybliżony formuła:

$$\lambda = \lambda_0 [1 - (T/T_k)^4]^{-1/2}. \quad (5)$$

Stwierdzono doświadczalnie, że temperatury krytyczne starannie przygotowanych i wygrzanych cienkich warstw różnią się nieznacznie od temperatur krytycznych masywnych próbek tego samego nadprzewodnika. Można stąd wnosić, że w zerowym polu swobodna energia (Helmholtza) jest niezależna od grubości warstwy. Wykorzystując tę hipotezę i zaniedbując wszystkie efekty związane z energią powierzchniową, teoria Londonów przewiduje zależność

$$\frac{H_k}{H_{kM}} = \left(1 - \frac{2\lambda}{d} \operatorname{tg} h \frac{d}{2\lambda}\right)^{-1/2}, \quad (6)$$

gdzie  $H_k$  jest polem krytycznym cienkiej warstwy,  $H_{kM}$  jest polem krytycznym próbki masywnej, a  $d$  jest grubością warstwy. Dla  $d \ll \lambda$  zależność ta przyjmuje uproszczoną postać

$$\frac{H_k}{H_{kM}} \simeq 2\sqrt{3} \frac{\lambda}{d}. \quad (7)$$

Teoria Londonów przewiduje również krytyczną gęstość prądu dla cienkich warstw, równą

$$I_k = \frac{5}{2\pi} \frac{H_{kM}}{\lambda} \text{ A/cm}^2, \quad (8)$$

tj. około  $10^7$  A/cm<sup>2</sup>. Shoenberg [35] przeprowadził jakościowe rozważania termodynamiczne, z których wynika, że dla bardzo cienkich warstw krytyczna gęstość prądu może w istocie być wyższa.

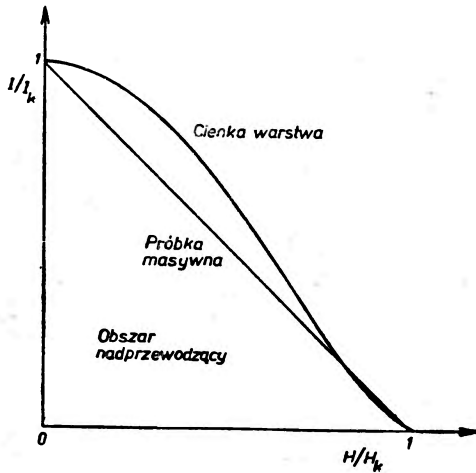
Ginzburg i Landau [39] zmodyfikowali równania Londonów uwzględnia-

<sup>12</sup> Do tej pory nie ma wiadomości o zbudowaniu magnesu nadprzewodzącego z cienkich warstw *sensu stricto*. Jednakże magnesy nadprzewodzące zbudowane na bazie  $Nb_3Sn$  (drut niobowy z przedyfundowaną warstwą cyny o grubości kilku mikronów) stanowi w pewnej mierze realizację koncepcji autorów. Ponadto pojawiło się szereg prac [12\*, 13\*, 14\*, 15\*, 16\*, 17\*, 18\*, 19\*] poświęconych badaniu bardzo cienkich warstw twardych nadprzewodników, które niewątpliwie pozostają w związku z koncepcją autorów (przyp. tłum.).

jąc dodatnią energię powierzchniową nadprzewodników, która wynika z istnienia efektu Meissnera. Dla bardzo cienkich warstw, z ich teorii, otrzymuje się dla  $\frac{H_k}{H_{kM}}$  i  $I_k$  zależności podobne do (7) i (8) z tym, że współczynniki  $2\sqrt{3}$  i  $5/2\pi$  należy odpowiednio zastąpić przez  $2\sqrt{6}$  i  $10/3\pi\sqrt{6}$ . Ich teoria daje także zmianę prądu krytycznego w zależności od przyłożonego pola magnetycznego (rys. 15)

$$\frac{I}{I_k} = \left(1 - \frac{H^2}{H_k^2}\right)^{3/2}. \quad (9)$$

Pierwotnie wyprowadzono te zależności przy założeniu, że  $T \cong T_k$ , ale późniejsze prace Abrikosowa [40] i Ginzburga [41] wykazały, że otrzymane wnioski



Rys. 15. Teoretyczna zależność prądu krytycznego od pola dla próbek płaskich. Pole skierowane jest równoległe do powierzchni i prostopadłe do kierunku przepływu prądu. Linia prosta odpowiada hipotezie Silsbee dla grubych próbek. Krzywa dla cienkich warstw odpowiada teorii Ginzburga-Landaua

powinny być słuszne przy wszystkich  $T$ . Niedawno Gorkow [42] wyprowadził podstawowe równanie różniczkowe teorii Ginzburga-Landau'a z kwantowo-mechanicznej teorii Bogolubowa, ale znów w przybliżeniu  $T \cong T_k$ . Abrikosow i Gorkow w swych pracach rozważyli także inne przybliżenia, wykorzystane w teorii. Dla bardzo grubych (masywnych) warstw, stosuje się reguła Silsbee, z której wynika, że zależność prądu krytycznego od przyłożonego pola jest liniowa, jeśli  $H$  jest równoległe do powierzchni i prostopadłe do kierunku przepływu prądu. Na rys. 15 pokazana jest zależność przewidywana przez teorię Ginzburga-Landau'a dla cienkich warstw i zależność wynikająca z reguły Silsbee dla „grubych“ warstw. Z rysunku widać, że w przybliżeniu liniowa zależność  $I(H)$  zachowuje się, poczynając od bardzo grubych do bardzo cienkich warstw.

W 1953 roku Pippard [43] założył istnienie innego fundamentalnego parametru w teorii nadprzewodnictwa, opisującego zasięg dalekiego porządku

w systemie elektronów wewnątrz nadprzewodnika. Parametr ten zazwyczaj nazywa się *odległością koherencji* i oznacza się przez  $\xi_0$ . Został on później wyprowadzony w kwantowomechanicznej teorii nadprzewodnictwa *BCS*. Nie zależy on od temperatury i jest powiązany z prędkością elektronu na powierzchni Fermiego  $v_F$  i temperaturą krytyczną przy pomocy równania

$$\xi_0 = 0,18 \frac{\hbar v_F}{kT_k}, \quad (10)$$

gdzie  $\hbar$  i  $k$  są, odpowiednio, stałą Plancka podzieloną przez  $2\pi$  i stałą Boltzmana. Okazuje się, że wartość  $\xi_0$  leży w zakresie od 1000 do 10000 Å.

Ittner [44] badał pola krytyczne cienkich warstw nadprzewodzących w oparciu o teorię *BCS*. Stwierdził on, że wzrost  $H_k/H_{kM}$ , przewidziany przez teorię Londonów (równanie (6)), pozostaje w przybliżeniu słuszny, jeśli zastąpić  $\lambda$  wyznaczone z doświadczeń na próbkach masywnych przez efektywną głębokość przenikania  $\lambda_{\text{ef}}$ . Wykorzystując dane z pracy Millera [45] Ittner pokazał, że gdy średnia droga swobodna elektronów lub grubość warstwy staje się mniejsza niż  $\xi_0$ , wówczas  $\lambda_{\text{ef}}$  staje się większe od  $\lambda$ . Miller wyprowadził następujące asymptotyczne wyrażenie dla  $\lambda_{\text{ef}}/\lambda$ , gdy  $d \ll \xi_0$ :

$$\lambda_{\text{ef}}/\lambda = (\xi_0/d)^{1/2}. \quad (11)$$

Uczyniliśmy tu założenie, że średnia droga swobodna jest równa grubości warstwy  $d$ . Taki sam wynik uzyskał wcześniej Tinkham [46] opierając się na bardziej prostych rozważaniach.

Parmenter [47] przeprowadził także pewne rozważania na temat prądów krytycznych na podstawie teorii *BCS* i teorii Bogolubowa. W istocie rzeczy jego praca dotyczy zbadania możliwości powtórnego pojawienia się nadprzewodnictwa, gdy zostanie zwiększona gęstość prądu do około  $10^9$  A/cm<sup>2</sup>. Sugeruje on, że ten nowy stan nadprzewodzący powinien istnieć nawet w temperaturze pokojowej, a także u metali, które nie są „zwykłymi“ nadprzewodnikami. Jest to bardzo intrygująca możliwość, jednakże eksperymentalne problemy, które należy rozwiązać, aby kiedykolwiek osiągnąć ten stan i wykorzystać go, wydają się bardzo złożone. Jednakże z przeprowadzonych przez autora rozważań wynika, że „zwykła“ wartość krytycznej gęstości prądu dla cienkich warstw powinna być większa od wartości otrzymanej z teorii Londonów o  $\sqrt{2/3}$ .

#### Dane doświadczalne

Z tymi przewidywaniami teoretycznymi można porównać dane szeregu prac doświadczalnych. Z danych Aleksiejewskiego (rys. 14) wynika, że  $H_k/H_{kM}$  dla danej grubości warstwy  $d$  jest 2,5 razy większe, niż to przewiduje równanie (7). Ginzburg i Szalnikow [48] obserwowali większy wzrost pola krytycznego, niż to wynika z równania (7). Glover [49] doniósł o krytycznych prądach dla płaskich warstw indu i ołowiu o grubości oszacowanej na około 50 Å. Dane liczbowe, które on przytacza, odpowiadają krytycznym gęstościom prądu

rzędu  $0,0025 H_{kM}/\lambda$  A/cm<sup>2</sup>. Crittenden i in. [50] donieśli, że prądy krytyczne cienkich warstw indu są proporcjonalne do pierwiastka kwadratowego z grubości w zakresie grubości od 400 do 5000 Å. Dla ich najcieńszych warstw krytyczna gęstość prądu wynosi około  $0,1 H_{kM}/\lambda$ .

Trudność przy porównywaniu zaobserwowanych krytycznych pól lub krytycznych prądów z przewidywaniami teorii polega na trudności określenia dokładnej grubości cienkich warstw. Wydaje się, że bardziej bezpośrednio można sprawdzić przewidywania teorii przez bezpośrednie porównanie pól krytycznych i prądów krytycznych dla tej samej próbki. Dla płaskiej próbki, kombinując zależności Landana [7] i [8] można uzyskać równanie

$$\frac{I_k}{l} H_k = I_k d H_k = \frac{5\sqrt{3}}{\pi} H_{kM}^2, \quad (12)$$

gdzie  $I_k$  jest prądem krytycznym, a  $l$  jest jednostką długości w kierunku prostopadłym do przepływu prądu. Zgodnie z teorią Ginzburga-Londona współczynnik przy  $H_{kM}$  w tym wyrażeniu powinien wynosić  $20/3\pi$ . Z przytoczonych wyżej danych opartych na teorii BCS i teorii Bogolubowa wynika, że ten współczynnik przy  $H_{kM}$  jest równy w przybliżeniu  $(5/\pi)(2\xi_0/d)^{1/2}$ . Doniesiono o dwóch doświadczeniach, które dotyczą bezpośrednio tych wyrażień. Bremer i Newhouse [51] stwierdzili, że istnieje całkowita zgodność z przewidywaniami Ginzburga-Landana dla cienkich warstw w temperaturach

$$T_k - T < 0,03^\circ.$$

Jednakże z ich krzywych wynika obniżenie prądu krytycznego od wartości przewidzianej na podstawie zaobserwowanego  $H_k$  przy niższych temperaturach. Ginzburg i Szalnikow [48] wykorzystali cylindryczne cienkie warstwy cyny w poprzecznym polu magnetycznym; jak objaśniono w ich pracy, przy takiej geometrii układu we współczynniku przy  $H_{kM}$  pojawia się dodatkowy czynnik 2. Wyznaczone przez nich prądy krytyczne stanowiły około 0,22 wartości przewidzianej przez teorię Ginzburga-Landana dla zaobserwowanych wartości  $H_k$ .

Należy zaznaczyć, że dla bardzo grubych masywnych warstw pole krytyczne jest podwyższone nieznacznie i  $H_k \cong H_{kM}$ . Przyjmując, że do takiej grubej warstwy stosuje się także reguła Silsbee otrzymamy współczynnik przy  $H_{kM}$  (równanie (12)) równy  $5/\pi$ . Porównując tę wartość z powyższymi przewidywaniami teorii dla bardzo cienkich warstw, wydaje się, że współczynnik przy  $H_{kM}$  powinien być bardzo słabą funkcją grubości, prawdopodobnie aż do najcieńszych warstw. Nie ma jednak ani jednej pracy, w której pomierzono by ten współczynnik dla szerokiego zakresu grubości warstw. Oprócz tego, nie ma badań doświadczalnych zależności prądu krytycznego cienkich warstw w zależności od przyłożonego pola magnetycznego<sup>13</sup>.

<sup>13</sup> C. A. Neugebauer i R. A. Ekvall [18\*] badali prądy krytyczne naporowanych cienkich warstw Nb, Ta i V w zależności od natężenia pola magnetycznego (do 15 kOe) i od grubości warstw (przyp. tłum.).

## Rozmiary magnesu zbudowanego z cienkich warstw

Z przytoczonych wyżej teorii wynika, że prawdopodobnie można będzie zbudować nadprzewodzące solenoidy, dające pola 100 kOe. Załóżmy, że dla uzwojeń solenoidu użyjemy „drotu“ w postaci cylindrycznej cienkiej warstwy o grubości  $d$ , naniesionej na nienadprzewodzące włókno o średnicy  $a \gg d$ . Chociaż pierwsze ślady oporu w masywnym drucie, umieszczonym w polu prostopadłym, pojawią się przy  $0,5 H_{kM}$ , w przypadku „drotu“ z cienkiej warstwy nie pojawią się one dopóki pole poprzeczne nie osiągnie wartości bardzo bliskiej  $H_k$  dla płaskiej warstwy, ponieważ cienka warstwa posiada bardzo małą podatność magnetyczną. Wygodnie jest przepisać równanie (12) w postaci

$$\frac{\pi}{5} I_k d H_k = \frac{\pi I_k}{5 \pi a} H_k = a H_{kM}^2, \quad (13)$$

gdzie  $a$  jest wielkością bezwymiarową, którą należy wyznaczyć doświadczalnie. Zanedbując grubość izolacji i przyjmując, że uzwojenia przylegają dokładnie do siebie, otrzymujemy przybliżone wyrażenie na grubość radialną cewki dla zadanej ilości  $h/l$  uzwojeń na jednostkę długości

$$\Delta R = a^2 h/l.$$

Jeśli pole solenoidu i prąd przez „drot“ (patrz rys. 3) są równe odpowiednio  $H_m$  i  $I_m$ , to otrzymamy

$$\Delta R = a^2 \frac{H_m}{I_m} \frac{5}{2\pi} = \frac{H_m^2}{H_{kM}} \frac{a}{2\pi a (H_m/H_k) (I_m/I_k)}. \quad (14)$$

Założmy, że chcemy zbudować solenoid na 100 kOe wykorzystując uzwojenia z cienkich warstw niobu. Jako krytyczną wartość pola masywnego niobu, wyznaczoną przez pomiar podatności magnetycznej, można przyjąć skromnie  $H_{kM} = 2,5$  kOe. Z równania (7) i przeprowadzonej dyskusji wydaje się, że dla warstwy o grubości  $d \simeq 50 \text{ \AA}$  można oczekiwać  $H_k/H_{kM} = 50$ . To daje  $H_m/H_k = 0.8$ . Przybliżona liniowość krzywej na rys. 15 oznacza, że

$$\frac{H_m}{H_k} + \frac{I_m}{I_k} \simeq 1, \quad (15)$$

tak więc dla danego przykładu  $I_m/I_k \simeq 0,2$ . Teoria przewiduje, że  $a$  powinno być równe 1,3 lub więcej, ale realniej będzie przyjąć (dowolnie) wartość  $a = 0,1$  biorąc pod uwagę, że doświadczalne dane dla gęstości prądu krytycznego są mniejsze od przewidywanych teoretycznie. Na koniec przyjmujemy, że  $a = 0,0005 \text{ cala} = 0,0013 \text{ cm}$ . Wówczas przewidywana radialna grubość uzwojeń cewki wyniesie

$$\Delta R = \frac{100^2}{2,5} \times \frac{1,3 \times 10^{-3}}{2\pi \times 0,1 \times 0,8 \times 0,2} \simeq 20 \text{ cm}. \quad (16)$$

Jest to rozmiar całkiem rozsądny i żądania pod adresem kriogeniki, aby zapewnić możliwość utrzymywania takiej cewki w temperaturach ciekłego helu, wydają się skromne.

Należy zaznaczyć, że autorzy tego artykułu w swojej poprzedniej pracy konkretnie rozpatrywali płaskie cienkie warstwy, naniesione na dielektryki i zwinięte w rulon. W tym przypadku otrzymuje się rozmiar magnesu porównywalny z otrzymanym tutaj, jednakże trudności związane z doprowadzeniem prądu do wewnętrznego końca warstwy i niszczeniem nadprzewodnictwa na brzegach warstwy czynią tę konstrukcję mniej wygodną.

### Dyskusja nad możliwością wykorzystania cienkich warstw

Należy mieć na uwadze, że teorie cienkich warstw zaniedbują możliwość wpływu energii powierzchniowej. Ten wpływ staje się coraz bardziej istotny, gdy maleje grubość cienkiej warstwy. Wydaje się prawdopodobne, że w wyniku działania energii powierzchniowej nadprzewodnictwo będzie znoszone przy słabszych polach niż te, które odpowiadają przytoczonym wyżej formułom. Nie ma, jak dotąd, prac doświadczalnych poświęconych nadprzewodnictwu cienkich warstw o wysokich polach krytycznych<sup>14</sup> tak, że postawione zagadnienie jest otwarte.

Jeśli przyjąć, że wspomniane teorie prawidłowo opisują nadprzewodnictwo cienkich warstw, to maksymalne pole magnetyczne, które można by otrzymać przy pomocy magnesu nadprzewodzącego z cienkich warstw, będzie ograniczone minimalną grubością cienkiej warstwy, przy której występuje jeszcze nadprzewodnictwo. Ginsburg i Tinkham [52] donieśli o nadprzewodnictwie cienkiej warstwy ołowiu o grubości 20 Å, której prąd krytyczny zmniejszył się tylko o 2% przy przyłożeniu pola 8 kOe. Przyjmując liniową zależność prądu krytycznego od przyłożonego pola otrzymujemy stąd przy pomocy ekstrapolacji  $H_k \approx 400$  kOe lub  $H_k/H_{kM} \approx 500$ .

Andros i Knight [53] otrzymali cienkie warstwy cyny o grubości 50 Å, których pole krytyczne wynosiło około 50 kOe, tj.  $H_k/H_{kM} \approx 80$ . Zawarycki [54] doniósł o nadprzewodnictwie cienkiej warstwy talu o grubości 35 Å i cienkiej warstwy cyny o grubości 10 Å. Chuchariewa i Szalnikow [55] stwierdzili, że cienka warstwa niobu o grubości 1200 Å naparowana „w próżni” nie wykazywała nadprzewodnictwa powyżej 2° K. Gerven i Heremans [56] w obszernym artykule donieśli o nadprzewodnictwie cienkich warstw niobu, cyny i ołowiu. We wszystkich przypadkach zaobserwowane przez nich przejścia

<sup>14</sup> Niedawno J. J. Hauser i H. C. Theuerer [16\*] zbadali własności nadprzewodzące cienkich warstw  $V_3Si$  o grubości od 100000 do 1000 Å w polach do 105 kOe. Stwierdzili oni, że w tym zakresie grubości u  $V_3Si$  w przeciwieństwie do „miękkich” nadprzewodników nie występuje efekt rozmiarowy dla pól krytycznych. Ponadto zależność  $H_k(T)$  jest liniowa do 105 kOe. G. W. Cullen, G. D. Cody i J. P. Mc Evoy [13\*] przeprowadzili badania własności nadprzewodzących cienkich warstw  $Nb_3Sn$  napylnych na podłożu ceramiczne w polach do 20 kOe. Gęstości prądu nadprzewodzącego w tym polu były rzędu  $10^6$  A/cm<sup>2</sup>. Patrz także [12\*, 17\*] (przyp. tłum.).



były rozmyte i zachodziły w temperaturach znacznie niższych niż temperatury krytyczne masywnych próbek, co wskazuje, że prawdopodobnie przy parowaniu była zła próżnia. Niestety autorzy nie usiłują w jakiś sposób ocenić dokładnie grubości warstw. Przy grubej ocenie najcieńsza warstwa niobowa, u której zaobserwowano pewne oznaki nadprzewodnictwa, miała około 300 Å. Marchand i Venema [57] donieśli, że cienkie warstwy tantalu otrzymane w próżni  $10^{-5}$  mm nigdy nie wykazywały prawidłowego przejścia, jednakże warstwy otrzymane w próżni  $10^{-11}$  mm miały ostre przejścia w temperaturze krytycznej masywnych próbek. Nie wyznaczyli oni grubości cienkich warstw. Levenstein [58] badał wzrost i strukturę cienkich warstw metali. Stwierdził on, że cienkie warstwy metali trudnotopliwych (w tym tantalu i niobu) są zbudowane z krystalitów o rozmiarze mniejszym niż 15 Å, posiadających taką samą stałą sieci jak i masywny metal. Cienkie warstwy metali o niższej temperaturze topnienia wykazują większą tendencję do tworzenia agregatów i formowania struktury ziarnistej. Wydaje się, że całkiem realne są perspektywy otrzymania cienkich warstw o grubości 50 Å, które będą posiadały przewidywane własności nadprzewodzące ( $H_k/H_{kM}$  rzędu 50), jeśli tylko w procesie naporowywania zachować należyte środki ostrożności<sup>15</sup>.

Jest rzeczą wątpliwą, aby można w analogiczny sposób wykorzystać dla otrzymania cienkich warstw anormalnie wysokie pola krytyczne  $H_3$  (rys. 5) zaobserwowane w masywnych próbkach różnych stopów. W przypadku granicznym bardzo grubych warstw teorie cienkich warstw nie przewidują różnic w polach krytycznych, wyznaczonych trzema różnymi metodami, tzn. cienka warstwa „zachowuje się dobrze“. Masywna próbka „zachowuje się dobrze“ tylko w polach mniejszych od pola krytycznego  $H_2$ , wyznaczonego przez pomiar podatności magnetycznej, ponieważ tylko gdy  $\chi = -1/(4\pi)$  cała objętość próbki znajduje się w stanie nadprzewodzącym. Wynika stąd, że wielkość  $H_{kM}$ , zawarta w teoriach cienkich warstw, powinna być równa w przybliżeniu polu krytycznemu  $H_2$  i że właśnie to pole wzrasta przy przejściu do cienkich warstw.

Być może uda się wykorzystać podwyższenie pola krytycznego obserwowane u częściowo utlenionych cienkich warstw i cienkich warstw napyłonych w atmosferze gazu obojętnego<sup>16</sup>. To podwyższenie pola krytycznego jest prawdopodobnie wywołane zmniejszeniem średniej drogi swobodnej elektronów, dzięki ich rozpraszaniu na atomach zanieczyszczeń, podobnie jak to ma miejsce w cienkich warstwach, gdzie zmniejszenie średniej drogi swobodnej powoduje podwyższenie pola krytycznego. Nie badano wpływu zmniejszenia średniej drogi swobodnej na prąd krytyczny, lecz niewątpliwie prąd krytyczny się zmniejszy. Krzywe przejścia u takich cienkich warstw są podobne do krzywych przejścia większości stopów, tzn. są one znacznie poszerzone i rozmyte. W przy-

<sup>15</sup> Djakow, Lazariw i in. [20\*] badali pola krytyczne cienkich warstw niobu. Ekstrapolując wyniki otrzymane w polach do 23 kOe dla warstwy o grubości 2000 Å oceniają, że w temp. 0° K  $H_k$  będzie rzędu 90 kOe. Patrz też: P. Fowler [21\*] (przyp. tłum.).

<sup>16</sup> De Sorbo [22\*] badał wpływ zawartości gazów na własności nadprzewodzące cienkich warstw niobu (przyp. tłum.).

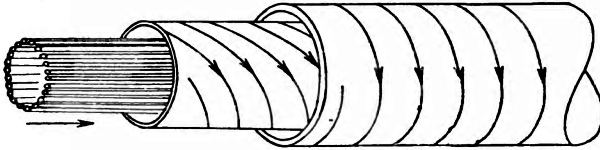
padku bardzo cienkich warstw nadprzewodnictwo może nie występować zupełnie.

Materiał, na który naporowuje się cienkie warstwy powinien być prawdopodobnie nieprzewodzący. Meissner [59] pokazał, że cienkie warstwy cyny naporowane na podłoże ze złota lub miedzi nie były nadprzewodzące, gdy ich grubości były mniejsze, odpowiednio niż 6000 i 2000 Å. Przypuszcza on, że te wielkości są w przybliżeniu równe odległości uporządkowania elektronów nadprzewodzących i że pojawieniu się nadprzewodnictwa w cieńszych warstwach przeszkadzają elektrony, które przechodzą tam z normalnego metalu-bazy.

## Specjalne zagadnienia konstrukcyjne

### Siły działające w magnesach

Siły elektromagnetyczne działające na uzwojenia solenoidów, dających silne pola magnetyczne, mogą być ogromne. W niektórych przypadkach działanie tych sił może doprowadzić do zniszczenia magnesu. Jeśli gęstość prądu



Rys. 16. Schematycznie przedstawiony przepływ prądu w cewce cylindrycznej, wolnej od naprężeń

w dowolnym punkcie cewki oznaczyć przez  $I(r, \theta, z)$  to siła, z jaką pole magnetyczne działa na element  $rdrd\theta dz$ , przez który płynie prąd będzie równa

$$dF = 0,1[I \times H]rdrd\theta dz. \quad (17)$$

Jako jednostek używamy tu dynę, centymetr, amper i oersted. Do gęstości prądu  $I$  dodaje się składowe, związane z wszystkimi indukowanymi prądami diamagnetycznymi, ekranującymi wnętrza uzwojeń od centralnego pola magnesu. Nie ma prostej zależności między naprężeniami mechanicznymi działającymi na uzwojenie magnesu i siłami magnetycznymi.

Siły działające na cewkę można znacznie zmniejszyć wykorzystując odpowiednią metodę nawijania uzwojeń („metodę beznaprężeniową“) [60—64]<sup>17</sup>. Każdy zwój jest nawinięty tak, aby  $I$  i  $H$  nie były wzajemnie prostopadłe (rys. 16). Konstrukcja tego typu może dać znaczne zmniejszenie sił działających na poszczególne zwoje. W przypadku zwykłego magnesu zmniejszenie

<sup>17</sup> Porównaj także pracę H. P. Furtha i M. A. Levine'a [23\*].



naprężeń osiąga się kosztem zwiększenia wydzielonego ciepła Joule'a w zadanym polu, jednakże magnes nadprzewodzący jest pozbawiony takich strat. W dodatku wykorzystując ten sam materiał można będzie uzyskać silniejsze pola, ponieważ pole krytyczne drutu nadprzewodzącego jest większe w polu podłużnym niż w polu poprzecznym.

Nie jest wykluczone, że istnienie naprężeń spowodowanych silnym polem magnetycznym może przynieść pewną korzyść (pod warunkiem, że magnes nie rozleci się na części). Jak zaznaczyliśmy wyżej, pod wpływem mechanicznych naprężeń często wzrastają pola krytyczne i maleją prądy krytyczne. Jednakże w przypadku „drutu“ ze stopu niobu z cyną deformacje mogą w istocie naruszyć zwartą strukturę kruchego rdzenia z  $Nb_3Sn$ .

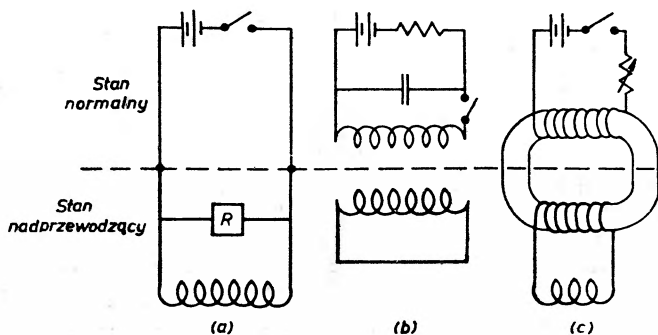
### Stałe czasowe

Bardzo duża stała czasowa  $L/R$  magnesu nadprzewodzącego jest zjawiskiem dodatnim, gdy potrzebne nam są pola magnetyczne wolne od szumów. W tym przypadku najlepsze rozwiązanie polega na wykorzystaniu prądu indukowanego w obwodzie zamkniętym. Ponieważ  $R = 0$ , prąd będzie krążył nieskończenie długo. Zgodnie z prawem Faraday'a całkowity strumień przechodzący przez magnes nie może się zmieniać, a więc wielkość nie zanikającego prądu będzie zawsze dopasowywać się tak, aby kompensować każdy strumień przyłożonego z zewnątrz pola. Dlatego początkowy prąd przechodzący przez magnes powinien być taki, aby całkowity prąd (początkowy plus indukowany) był zawsze mniejszy od krytycznego.

Jeśli stosuje się zewnętrzną regulację natężenia pola magnetycznego, wówczas oporność przewodów elektrycznych łączących źródło prądu z uzwojeniami magnesu zmniejsza stałą czasową magnesu do skończonej, ale dużej wartości, np. rzędu wielu minut lub godzin. Ta wartość stałej czasowej jest dostatecznie duża, aby przekształcić określone pulsacje napięcia w obwodzie na znacznie mniejsze pulsacje prądu. Jeśli potrzebne byłyby szybkie zmiany pola w czasie, należałoby w obwód magnesu włączyć szeregowo duży opór, który rozpraszałby dużą moc. Zastosowanie stałych pól magnesów nadprzewodzących w celu przechowywania energii będzie prawdopodobnie ograniczone ze względu na bardzo powolne oddawanie energii do każdego obwodu, za wyjątkiem obwodów posiadających bardzo duży opór.

Na rys. 17 są przedstawione trzy metody wzbudzania niezanikającego prądu. W metodzie (a) nadprzewodnictwo pętli jest niszczone w miejscu  $R$  albo przez przyłożenie pola większego od krytycznego, albo przez nagrzewanie. Natężenie prądu w obwodzie ustala się przy pomocy źródła zewnętrznego. Gdy nadprzewodnictwo zostanie przywrócone w miejscu  $R$ , wówczas prąd popłynie w zamkniętym obwodzie nadprzewodzącym i źródło zewnętrzne może być odłączone. W metodzie (b) impulsowe pole zewnętrzne, przewyższające w swym maksimum pole krytyczne, niszczy nadprzewodnictwo w obwodzie zamkniętym. Gdy pole zewnętrzne maleje, obwód staje się nadprzewodzącym

i ustala się w nim niezanikający prąd, który utrzymuje stały strumień pola. Natężenie pola magnetycznego jest określone przez temperaturę nadprzewodnika. Jednakże ta metoda ma ograniczone zastosowanie w przypadku „twardych“ nadprzewodników ze względu na zjawiska histerezy i zamrożony strumień pola magnetycznego. W metodzie (c) wykorzystuje się transformator prądu stałego. Obwód zostaje oziębiony do temperatury poniżej  $T_k$ , przy czym przez uzwojenie pierwotne przepływa stały prąd  $I_p$ . Kiedy wyłącza się  $I_p$ , w obwodzie nadprzewodzącym indukuje się prąd niezanikający, który zapewnia stałość strumienia pola magnetycznego przez kontur obwodu. Istnieje również możliwość regulacji natężenia pola magnetycznego po prostu przez zmianę  $I_p$ . Metodę tę zaproponował po raz pierwszy Mendelsohn w 1933 roku [65]. Prak-



Rys. 17. Schematy trzech opisanych w tekście metod wzbudzenia niezanikającego prądu

tycznie ma ona małe zastosowanie w przypadku magnesów o dużej objętości lub przeznaczonych do otrzymywania silnych pól, ponieważ w tym przypadku potrzebny jest transformator o niedopuszczalnie wielkich rozmiarach.

### Rozkład pola

W zasadzie, pole magnetyczne wewnątrz solenoidu nadprzewodzącego powinno być bardziej jednorodne niż wewnątrz solenoidu konwencjonalnego (miedzianego), dzięki idealnemu diamagnetyzmowi nadprzewodnika [66]. Jednocześnie maksymalne pole, działające na uzwojenia solenoidu, powinno się obserwować przy uzwojeniach wewnętrznych na końcach cewki, gdzie linie strumienia pola rozchodzą się po wyjściu z jej wnętrza. W praktyce taka sytuacja może zachodzić prawdopodobnie tylko wówczas, gdy magnes pracuje poniżej pola krytycznego określonego przez pomiar podatności magnetycznej (środkowa krzywa na rys. 5). Ponieważ solenoidy ze stopów nadprzewodzących powinny zazwyczaj pracować w polach znacznie silniejszych niż wspomniane pole, rozkład pola będzie w nich prawdopodobnie bardziej bliski rozkładowi pola w zwykłych solenoidach. Zaobserwowano rzeczywiście, że tak jest w solenoidzie ze stopu molibdenu z renem (rys. 8). Ten sam wniosek do-

tyczy również solenoidów zbudowanych z cienkich warstw, ponieważ w przypadku bardzo cienkich warstw pole przenika przez nie praktycznie całkowicie. Strumień pola magnetycznego zamrożony w tych uzwojeniach magnesu nadprzewodzącego, które uprzednio zostały przeprowadzone w stan normalny pod wpływem zbyt dużego prądu, może wpłynąć na rozkład pola magnetycznego, a nawet zmniejszyć prąd krytyczny magnesu. Gdy podczas pracy magnesu zaistnieje taka sytuacja można ją zlikwidować przez podgrzanie magnesu powyżej temperatury krytycznej i ponowne jego oziębienie w zerowym polu.

### Środki ostrożności przy pracy

Ważnym momentem przy próbach i przy pracy magnesu nadprzewodzącego jest nagrzewanie się i możliwość zniszczenia magnesu, jeśli przejdzie on w stan normalny przy zachowaniu silnego pola magnetycznego. Energia zanikającego pola wydziela się w postaci ciepła Joule'a w uzwojeniach magnesu, w kriostacie z ciekłym helem i być może w innych częściach metalowych. Energia na jednostkę objętości, wyrażona wzorem  $H^2/8\pi$ , zmagazynowana w przypadku pola o natężeniu 100 kOe wynosi  $40 J/cm^3$ . Jest to w przybliżeniu dziesięć razy więcej niż ciepło potrzebne do wyparowania jednego centymetra sześciennego ciekłego helu, lecz z grubsza biorąc, dziesięć razy mniej niż energia potrzebna do nagrzania jednego centymetra sześciennego ciekłego helu lub przeciętnego metalu od 4 do  $300^\circ K$ . Objętość zajmowana przez pole w magnesie nadprzewodzącym może bez trudu być znacznie większa niż objętość zajmowana przez oziębione uzwojenia cewki. Jeśli energia zanikającego pola rozłoży się równomiernie w całej oziębionej objętości, wówczas podwyższenie temperatury będzie znaczne, ale najprawdopodobniej nie tak duże, aby spowodować zniszczenie magnesu (pod warunkiem, że zapobiegnie się znacznemu podwyższeniu ciśnienia gazu). Jeśli jednak będą obszary, w których może nastąpić miejscowe nagrzanie, wówczas nie jest wykluczone, że może to doprowadzić do przepalenia cewki.

Podłączenie równoległe do magnesu oporu, który znajduje się w temperaturze pokojowej, może ułatwić rozwiązanie tego problemu w przypadku, gdy dla zasilania magnesu wykorzystuje się zewnętrzne źródło prądu. Jeśli ten opór jest duży w porównaniu z oporem cewki w stanie normalnym i jeśli stosuje się źródło prądu o małym oporze wewnętrznym, które można bezpiecznie i szybko odłączyć przy pojawieniu się pierwszych śladów oporu w obwodzie nadprzewodzącym, wówczas większa część energii pola wydzieli się w tym oporze i niebezpieczeństwo zniszczenia magnesu będzie sprowadzone do minimum. Zabezpieczenie magnesu, w którym wykorzystuje się prąd niezanikający, stanowi problem bardzo skomplikowany. Prawdopodobnie należy mechanicznie przerywać obwód prądu niezanikającego w taki sposób i w takim miejscu, aby większa część mocy wydzieliła się w oporze zewnętrznym, zwierającym przerywany obwód.

Inny możliwy sposób złagodzenia tego problemu polega na wykorzystaniu drugiego, biernego obwodu, sprzężonego z polem magnetycznym i przeznaczanego do pochłonięcia energii pola. Taki obwód mogłaby stanowić duża rura miedziana, w której znajdowałby się solenoid. Część całkowitej energii pola, która wydzieli się w „miedzianej rurze“ przy zamykaniu pola wyniesie

$$\frac{\int_0^{\infty} I_2^2 R_2 dt}{1/2 L_{11} I_0^2} = k \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} \quad (18)$$

pod warunkiem, że  $R_1$  jest stałe w czasie zmiany strumienia. Przyjęliśmy tu następujące oznaczenia:

$L_{11}$  i  $R_1$  — samoindukcja i opór (normalny) uzwojeń magnesu, łącznie z obwodem zewnętrznym

$L_{22}$  i  $R_2$  — samoindukcja i opór „rury miedzianej“

$L_{12}$  — indukcja wzajemna obydwu obwodów; oraz

$$k = \frac{(L_{12})^2}{L_{11} L_{22}}, \quad \tau_1 = \frac{L_{11}}{R_1}, \quad \tau_2 = \frac{L_{22}}{R_2}. \quad (19)$$

Jeśli  $R_1$  można uczynić bardzo dużym i w przybliżeniu stałym, to ta część może być bliska jedności i wówczas większość energii pola wydzieli się w sposób nieszkodliwy w „miedzianej rurze“.

### Zagadnienia ekonomiczne

Z praktycznego punktu widzenia ciekawe jest porównanie kosztów budowy i kosztów eksploatacji magnesów zwykłych i nadprzewodzących. Moc pobieraną w trakcie pracy solenoidu typu konwencjonalnego można wyliczyć z następującego równania [67]

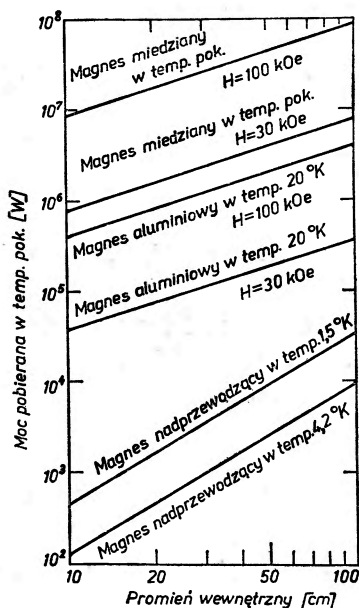
$$H = G \left( \frac{P\lambda}{r_i \rho} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

gdzie  $H$  jest natężeniem pola magnetycznego w oerstedach,  $P$  — jest mocą pobieraną w watach,  $\lambda$  — współczynnikiem wypełnienia (stosunkiem części objętości cewki wypełnionej przez uzwojenia do całkowitej objętości cewki),  $r_i$  — jest promieniem wewnętrznym cewki w centymetrach,  $\rho$  — oporem właściwym cewki w jednostkach ohm·cm,  $G$  — jest wielkością zależną od geometrii cewki i rozkładu prądu w uzwojeniach.

Maksymalna wartość  $G$  — dla uzwojeń o przekroju prostokątnym, przy jednorodnej gęstości prądu, wynosi  $G = 0,18$ . Wykorzystując tę wartość i przyjmując stosowne wartości dla  $\lambda = 0,7$  i  $\rho = 2 \sim 0 \times 10^{-6}$  ohm·cm (solenoid miedziany, pracujący w temperaturze nieco powyżej temperatury pokojowej), otrzymamy teoretyczną zależność mocy rozpraszanej w temperaturze poko-

jowej od promienia wewnętrznego, dla pola 30 i 100 kOe, przedstawioną przy pomocy dwu górnych krzywych na rys. 18.

W przypadku czystych metali obniżenie temperatury powoduje znaczny spadek oporu elektrycznego i w pewnych warunkach może zmniejszyć pobór całkowitej mocy potrzebnej do pracy magnesu. Zaproponowano [68—69] magnesy kriogeniczne, w których stosuje się uzwojenia z sodu lub aluminium, utrzymywane w temperaturze 10—20° K. Obecnie znajduje się w stadium budowy w National Bureau of Standards, Boulder Laboratory, magnes aluminiumowy dla silnych pól magnetycznych, przeznaczony do pracy w 20° K. Dla



Rys. 18. Całkowita moc wymagana dla zasilania magnesu działającego w temperaturze pokojowej, magnesu oziębianego ciekłym wodorem i magnesu nadprzewodzącego. Długość magnesu jest dwukrotnie większa od jego średnicy wewnętrznej

tego magnesu  $\lambda = 0,95$  i  $\rho = 3 \cdot 10^{-9}$  (z uwzględnieniem zmiany oporu w polu magnetycznym). Ta wielkość oporu właściwego jest oparta na danych dla aluminium o bardzo wysokim stopniu czystości, w stanie nienapężonym.

System chłodzący, niezbędny do odprowadzenia ciepła Joule'a, które wydziela się w magnesie pracującym w temperaturze 20° K będzie zużywał około 42 waty w temperaturze pokojowej na każdy jeden wat odprowadzanego ciepła w temperaturze 20° K. Dwie krzywe środkowe na rys. 18 przedstawiają obliczony teoretycznie pobór mocy przy pracy w tych warunkach. W obliczeniach tych nie uwzględniono konieczności dodatkowego oziębiania związku z dopływem ciepła przez przewody elektryczne i niedoskonałością izolacji cieplnej.

W przypadku magnesu nadprzewodzącego należy brać pod uwagę jedynie dopływ ciepła przez izolację cieplną, zawieszenie magnesu i przewody elektryczne. W celu bezpośredniego porównania z magnesem normalnym został

wybrany magnes nadprzewodzący o długości  $l$ , określonej przez związek  $l/2r_i = 2$ . Jest to długość potrzebna do tego, aby normalny magnes miał  $G = 0,18$ . Jednakże jeśli wykorzystać drut z  $Nb_3Sn$  w celu otrzymania pola 100 kOe grubość radialna cewki  $r_0 - r$  wyniesie 5—10 cm. W przypadku dużych magnesów jest to o wiele mniej niż dla zwykłych magnesów, dla których wymagane jest  $r_0/r_i \simeq 3$ .

Dwie krzywe dolne na rys. 18 przedstawiają pobór mocy przy pracy magnesu nadprzewodzącego. Krzywe te są w przybliżeniu niezależne od pola magnetycznego. Maksymalne pole magnetyczne będzie określone przez charakterystyki niszczenia prądem nadprzewodnictwa drutów wykorzystanych do uzwojeń magnesu. W obliczeniach przyjęliśmy dowolnie, że solenoid jest izolowany od wewnątrz i z zewnątrz przy pomocy warstwy izolatora o grubości 2,5 cm, mającego średnie przewodnictwo cieplne  $0,3 \cdot 10^{-6}$  W/cm · stopień [70]. Przyjęto, że dopływ ciepła przez zawieszenie magnesu i przewody elektryczne jest równy dopływowi ciepła przez izolację termiczną. Maszyna chłodząca wykorzystana do utrzymywania magnesu w temperaturze  $4,2^\circ$  K będzie zużywać około 230 watów w temperaturze pokojowej dla odprowadzenia 1 wata ciepła w temperaturze  $4,2^\circ$  K; w przypadku pracy w temperaturze  $1,5^\circ$  K wielkość ta wzrośnie do około 800 watów na każdy wat odprowadzanego ciepła. Dane odnośnie maszyn chłodzących opierają się na współczesnych osiągnięciach w tej dziedzinie.

Nawet przy wykorzystaniu tej względnie prostej izolacji koszty eksploatacyjne magnesu nadprzewodzącego są znacznie mniejsze niż dla któregośkolwiek z omówionych magnesów konwencjonalnych. Można sobie wyobrazić bardziej doskonały system izolacji, na przykład z wykorzystaniem ekranu w temperaturze przejściowej  $77^\circ$  K, który doprowadzi do dalszego obniżenia tych kosztów. W tych rozważaniach przyjmujemy, że magnes jest cały czas utrzymywany w temperaturach helowych; przy częstych odgrzewaniach magnesu koszty kolejnych oziębień gwałtownie zwiększają średnie koszty eksploatacyjne. Jeśli ciekły hel będzie kupowany i dostarczany z zewnątrz, a następnie pozwoli się, aby hel wyparowywał z kriostatu, w którym znajduje się magnes, nie do systemu odzysku a w powietrze — jak to jest przyjęte w praktyce w większości laboratoriów w USA — wówczas koszty eksploatacyjne również znacznie wzrosną.

Porównanie kosztów budowy magnesów konwencjonalnych i nadprzewodzących jest utrudnione ze względu na to, że obecnie nie znamy jeszcze kosztów produkcji dużych ilości drutu ze stopu molibdenu z renem, niobu z cyną lub z innego przydatnego materiału<sup>18</sup>. Koszty budowy niedużego solenoidu niobowego na 10 kOe, mieszczącego się w zwykłym szklanym dewarze helowym wynosi około 100 dolarów.

<sup>18</sup> Obecnie w USA można nabyć bez trudu magnesy nadprzewodzące do 65 kOe, produkowane seryjnie (ponad 100 odmian) oferowane przez firmy Magnion, Westinghouse, Varian, AVCO i in. Firma Magnion jako pierwsza oferowała ponad 50 standardowych odmian magnesów nadprzewodzących już w marcu 1962 r. Firma Supercon — oferuje gotowy drut (Nb-Zr) do uzwojeń magnesów nadprzewodzących. Dla przykładu w załączonej tablicy II podane są charakterystyki kilku odmian magnesów nadprzewodzących, oferowanych przez firmę Westinghouse (przyj. tłum.).



Źródło zasilania magnezu nadprzewodzącego powinno jedynie uzupełniać straty mocy w przewodach doprowadzających prąd, dlatego wystarczy, aby jego moc wynosiła tylko kilka watów. W przypadku zastosowania prądów niezanikających wielkość ta może być zredukowana do zera. Koszt źródła prądu będzie przy tym znikomy w porównaniu z kosztami źródeł o mocy rzędu kilowatów lub megawatów, niezbędnych do zasilania magnesów konwencjonalnych. Będzie to w szczególności miało miejsce wtedy, gdy żądamy, aby źródło zasilania o dużej mocy dawało prąd bardzo stabilny. Koszt maszyny chłodniczej dla utrzymywania magnezu kriogenicznego w temperaturze 20° K wynosi około 75 tys. dolarów na kilowat mocy rozpraszonej w temperaturze 20° K. Koszt skraplarki helowej do utrzymywania magnezu nadprzewodzącego w temperaturze 4° K, przy dopływie ciepła (przez przewody i zawieszenie magnezu) rzędu kilku watów, powinien wynieść około 50 tys. dolarów. Koszt skraplarki helowej dla pracy magnezu nadprzewodzącego w temperaturze 1,5° K przy takim samym dopływie ciepła będzie prawie dwukrotnie wyższy.

Tablica II

Charakterystyki magnesów nadprzewodzących oferowanych przez firmę Westinghouse

	Natężenie pola Oe	Średnica wewnętrzna	Długość uzwojeń	Jednorodność pola	Temperatura robocza	Promień zewnętrzny	Długość całkowita
1	15 000	2"	4"	1%—1/2"	4,2° K	3"	6"
2	50 000	1"	5-1/2"	1%—1"	4,2° K	4"	8-1/4"
3	15 000	2"	8"	0,1%—1/2"	4,2° K	3-1/2"	10-1/2"
4	50 000	1-1/8"	2-1/2"	10%—1"	4,2° K	4-5/8"	5-1/2"
5	30 000	1/2"	2-3/8"	1-1/2%—1/2"	4,2° K	2"	4-1/2"
6	30 000	2"	2-1/8"	6%—1/2"	4,2° K	4"	4-1/2"
7	50 000	1/2"	3"	1%—1/2"	4,2° K	3"	5-1/2"
8	15 000	1,4"	6"	0,15%—1/2"	4,2° K	2-3/4"	8-1/2"
9	50 000	1"	4-1/4"	2-1/2%—1"	4,2° K	3-7/8"	7-5/8"
10	50 000	1"	3-1/4"	5%—1"	4,2° K	4-1/2"	6"
11	60 000	1/2"	3-1/4"	1%—1/2"	4,2° K	3-3/4"	5-7/8"
12	20 000	1"	11"	0,05%—1"	4,2° K	2-1/2"	13-5/8"
13	8 000	1/2"	1-3/4"	2-1/2%—1/2"	4,2° K	1-1/8"	4-13/64"
14	30 000	1"	2-3/4"	12%—1"	4,2° K	2-47/64"	5-13/64"
15	50 000	1-1/8"	4"	2-3/4%—1"	4,2° K	4-1/4"	6-7/8"
16	50 000	1-1/2"	4-3/4"	2%—1"	4,2° K	4-3/8"	7-25/32"
17	50 000	2"	4-3/16"	3%—1"	4,2° K	5-3/8"	6-25/32"
18	30 000	4,1"	9-1/2"	8%—4"	4,2° K	6-1/4"	12-13/64"

## Zastosowania

Magnesy nadprzewodzące o małych rozmiarach, pozwalające uzyskiwać silne pola magnetyczne będą niewątpliwie stanowiły wyposażenie laboratoryjne dla celów ogólnych. Przeprowadzona szacunkowo ocena kosztów budowy i kosztów eksploatacji takich magnesów czyni je atrakcyjnymi przyrządami dla laboratoriów doświadczalnych. Liczne doświadczenia fizyczne wymagają oziębienia badanej próbki do temperatury ciekłego helu i poddania jej działaniu pola magnetycznego. Należy zazwyczaj w tym celu umieścić próbkę w wąskim „ogonie“ szklanego dewara, który ustawia się między biegunami magnesu z rdzeniem żelaznym. Często można uprościć i ulepszyć układ doświadczalny, jeśli wykorzysta się magnes nadprzewodzący zanurzony w tej samej kąpeli helowej, której używa się do oziębienia próbki. Niewielkim kosztem (prawdopodobnie kosztem zwiększenia zużycia helu) można osiągnąć zwiększenie średnicy wewnętrznej solenoidu do dowolnego pożądanego rozmiaru bez zmniejszania natężenia pola. W ten sposób rozmiar próbki nie będzie narzucał ograniczeń na wielkość pola i można będzie uzyskiwać w zadanej objętości bardziej jednorodne pole. Do tej kategorii doświadczeń odnoszą się doświadczenia z maserami krystalicznymi, rezonansem cyklotronowym, efektem de Haasa — Van Alphen a i adiabatycznym rozmagnesowaniem. Został opisany prosty układ do diabatycznego rozmagnesowania z wykorzystaniem solenoidu nadprzewodzącego [71]<sup>19</sup>. Doświadczenia rezonansowe zazwyczaj wymagają niezwykle stabilnych pól magnetycznych. Pola takie można łatwo otrzymać przy pomocy magnesów nadprzewodzących. Najwygodniej byłoby wykorzystać prądy nie zanikające, jednakże z praktycznego punktu widzenia również przy zastosowaniu źródeł zasilania z regulacją zewnętrzną wahania pola będą znikome. Takie pola z niskim poziomem szumów powinny mieć szczególnie duże znaczenie w urządzeniach maserowych.

Elektromagnesy z rdzeniem żelaznym o dużym poborze mocy stanowią kamień węgielny dla wielu programów badawczych w dziedzinie fizyki cząstek o wysokich energiach. Oprócz samych synchrotronów i cyklotronów, ta kategoria urządzeń zawiera także magnesy odchylające i ogniskujące, magnesy dla komór pęcherzykowych<sup>20</sup> (itp.). Bewatron, na przykład w sposób ciągły rozprasza moc 8 MW, spowodowaną wydzielaniem się ciepła Joule'a. Zbudowanie nadprzewodnikowego synchrotronu lub cyklotronu byłoby zadaniem bardzo trudnym. Jednak znaczne obniżenie kosztów energii i (w przypadku magnesów na 100 kOe) znaczny wzrost energii wiązki czyni taki projekt bardzo ponętnym. W niektórych przypadkach można zaoszczędzić ponad 1 MW mocy,

<sup>19</sup> Cioffi [24\*] i Autler [8] zastosowali magnesy nadprzewodzące do doświadczeń maserowych. Shoenberg i Stiles [5\*\*] badali efekt de Haasa — Van Alphen a w bardzo stabilnych polach uzyskiwanych przy pomocy magnesu nadprzewodzącego. Również Zimmerman [25\*] przedstawił projekt zastosowania magnesu nadprzewodzącego do adiabatycznego rozmagnesowania (przyp. tłum.).

<sup>20</sup> Boom, Roberts i Livingston [26\*] już w 1962 roku donieśli o zbudowaniu magnesu nadprzewodzącego dla komór pęcherzykowych o średnicy 12 cali (przyp. tłum.).



jeśli zastosuje się magnesy nadprzewodzące do odchyłania, ogniskowania i komór pęcherzykowych. Dodatkowe zakrzywienie śladów cząstek w komorze pęcherzykowej z magnesem nadprzewodzącym, dającym pola 100 kOe, spowoduje zmniejszenie niezbędnych rozmiarów komory albo przy zadanych rozmiarach komory pozwoli rozszerzyć zakres mierzalnych pędów cząstek.

Magnesy o dużym natężeniu pola w dużych objętościach wykorzystuje się do utrzymywania plazmy i do innych celów w magnestohydrodynamicie. W fizyce plazmy istotną rolę odgrywa parametr

$$\beta \equiv \frac{nkT}{(H^2/8\pi)} = \frac{\text{ciśnienie termiczne plazmy}}{\text{ciśnienie pola magnetycznego}}, \quad (21)$$

gdzie  $n$  jest liczbą cząstek,  $k$  stałą Boltzmana,  $T$  temperaturą. Dla stabilnego utrzymywania plazmy żądane jest małe  $\beta$ , jednakże, jeżeli do otrzymania silnych pól wykorzystuje się magnes konwencjonalny, koszty eksploatacyjne odpowiedniego urządzenia są ogromne. Magnes nadprzewodzący usuwa większość tych trudności ekonomicznych<sup>21</sup>. W niektórych projektach jonowego i plazmowego systemu napędu dla raket [72] będą wykorzystane urządzenia magneto hydrodynamiczne. W tym przypadku zastosowanie magnesów nadprzewodzących pozwoli na znaczne zmniejszenie ciężaru aparatury unoszonej na pokładzie. Dodatkowe zastosowanie przy lotach kosmicznych mogą znaleźć nadprzewodniki, służące jako ekrany magnetyczne<sup>22</sup>, osłaniające ludzi i aparaturę od promieniowania kosmicznego (Van Allena).

### Zakończenie

Stary projekt Kamerling Onnesa, aby uniknąć całkowicie strat związanych z wydzielaniem się ciepła Joule'a w cewkach magnesów poprzez zastosowanie nadprzewodzących uzwojeń — doprowadził do otrzymania pól 15 kOe w solenoidach bezrdzeniowych i 25 kOe w elektromagnesach z rdzeniem żelaznym<sup>23</sup>. Ze stopu tytanu z molibdenem, ołowiu z bizmutem lub jakiegokolwiek innego stopu dostatecznie ciągliwego można będzie prawdopodobnie budować solenoidy na 20—30 kOe. Prawdopodobnie, można będzie wykorzystać dysproz lub jakiś inny metal, który jest ferromagnetykiem w 4° K, w celu osiągnięcia pól rzędu 40 kOe, a także dla polepszenia rozkładu pola. Jednakże najbardziej intrygująca jest perspektywa osiągnięcia pól rzędu 100 kOe w solenoidach nadprzewodzących nawiniętych z drutu Nb<sub>3</sub>Sn (który obecnie jest osiągalny

<sup>21</sup> Istotne znaczenie, szczególnie dla zastosowań w dziedzinie kontrolowanych reakcji termojądrowych, a także zastosowań laboratoryjnych posiada fakt, że dysponując ciekłym helem dla oziębiania magnesów nadprzewodzących można również w najprostszy i najtańszy sposób uzyskiwać ultrapróżnię rzędu 10<sup>-10</sup>—10<sup>-12</sup> mm Hg przy pomocy kriopomp. Jedną z przyczyn niestabilności plazmy jest trudność otrzymania ultrawysokiej próżni w dużych objętościach (przyp. tłum.).

<sup>22</sup> Por. także Vant-Hull [30\*] i Brown [31\*] (przyp. tłum.).

<sup>23</sup> Stan rzeczy w połowie roku 1961 (przyp. tłum.).

tylko w niewielkich ilościach, wystarczających jedynie do przeprowadzania doświadczeń). Teoria przewiduje, że ten sam cel można osiągnąć wykorzystując cienkie warstwy nadprzewodzące, jednakże niedostatek danych doświadczalnych i oczywiste trudności techniczne czynią ten sposób znacznie mniej atrakcyjnym, niż wykorzystanie drutu z  $Nb_3Sn$ .

Budowa niedużych magnesów nadprzewodzących dla otrzymania słabych pól nie przedstawia szczególnych trudności. W urządzeniach, w których wykorzystuje się pola w dużej objętości należy przedsięwziąć środki ostrożności (osłonić magnes) na wypadek przejścia drutu w stan normalny podczas pracy magnesu. Przy budowie urządzeń dla otrzymania silnych pól należy szczególnie rozważyć wpływ ciśnienia wywieranego przez pole na uzwojenie. Duża stała czasowa magnesu nadprzewodzącego powoduje, że pulsacje pola są znikome.

Małe magnesy nadprzewodzące dla otrzymywania słabych pól mogą umożliwić konstruowanie bardziej wygodnych urządzeń doświadczalnych w przypadku badań, w których temperatury helowe potrzebne są również z innych powodów. Nieduże magnesy nadprzewodzące dla otrzymywania silnych pól (100 kOe) powinny spowodować, że dostęp do pól o natężeniu tego rzędu będzie znacznie łatwiejszy, niż to ma miejsce obecnie<sup>24</sup>. Duże magnesy nadprzewodzące<sup>25</sup> mogą się okazać bardzo pożyteczne dla zastosowań, w których istotną część kosztów inwestycyjnych stanowią koszty zasilania magnesów konwencjonalnych. Do tych zastosowań można zaliczyć duże akceleratory, magnesy odchylające, magnesy komór pęcherzykowych, generatory magnetohydrodynamiczne i badania plazmy<sup>26</sup>.

### Ostatnie wydarzenia

Opracowywanie nowych materiałów i nowych metod budowy magnesów nadprzewodzących dla otrzymywania silnych pól postępuje niezwykle szybko. Niewątpliwie, że zanim jeszcze zostanie opublikowany ten artykuł, ukażą się nowe osiągnięcia w tej dziedzinie.

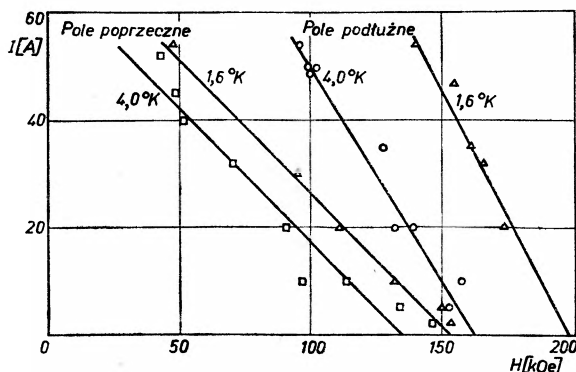
Ostatnie wyniki otrzymane przez Kunzlera [73] wskazują, że pola krytyczne  $Nb_3Sn$ , przy zerowym prądzie w temperaturze zera bezwzględnego, leżą w przedziale od 200—300 kOe (wyniki te otrzymano ekstrapolując dane uzyskane w wyższych temperaturach). Na rys. 19 przedstawione są charakterystyki: prąd krytyczny — pole krytyczne dla jednej próbki  $Nb_3Sn$ , otrzymane przez autorów przy wykorzystaniu pól impulsowych do 185 kOe. Dane uzyskane

<sup>24</sup> Por.: Cz. Bazan, *Postępy Fizyki*, 13, 563 (1962) (przyp. tłum.).

<sup>25</sup> L. J. Donadieu i D. J. Rose [27\*] rozważają szczegółowo wiele aspektów budowy magnesów nadprzewodzących o dużej objętości. Przedstawiają także projekt magnesu dla uzyskiwania pola 30 kOe w objętości cylindrycznej o wymiarach  $20 \times 1200$  cm, będący w stadium realizacji. Porównaj także [26\*] (przyp. tłum.).

<sup>26</sup> Dzięki wykorzystaniu kriostatu o specjalnej konstrukcji można przy pomocy magnesów nadprzewodzących przeprowadzać badania również w temperaturach pokojowych, co znacznie poszerza zakres ich zastosowań. Magnesy takie są obecnie w sprzedaży w USA (przyp. tłum.).

przy pomocy pól impulsowych zostały opublikowane także przez Arpa [74], Bettertona [75] i Harta [76]<sup>27</sup>. Do materiałów, które mogą okazać się jeszcze bardziej użyteczne niż Nb<sub>3</sub>Sn zaliczają się stopy niobu z cyrkonem i molibdenu z technetem. Wyniki uzyskane przez Kunzlera [77] wskazują, że stop niobu z dodatkiem 33% (w stosunku atomowym) cyrkonu, przeciągany na zimno (współczynnik deformacji ~95%) pozostaje w stanie nadprzewodzącym przy gęstości prądu pomiarowego 10 A/cm<sup>2</sup> w polu 80 kOe. Inne możliwości daje stop molibdenu z dodatkiem ~30% (w stosunku atomowym) technetu. Po-



Rys. 19. Charakterystyki prąd-pole dla drutu Nb<sub>3</sub>Sn w otoczkce niobowej o średnicy 0,063 cm wygrzanej przez 16 godzin w temp. 900° C

siada on temperaturę krytyczną powyżej 17° K i jak wskazuje Matthias [78] jego pole krytyczne może być znacznie wyższe niż pole krytyczne Nb<sub>3</sub>Sn.

Autorzy pragną podziękować następującym osobom, które uprzejmie zgodziły się na wykorzystanie ich nieopublikowanych wyników: R. G. Mills i D. H. Wells z Princeton University, S. H. Autler z Lincoln Laboratory, i R. J. Corruccini z National Bureau of Standards. (Zwrócono także uwagę autorów na to, że G. B. Yntema w 1955 roku doniósł na posiedzeniu amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w Nowym Yorku o zbudowaniu magnesu nadprzewodzącego na 7 kOe).

*Tłumaczył Antoni Grohman*

#### Literatura

- [1] H. K. Onnes, Commun. phys. Lab. Univ. Leiden, No 122 b (1911).
- [2] T. A. Buchhold, Sci. Amer. **203**, 74 (1960).
- [3] H. K. Onnes, Comm. phys. Lab. Univ. Leiden, No 133 d (1913).
- [4] H. K. Onnes, Comm. phys. Lab. Univ. Leiden, No 139 f (1914).
- [5] W. J. De Haas i J. Voogt, Comm. phys. Lab. Univ. Leiden, No 214 b (1931).
- [6] W. H. Keesom, Comm. phys. Lab. Univ. Leiden, No 234 f (1935).
- [7] J. N. Rjabinin i L. W. Szubnikow, Phys. Z. Sowjet., **7**, 122 (1935); Nature, **135**, 581 (1935).

<sup>27</sup> Patrz także [28\*] (przyp. tłum.).

- [8] S. H. Autler, *Rev. sci. Instrum.*, **31**, 369 (1960).
- [9] J. E. Kunzler, E. Buehler, F. S. L. Hsu, B. T. Matthias, i C. J. Wahl, *J. appl. Phys.*, **32**, 325 (1961).
- [10] J. E. Kunzler, E. Buehler, F. S. L. Hsu, i J. H. Wernick, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 89 (1961).
- [11] A. F. Hildebrandt, i D. D. Elleman, *Bull. Amer. phys. Soc.*, **5**, 111 (1960).
- [12] J. Bardeen, L. N. Cooper i J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108**, 1175 (1958).
- [13] N. N. Bogolubow, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **34**, 58 (1958).
- [14] W. De Sorbo, *Proceedings of the VIIth Int. Conf. on Low Temp. Phys.* s. 367 (University of Toronto Press, Toronto, 1961).
- [15] J. W. Szarwin i W. F. Gantmacher, *odnośnik* [14], s. 370.
- [16] C. A. Shiffman, *Odnosnik* [14], s. 373.
- [17] F. Haenssler, i L. Rinderer, *odnośnik* [14], s. 375.
- [18] A. A. Abrikosow, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **32**, 1442 (1957).
- [19] F. London i H. London, *Physica*, **2**, 341 (1935).
- [20] Komentarz S. H. Autlera na temat pracy V. Arpa i R. H. Kropschota, *Advances in Cryogenic Engineering*, **6**, 166 (1961).
- [21] R. G. Mills, Dane nieopublikowane (Princeton University).
- [22] F. Trombe, *C. R. Acad. Sci. (France)*, **221**, 19 (1945).
- [23] D. R. Behrendt, S. Legvold, i F. H. Spedding, *Phys. Rev.*, **109**, 1544 (1958).
- [24] B. L. Rhodes, S. Legvold i F. H. Spedding, *Phys. Rev.*, **109**, 1547 (1958).
- [25] D. B. Cook, M. W. Zemansky i H. A. Boorse, *Phys. Rev.*, **80**, 737 (1950).
- [26] T. G. Berlincourt, *Phys. Rev.*, **114**, 969 (1959).
- [27] M. A. R. Le Blanck i W. A. Little, *odnośnik* [14], s. 362.
- [28] Dane nieopublikowane, uzyskane z Massachusetts Institute of Technology, Stanford University i National Bureau of Standards.
- [29] S. H. Autler, *Bull. Amer. phys. Soc.*, **6**, 64 (1961).
- [30] P. Aron i H. C. Hitchcock, dane nieopublikowane.
- [31] B. Łazariew i A. Galkin, *J. Phys.*, (USSR), **8**, 371 (1944).
- [32] T. G. Berlincourt, *J. Phys. Chem. Solids*, **11**, 12 (1959).
- [33] R. R. Hake, D. H. Leslie i T. G. Berlincourt, *J. Phys. Chem. Solids*, **20**, 177 (1961).
- [34] R. M. Bozorth, A. J. Williams i D. D. Davis, *Phys. Rev. Letters*, **5**, 148 (1960).
- [35] D. Shoenberg, *Superconductivity*, T. **2**, s. 166 (Cambridge University Press, London, 1960).
- [36] N. E. Aleksiejewski, *J. Phys.*, (USSR), **4**, 401 (1941).
- [37] V. Arp i R. H. Kropschot, *Advances in Cryogenic Engineering*, **6**, 166 (1961).
- [38] F. London, *Superfluids*, t. 1 (Wiley, New York, 1950).
- [39] V. L. Ginsburg i L. D. Landau, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **12**, 1064 (1950).
- [40] A. A. bbrikosow, *Dokł. Ak. Nauk SSSR*, **86**, 498 (1952).
- [41] V. L. Ginsburg, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **30**, 593 (1956).
- [42] L. P. Gorkow, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **36**, 1918 (1959).
- [43] A. B. Pippard, *Proc. Roy. Soc.*, **A 216**, 547 (1953).
- [44] W. B. Ittner, III, *Phys. Rev.*, **119**, 5 (1960).
- [45] P. B. Miller, *Phys. Rev.*, **113**, 1209 (1959).
- [46] M. Tinkham, *Phys. Rev.*, **110**, 26 (1958).
- [47] R. H. Parmenter, *Phys. Rev.*, **116**, 1390 (1959).
- [48] N. I. Ginsburg i A. J. Szalnikow, *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **37**, 399 (1959).
- [49] R. Glover, III, *Low Temperature Physics and Chemistry* s. 330 (University of Wisconsin Press, Madison, 1958).
- [50] E. C. Crittenden, J. N. Cooper, F. W. Schmidlin i A. J. Learn, *Structure and Properties of Thin Films*, s. 282 (Wiley, N. York, 1959).
- [51] J. W. Bremer i V. L. Newhouse, *Phys. Rev.*, **116**, 309 (1959).
- [52] D. M. Ginsburg i M. Tinkham, *Bull. Amer. phys. Soc.*, **3**, 338 (1958).

- [53] G. M. Androes i W. D. Knight, *Phys. Rev.*, **121**, 779 (1961).  
 [54] N. V. Zawarycki, *Dokl. Ak. Nauk SSSR*, **87**, 229 (1952).  
 [55] E. S. Chuchariewa i A. J. Szalnikow, *Dokl. Ak. Nauk SSSR*, **99**, 735 (1954).  
 [56] L. Van Gerven i F. Heremans, *Verh. Kon. vlaams. Acad. Wet.*, **42** (1953).  
 [57] J. F. Marchand i A. Venema, *Philips Res. Rep.*, **14**, 427 (1959).  
 [58] H. J. Levenstein, *J. appl. Phys.*, **20**, 306 (1949).  
 [59] H. Meissner, *Phys. Rev. Letters*, **2**, 458 (1959).  
 [60] S. Chandrasekhar i E. Fermi, *Astrophys. J.*, **118**, No. 1 (1953).  
 [61] S. Lundquist, *Ark. Fys.*, **2**, 363 (1950).  
 [62] S. Chandrasekhar i L. Woltjer, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, (USA), **44**, 285 (1958).  
 [63] H. P. Furth, M. A. Levine i R. W. Waniek, *Rev. sci. Instrum.*, **28**, 949 (1957).  
 [64] D. R. Wells, Dane nieopublikowane.  
 [65] K. Mendelssohn, *Nature*, **132**, 602 (1933).  
 [66] Jet Propulsion Laboratories Research Report No 36—4, s. 6.  
 [67] J. D. Cockroft, *Phil. Trans.*, **227**, 317 (1928).  
 [68] R. F. Post i C. E. Taylor, *Advances in Cryogenic Engineering*, **5**, 13 (1960).  
 [69] R. J. Corruccini, dane nieopublikowane (Nat. Bureau of Standards).  
 [70] R. H. Kropschot, *Cryogenics*, **1**, 171 (1961).  
 [71] V. Arp i R. H. Kropschot, *Rev. sci. Instrum.*, **32**, 217 (1961).  
 [72] F. J. Hendel, *Chem. Engr.*, **68**, 99, 131 (1961).  
 [73] J. E. Kunzler, *Bull. Amer. phys. Soc.*, **6** (1961).  
 [74] V. Arp, R. H. Kropschot, J. H. Wilson, W. F. Love i R. Phelan, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 452 (1961).  
 [75] J. O. Betterton, R. W. Boom, G. D. Kneip, R. E. Worsham i C. E. Roos, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 532 (1961).  
 [76] H. R. Hart, *Bull. Amer. phys. Soc.*, **6**, 308 (1961).  
 [77] J. E. Kunzler, *Bull. Amer. phys. Soc.*, **6**, 298 (1961).  
 [78] B. T. Matthias, *Bull. Amer. phys. Soc.*, **6**, 298 (1961).

#### Uzupełniający spis literatury

- [1\*] D. L. Martin, M. G. Benz, C. A. Bruch i C. H. Rosner, *Cryogenics*, **3**, 114 (1963).  
 [2\*] W. R. Karasik, R. S. Aszurin, i S. S. Achmedow, *Prob. tiechn. eksper.*, **2**, 179 (1962).  
*Magnes nadprzewodzący z indukcyjnym wzbudzeniem.*  
 [3\*] J. O. Betterton i D. S. Easton, *High Magnetic Fields*, Wiley, N. Y., 1962, s. 348.  
*Wykorzystanie uzwojeń z Nb-Nb<sub>3</sub>Sn i Nb-Zr do magnesu z rdzeniem żelaznym.*  
 [4\*] I. N. Gonczarow, I. I. Gromowa, B. S. Nieganow i L. B. Parfenow, *Prob. tiechn. eksper.*, **6**, 142 (1961). *Elektromagnes z uzwojeniem nadprzewodzącym.*  
 [5\*] A. Grohman, *XV Zjazd Fizyków Polskich*, Wrocław 5—10. XI. 1957, streszczenie, s. 25.  
*W sprawie wpływu niejednorodnej deformacji na nadprzewodnictwo cyny.*  
 [6\*] K. Mendelssohn, *Nature*, **132**, 602 (1933). *Próba zbudowania magnesu nadprzewodzącego ze stopu Pb-Bi.*  
 [7\*] J. A. Kunzler, *Rev. Mod. Phys.*, **33**, 1 (1961).  
 [8\*] C. P. Bean i R. W. Schmidt, *Science*, **140**, 26 (1963).  
 [9\*] J. H. Wernick, F. J. Morin, F. S. L. Hsu, D. Dorsi, J. P. Maita i J. E. Kunzler, *High Magnetic Field*, Wiley, N. Y., 1962, s. 609. *Dowód istnienia krytycznych pól magnetycznych, powyżej 500 kOe, w systemie nadprzewodzącym V-Ga.*  
 [10\*] D. Koch, G. Otto i E. Saur, *Phys. Letters*, **4**, 292 (1963) *O nadprzewodnictwie warstw dyfuzyjnych V-Si i V-Ga oraz drutów V<sub>3</sub>Si i V<sub>3</sub>Ga.*  
 [11\*] F. J. Morin, J. P. Maita, H. J. Williams, R. C. Sherwood, J. H. Wernick i J. E. Kunzler, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 275 (1962). *Dowód istnienia wysokich pól krytycznych V<sub>3</sub>Ga przy pomocy pomiaru pojemności cieplnej.*

- [12\*] D. Claude, *Toute électron.*, **30**, 293 (1964) *Nadprzewodnictwo cienkich warstw twardych nadprzewodników.*
- [13\*] C. W. Cullen, G. D. Cody i J. P. McEvoy, *Phys. Rev.*, **132**, 577 (1963). *Zależność prądów krytycznych Nb<sub>3</sub>Sn od kierunku przyłożonego pola magnetycznego.*
- [14\*] C. H. Rosner i H. W. Schandler, *J. appl. Phys.*, **34**, 2107 (1963). *Metodyka badania charakterystyk nadprzewodzących krótkich drutów odpowiadających charakterystykom solenoidu.*
- [15\*] J. J. Hanak i G. D. Cody, *High Magnetic Fields*, Wiley, N. Y., 1962, s. 592. *Niektóre własności fizyczne osadzonego (elektrolitycznie) Nb<sub>3</sub>Sn.*
- [16\*] J. J. Hauser i H. C. Theuerer, *Phys. Rev.*, **129**, 103 (1963). *Dowód istnienia cienkich włókien w V<sub>3</sub>Si.*
- [17\*] J. J. Hauser i H. C. Theuerer, *Phys. Rev.*, **134**, A-198 (1964). *Efekty rozmiarowe w cienkich warstwach V<sub>3</sub>Ge, Nb i Ta.*
- [18\*] C. A. Neugebauer i R. A. Ekvall, *J. appl. Phys.*, **35**, No 3 (1), 547 (1964). *Naparowane cienkie warstwy Nb, Ta i V.*
- [19\*] H. C. Theuerer i J. J. Hauser, *J. appl. Phys.*, **35**, No 3 (1), 554 (1964). *Przygotowywanie cienkich warstw nadprzewodzących pierwiastków i związków przy pomocy rozpylania.*
- [20\*] I. G. Djakow, B. G. Łazariew, A. A. Macakowa i O. N. Owczarenko, *Ż. eksper. teor. Fiz.*, **46**, 833 (1964). *O krytycznych polach magnetycznych nadprzewodzących cienkich warstw niobu.*
- [21\*] P. Fowler, *J. appl. Phys.*, **34**, 3538 (1963). *Nadprzewodzące cienkie warstwy niobu otrzymane naparowywaniem w próżni.*
- [22\*] W. De Sorbo, *Phys. Rev.*, **132**, 107 (1963), *Wpływ domieszek gazowych na niektóre własności nadprzewodzące niobu.*
- [23\*] H. P. Furth i M. A. Levine, *J. appl. Phys.*, **33**, 747 (1962). *Cewki wolne od naprężeń i nadprzewodniki.*
- [24\*] P. P. Cioffi, *J. appl. Phys.*, **33**, 875 (1962). *Projekt idealnego obwodu magnetycznego przy korzystaniu nadprzewodnictwa.*
- [25\*] J. E. Zimmerman, J. D. McNutt i H. V. Gohm, *Cryogenics*, **2**, 153 (1962). *Chłodzarka magnetyczna z wykorzystaniem nadprzewodzących solenoidów.*
- [26\*] R. W. Boom, L. D. Roberts i R. A. Livingston, *Instrumentation for High Energy Physics Conf.*, Geneva, July 1962. *Nuclear Instrumentation and Methods*, **20**, 495 (1963). *Rozwój w budowie nadprzewodzących solenoidów.*
- [27\*] L. J. Donadieu i D. J. Rose *High Magnetic Fields*, Wiley, N. Y., 1962, s. 358. *Koncepcja i projekt solenoidu nadprzewodzącego o dużej objętości.*
- [28\*] H. R. Hart, I. S. Jaboks, C. L. Kolbe i P. E. Lawrence, *High Magnetic Fields*, Wiley, N. Y., 1962, s. 584. *Nadprzewodzący prąd krytyczny Nb<sub>3</sub>Sn w impulsowych polach magnetycznych.*
- [29\*] J. E. Kunzler, *High Magnetic Fields*, Wiley, N. Y. s. 574, 1962, *Nadprzewodnictwo w silnych polach magnetycznych i przy dużych gęstościach prądu.*
- [30\*] L. L. Vant-Hull i J. E. Mercereau, *Rev. sci. Instrum.* **34**, 1238 (1963). *Ekranowanie magnetyczne przez nadprzewodzący cylinder.*
- [31\*] G. V. Brown, *High Magnetic Fields*, Wiley, N. Y., 370, 1962. *Magnetyczne ekranowanie promieniowania.*

#### Książki, sprawozdania z konferencji, artykuły przeglądowe

- [1\*\*] *High Magnetic Fields*, Cambridge M. I. T.; New York, Wiley, 1962.
- [2\*\*] *Superconductors*, Wyd. Tanenbaum, L. M. i Wright, W. V., New York, Interscience, 1962.
- [3\*\*] *Proc. A. I. M. E. Electronic Materials Conference*, 1962.

- [4\*\*] *Proc. VIII<sup>th</sup> Int. Conf. on Low Temp. Physics*, London, Butterworth, 1963.
- [5\*\*] *Conference on High Magnetic Fields, their Production and their Applications*, Oxford, July 10—12, 1963. Sprawozdanie: J. M. Lock, *Brit. J. appl. Phys.* **14**, 741 (1963).
- [6\*\*] *International Conf. on the Science of Superconductivity*, N. York, August 26—29, 1963. Spr.: R. Burton, *Cryogenics*, **3**, 197 (1963).
- [7\*\*] *Proc. VIII<sup>th</sup> Symposium on Magnetism and Magnetic Materials*, Pittsburgh, Nov. 12—15, 1962. Spr.: *J. appl. Phys.* **34**, No 4 (2), 1963.
- [8\*\*] *Proc. IX<sup>th</sup> Conference on Magnetism and Magnetic Materials*, Atlantic City, 12—15 Nov., 1963. Spr.: *J. appl. Phys.* **35**, No 3 (2), 1964.
- [9\*\*] S. H. Autler, D. B. Montgomery i G. Ajootian, *Quart. Prog. Rep. Solid State Res. Lincoln Lab. M. I. T.*, s. 62, 1960, Magnesy nadprzewodzące.
- [10\*\*] S. H. Autler, *Metallurgy Advanced Electron. Mater.*, N. York—London, Interscience, s. 3, 1963, Stan teorii nadprzewodnictwa w silnych polach magnetycznych.
- [11\*\*] C. P. Bean i R. W. Schmitt, *Science*, **140**, 26 (1963). Fizyka twardych nadprzewodników.
- [12\*\*] T. G. Berlincourt, *Brit. J. appl. Phys.* **14**, 749 (1963). Otrzymywanie silnych pól magnetycznych przy pomocy nadprzewodników.
- [13\*\*] S. Devons, *Sci. Progress* **50**, 246 (1962). Ostatnie osiągnięcia w nauce. Fizyka. Magnesy nadprzewodzące.
- [14\*\*] C. J. Gorter, *Z. angew. Phys.* **14**, 722 (1962). Uwagi na temat zachowania się nadprzewodników pod wpływem silnych pól magnetycznych i dużych gęstości prądów.
- [15\*\*] J. E. Kunzler, *Rev. mod. Phys.* **33**, 501 (1961). Nadprzewodnictwo w silnych polach magnetycznych przy dużych gęstościach prądu.
- [16\*\*] J. E. Kunzler, *J. appl. Phys.* **33**, No. 3 (suppl), 1042 (1962). Materiały nadprzewodzące i silne pola magnetyczne.
- [17\*\*] J. E. Kunzler i M. Tanenbaum, *Sci. American* **206**, 60 (1962). Magnesy nadprzewodzące.
- [18\*\*] F. E. Luborsky, *Electro-Technol.* No 3, 107 (1962). Magnesy nadprzewodzące.
- [19\*\*] K. Mendelssohn, *Cryogenics*, **3**, 129 (1963). Modele nadprzewodnictwa.
- [20\*\*] E. Saur, *Metall* **16**, 380 (1962). O możliwości praktycznego zastosowania nadprzewodnictwa.
- [21\*\*] D. A. Watt, *UK Atomic Energy Authority AERE Mem. M. 1207* (1963). Wytwarzanie pól magnetycznych przy pomocy nadprzewodników.
- [22\*\*] *Proc. Int. Conf. on the Science of Superconductivity held at Colgate University*, Hamilton, New York, 26—29 August 1963. *Rev. Mod. Phys.*, **36**, No 1 (part 1), (1964).

*K. Grotowski*

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego  
Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie

## Optyczny model oddziaływania cząstek z jądrami atomowymi

### I. Ogólne zależności w modelu optycznym

Zjawiska elastycznego rozpraszania nukleonów, a także cięższych cząstek na jądram atomowych, opisywane są optycznym modelem oddziaływania. Wielkim sukcesem tego modelu było wyjaśnienie oscylacyjnego kształtu krzywych rozkładów kątowych w elastycznym rozpraszaniu nukleonów. Przez jakiś czas w centrum uwagi znajdowały się zagadnienia jego fizycznych podstaw, oraz powiązania z teorią wielu ciał. Obecnie zainteresowanie przesuwa się w kierunku uwzględnienia efektów struktury jąder atomowych, nakładających się na uśredniony potencjał optyczny, oraz w kierunku jego praktycznych zastosowań w innych dziedzinach fizyki jądrowej. Parametry potencjału optycznego ustala się na ogół fenomenologicznie. Jednakże badania, prowadzone w tej dziedzinie w ostatnich latach, pozwoliły zrozumieć charakter zależności tych parametrów od energii bombardujących cząstek i rodzaju bombardowanych jąder atomowych.

#### Potencjał optyczny

Model optyczny opisuje zjawiska elastycznego rozpraszania cząstek. Posługując się terminologią wprowadzoną przez Wignera, Eisenbuda [1] oraz Breita [2] możemy powiedzieć, że model optyczny zajmuje się wyłącznie zjawiskami zachodzącymi w wejściowym kanale reakcji.

Zderzenie cząstki  $a$  z jądrem  $A$  może zapoczątkować różne procesy (rys. 1).

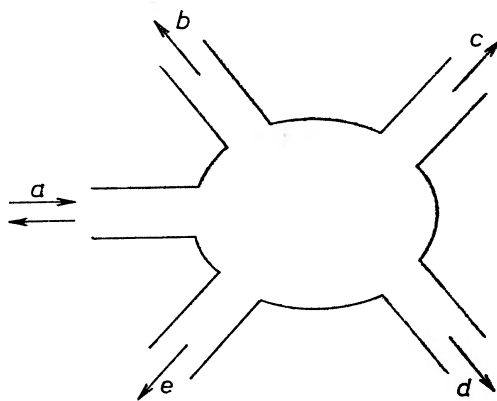
$A + a$       elastyczne rozpraszanie

$$a + A = \left. \begin{array}{l} B + b \\ C + c \\ \text{---} \end{array} \right\} \text{procesy nieelastyczne.} \quad (1)$$

Każdą powstającą w reakcji jądrowej parę — wylatująca cząstka, jądro — nazywamy kanałem wyjściowym reakcji. Kanał reakcji charakteryzuje się określonym stanem energetyczno-kwantowym. Parę  $A + a$  nazywamy kanałem wejściowym reakcji, a reakcję  $a + A = A + a$  elastycznym rozpraszaniem. Jest



to jedyny wypadek, w którym kanał wejściowy jest jednocześnie kanałem wyjściowym reakcji. Rozpraszanie elastyczne zachodzi na ogół na powierzchni jądra (*shape elastic scattering — SES*). Wszystkie zjawiska prowadzące do kanałów wyjściowych reakcji, różnych od wejściowego, nazywamy procesami nieelastycznymi. Każdy proces nieelastyczny powoduje zniknięcie cząstki  $a$  z kanału wejściowego reakcji. Ta absorpcja może pochodzić od bezpośredniego oddziaływania cząstki bombardującej z jednym nukleonem lub z izolowaną grupą nukleonów wewnątrz materii jądrowej. Jest to reakcja bezpośredniego oddziaływania. Jeśli zaabsorbowana cząstka przekaże swą energię praktycznie wszystkim nukleonom jądra, mamy do czynienia z reakcją idącą przez jądro



Rys. 1. Kanały reakcji

złożone. Takie jądro przypomina kroplę wrzącej cieczy i „wyparowuje“ cząstki o zbliżonym, do maxwellowskiego, rozkładzie energii. Zawsze istnieje pewne skończone prawdopodobieństwo wyparowania cząstki  $a$  o energii równej energii pierwotnej cząstki bombardującej. Pojawienie się takiej cząstki w wejściowym kanale reakcji odpowiada zjawisku elastycznego rozpraszania idącego przez jądro złożone (*compound elastic scattering — CES*). Wobec dużej liczby wyjściowych kanałów reakcji, otwartych dla wyemitowania cząstki z jądra złożonego, zjawisko *CES* jest na ogół mało prawdopodobne.

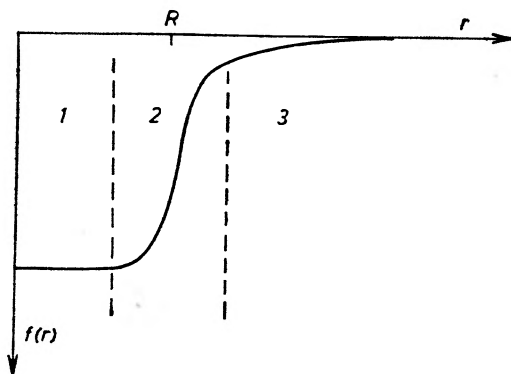
Procesy przebiegające w wejściowym kanale reakcji przypominają losy wiązki światła padającej na zamgloną kryształową kulę. Ulega ona rozpraszaniu na kuli, a częściowo absorpcji w półprzezroczystym ośrodku. Wykorzystaniem tej analogii jest optyczny model oddziaływania cząstek z jądrami atomowymi, traktowanymi jak kule o ograniczonej przezroczystości. Można zrealizować ten warunek częściowej przezroczystości przypisując jądra atomowemu zespolony potencjał

$$V(r) = U(r) + iW(r). \quad (2)$$

Oddziałując z tym potencjałem cząstka ulega zarówno rozpraszaniu, jak i pochłanianiu, przy czym za pochłanianie odpowiedzialna jest urojona część potencjału.

Zespolony potencjał modelu optycznego uśrednia oddziaływania poszczególnych nukleonów jądra z padającą cząstką i poszczególnych nukleonów między sobą. Podobną sytuację widzimy w modelu powłokowym i potencjał optyczny można uważać za ekstrapolację uśrednionego potencjału modelu powłokowego na obszar dodatnich energii [3]. Oszacowana na tej drodze głębokość rzeczywistej części potencjału optycznego daje dla oddziaływania nukleonów z jądrami atomowymi wartość około 50 MeV.

Kształt dołu rzeczywistej części potencjału optycznego daje się również wypośrodkować na drodze ogólnych rozważań. Wewnątrz jądra, dla małych  $r$ , potencjał powinien być stały, podobnie jak gęstość materii jądrowej (obszar 1 na rys. 2). Natomiast w okolicy powierzchni jądra potencjał powinien zmieniać się podobnie do krzywej rozkładu gęstości materii jądrowej  $\rho(r)$  (obszar 2).



Rys. 2. Kształt rzeczywistej części potencjału optycznego

Na dużych odległościach eksponencjalny spadek potencjału optycznego sugerowany jest podobnym zachowaniem się potencjału oddziaływania nukleon-nukleon (obszar 3). Powyższy przebieg rzeczywistego potencjału  $U(r)$  można przedstawić przez zastosowanie w sposób zaproponowany przez Saxona i Woodsa [4] funkcji Fermiego kształtującej potencjał

$$U(r) = Uf(r), \text{ gdzie } f(r) = \frac{1}{1 + \exp \frac{r-R}{a}}, \quad (3)$$

przy czym  $R = r_0 \sqrt[3]{A}$  jest promieniem jądra,  $A$  — jest liczbą masową jądra,  $a$  — jest parametrem rozmycia, charakteryzującym rozmycie powierzchniowej części potencjału  $U(r)$ . Przegląd innych możliwych form funkcji  $f(r)$  można znaleźć w artykule Feshbacha [5]. Różne typy funkcji  $f(r)$  są równoważne, jeśli dają równą efektywną grubość powierzchniowej części potencjału.

Głębokość dołu urojonej części potencjału optycznego daje się oszacować z wielkości przekroju czynnego na zderzenie nukleon-nukleon, przy uwzględnieniu zakazu Pauliego. Obliczenia prowadzone metodami teorii wielu ciał dają dla oddziaływania nukleonów z jądrami wielkość rzędu 10 MeV [45]. Kształt

dołu urojonego potencjału jest trudniejszy do ustalenia ze względu na niezupełnie wyjaśnioną rolę zakazu Pauliego w oddziaływaniu cząstek z jądrami. Opisana urojonym potencjałem absorpcja cząstki wiąże się zawsze z przekazaniem energii i pędu jakiemuś nukleonowi jądra lub kolektywnym stopniom swobody jądra. To przekazanie energii i pędu może być znacznie ograniczone wewnątrz jądra właśnie przez zakaz Pauliego. Analiza danych doświadczalnych dla rozpraszania cząstek średnich energii, neutronów [6], protonów [7], a ostatnio również deuteronów [8, 9] na jądrach atomowych przemawia za ułożeniem obszaru absorpcji głównie na powierzchni jądra. Absorpcja objętościowa zaczyna odgrywać rolę dopiero dla wyższych energii cząstek bombardujących. Również obliczenia prowadzone metodą teorii wielu ciał wskazują na powierzchniowy charakter absorpcji [45]. Trudno zdecydować w chwili obecnej, jaki specjalny kształt powierzchniowego potencjału urojonego daje najlepsze wyniki. Z uwagi na najmniejszą liczbę swobodnych parametrów najczęściej stosuje się potencjał kształtu

$$W(r) = W \cdot 4a \frac{df(r)}{dr}, \quad (4)$$

gdzie  $f(r)$  jest dane wzorem (3), a czynnik  $4a$  normalizuje funkcję  $4a \frac{df}{dr}$  do jedności, dla  $r = R$ .

Rozszerzenie stosowalności modelu optycznego na wszystkie zjawiska związane z rozpraszaniem neutronów oraz cząstek naładowanych pociąga za sobą dalsze skomplikowanie formy potencjału optycznego. Cząstki naładowane wymagają wprowadzenia potencjału kulombowskiego. Wydaje się, że rozkład gęstości ładunków elektrycznych w jądrze nie wpływa specjalnie na warunki rozpraszania [4, 10]. Zwykle używa się tutaj potencjału równomiernie naładowanej kuli o promieniu  $R_c = \sqrt[3]{A}$ .

Dla opisanego spinowych zależności w rozpraszaniu nukleonów, Fermi wprowadził do potencjału optycznego spinowy człon, typu Thomasa [11], który może mieć ogólną postać

$$V_{sl}(r) = \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 (U_{sl} + iW_{sl}) \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \sigma \cdot l, \quad (5)$$

gdzie  $\sigma$ ,  $l$  są operatorami spinu i krętu orbitalnego, a  $\frac{\hbar}{\mu c}$  jest długością fali

Comptona dla mezonu  $\pi$ , przy czym  $\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 = 2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ .

Funkcja  $\frac{df(r)}{dr}$  określa powierzchniowy charakter tego potencjału. Urojona część potencjału  $W_{sl}$  może się pojawiać w potencjale w wyniku istnienia różnic w gęstości poziomów energetycznych jądra o krętach całkowitych  $l + \frac{1}{2}$  i  $l - \frac{1}{2}$ . Analiza danych eksperymentalnych dla polaryzacji w rozpraszaniu protonów [12] sugeruje, że  $W_{sl}$  jest w każdym razie mniejsze od 1 MeV. Narzucona warunkami niezmienniczości forma  $V_{sl}(r)$  oddziaływania cząstek o spinie  $\frac{1}{2}$  z jądrami

tarczy o spinie zero przybiera znacznie bardziej skomplikowaną postać, gdy jądra tarczy mają spin różny od zera. W zależności od spinu części potencjału mogą się pojawić wtedy nowe człony, jak

$$\sigma \cdot \mathbf{I}, \mathbf{l} \cdot \mathbf{I}, (\sigma \cdot \mathbf{I})(\mathbf{l} \cdot \mathbf{I}), (\sigma \cdot \mathbf{p})(\mathbf{l} \cdot \mathbf{p}), (\sigma \cdot \mathbf{r})(\mathbf{l} \cdot \mathbf{r}), \quad (6)$$

gdzie  $\mathbf{p}$  oznacza pęd cząstek bombardujących,  $\mathbf{I}$  spin jądra tarczy. Dla rozpraszania przy wysokich energiach człony te powinny być, jak się wydaje, około  $A$  razy mniejsze od członu Thomasa [5]. Wykrycie innych oddziaływań, poza sprzężeniem spin-orbita, np. przez pomiar polaryzacji nukleonów na podobnych jądrach o bardzo dużej różnicy spinu  $\mathbf{I}$ , jest właściwie do dzisiaj sprawą otwartą.

Przedstawiona wyżej forma spinowego członu potencjału może być stosowana wyłącznie dla rozpraszania cząstek ze spinem  $\frac{1}{2}$ . Dla cząstek o spinie 1 człon potencjału zależny od spinu będzie jeszcze bardziej skomplikowany [13].

Możemy teraz napisać kompletne wyrażenie dla optycznego potencjału, np. dla wypadku rozpraszania protonów. Będzie ono miało postać:

$$V(r) = U_c(r) + Uf(r) + iWk(r) + (U_{sl} + iW_{sl}) \left( \frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \sigma \cdot \mathbf{l}, \quad (7)$$

gdzie  $U_c(r)$  — potencjał kulombowski,  $f(r)$  — funkcja kształtująca typu Sazona Woodsa (3),  $k(r) = Cf(r) + D \frac{df(r)}{dr}$ ,  $C, D$  — współczynniki określające udział powierzchniowej i objętościowej absorpcji.

Powyższy potencjał zawiera kilka parametrów, których dokładne wartości można znaleźć przez porównanie z eksperymentem. W tym celu należy wyliczyć dla danego przypadku wielkości: różniczkowy przekrój czynny  $\sigma(\theta)$ , polaryzację  $P(\theta)$ , całkowity przekrój czynny na reakcję  $\sigma_R$ , a dla neutronów również tzw. całkowity przekrój czynny  $\sigma_T$ <sup>1</sup>. Procedura tych obliczeń wygląda następująco [14, 15].

Strumień padających cząstek opisuje się falą płaską  $e^{ikz}$ , którą można rozłożyć na szereg fal kulistych, zbieżnych i rozbieżnych. Dla dużych  $kr$

$$e^{ikz} \approx \frac{\pi^{1/2}}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} \sqrt{2l+1} i^{l+1} \{ e^{-i(kr-\frac{1}{2}l\pi)} - e^{i(kr-\frac{1}{2}l\pi)} \} Y_{l,0} \quad (8)$$

$Y_{l,0}$  — funkcja sferyczna harmoniczna,  $l$  — odpowiada różnym wartościom krętu orbitalnego,  $k$  — liczba falowa cząstki.

Jeśli na drodze strumienia cząstek umieścimy jądro atomowe, część fali płaskiej rozproszy się na nim. Stanie się ono źródłem rozchodzącej się fali,

<sup>1</sup> Całkowity przekrój czynny  $\sigma_T$ , który jest sumą przekroju czynnego na reakcje i na elastyczne rozpraszanie, może być mierzony tylko dla neutronów. Dla protonów wielkość ta dąży do nieskończoności, ze względu na kulombowskie oddziaływanie.

która będzie interferować z pierwotną falą płaską. W wyniku tej interferencji zmieniają się przesunięcia fazowe i amplitudy poszczególnych rozbieżnych cząstkowych fal kulistych, wchodzących w skład pierwotnej fali płaskiej. Wypadkowa funkcja falowa przybierze dla dużych  $kr$  postać

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{\pi^{1/2}}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} \sqrt{2l+1} i^{l+1} \{ e^{-i(kr - \frac{1}{2}l\pi)} - \eta_l e^{i(kr - \frac{1}{2}l\pi)} \} Y_{l,0} \quad (9)$$

$\eta_l$  — zespolony współczynnik przesunięcia fazowego.

Związane z elastycznym rozpraszaniem obserwabne, takie jak  $\sigma(\theta)$ ,  $P(\theta)$ ,  $\sigma_R$  można przedstawić w postaci funkcji przesunięć fazowych  $\eta_l$ .

Aby znaleźć współczynniki  $\eta_l$  musimy rozwiązać równanie Schrödingera dla cząstki poruszającej się wewnątrz jądra, w polu potencjału optycznego. Otrzymaną wewnątrz jądra funkcję falową zszycamy dla każdej wartości  $l$  z funkcją falową poza jądrem (wyrażenie (9)) i wyliczamy odpowiednie  $\eta_l$ . Powyższe obliczenia, a zwłaszcza całkowanie równania Schrödingera są bardzo uciążliwe i wymagają użycia elektronowych maszyn liczących. W wypadku występowania różnego od zera potencjału spin-orbita, równanie Schrödingera wewnątrz jądra rozpada się na dwa równania, odpowiadające dwom możliwym wartościom całkowitego krętu rozpraszanej cząstki  $j = l \pm \frac{1}{2}$ , a zszycie na powierzchni jądra daje odpowiednio dwa szeregi wartości  $\eta_l^{(+)}$  i  $\eta_l^{(-)}$ .

Wyliczone z modelu optycznego  $\sigma(\theta)$ ,  $P(\theta)$ ,  $\sigma_R$ , ewentualnie  $\sigma_T$ , porównuje się teraz z danymi doświadczalnymi. Jeśli zgodność nie jest zadowalająca, powtarza się obliczenia z inną grupą parametrów potencjału optycznego. Istnieją automatyczne programy opracowane dla elektronowych maszyn liczących, które same zmieniają wartości parametrów potencjału optycznego. Jakość dopasowania rezultatów obliczeń do danych doświadczalnych ocenia się metodą najmniejszych kwadratów.

### Ogólne zależności w potencjale optycznym

Analiza wyników dużej liczby eksperymentów, wykonanych w ostatnich latach dla elastycznego rozpraszania cząstek na jądrach atomowych, pozwoliła zgromadzić dużo danych liczbowych o wartościach parametrów potencjału optycznego dla różnych jąder i różnych energii cząstek bombardujących. Najobszerniejszy materiał zgromadzono dla elastycznego rozpraszania nukleonów, i nimi zajmować się będziemy w tym miejscu.

Istnienie wielu rodzin różnych potencjałów optycznych równie dobrze reprodukcujących wyniki eksperymentalne, oraz pewne regularne zależności od  $A$ ,  $Z$  i  $E$  w ramach każdej rodziny, oto dwie rzucające się w oczy własności parametrów potencjału optycznego. Wieloznaczność w określaniu parametrów potencjału optycznego wiąże się ze słabą zależnością zjawisk rozpraszania od kształtu funkcji falowej rozpraszanych cząstek wewnątrz jądra atomowego.

Widzieliśmy, że współczynniki przesunięć fazowych  $\eta_l$ , decydujące o wartościach  $\sigma(\theta)$ ,  $P(\theta)$ ,  $\sigma_R$  czy  $\sigma_T$  otrzymujemy z warunków zszycia funkcji falowych na powierzchni jądra.

Długość fali de Broglie'a cząstki wewnątrz jądra zależy od początkowej energii cząstki i od głębokości przyjętego potencjału.

Załóżmy na początek, że przy danej energii cząstek bombardujących, liczba całkowitych długości fali  $\lambda$ , układających się na średnicy dołu potencjału, jest stała. Powinno to jednoznacznie określić warunki zszycia na powierzchni jądra. Wtedy

$$\frac{R}{\lambda} = \text{const} \quad \text{czyli} \quad R \sqrt{\frac{2M(E+U)}{\hbar^2}} = \text{const}$$

$M$  — masa bombardującej cząstki. Jeśli  $E \ll |U|$  dostajemy

$$UR^2 = \text{const} . \quad (10)$$

Dla większych  $E$  otrzymujemy [35]

$$UR^n = \text{const} \quad n = 2 \left( 1 + \frac{E}{U} \right) . \quad (11)$$

Tak więc różne potencjały spełniające zależność (10) lub (11) są równoważne.

Formuła (11) została wyprowadzona dla potencjału typu prostokątnego dołu. Wydaje się, że dla dołu z zaokrąglonymi brzegami sytuacja jest nieco inna. Wieloznaczność spowodowana jest tutaj głównie małą dokładnością pomiarów krzywych  $\sigma(\theta)$  i  $P(\theta)$  i wobec tego dużym błędem w wyznaczaniu parametrów potencjału. Według Perey'a i Bucka [16] wystarczyłaby tu dokładność  $\pm 1\%$ , aby wieloznaczność typu (11) całkowicie zlikwidować. Naturalnie wieloznaczność ta znika, gdy ustalimy  $R$  posługując się np. wynikami rozpraszania elektronów na jądrach atomowych. Również porównanie teoretycznej i doświadczalnej wartości  $\sigma_R$  pomaga w jej usunięciu.

Wydaje się, że wieloznaczność typu (11) znaleziono również dla potencjału urojonego  $W$  i jego współczynnika rozmycia [19].

Rodzinę równoważnych potencjałów optycznych można również otrzymać na innej drodze [37]. Wystarczy, jeśli potencjały te dostarczą funkcji falowych, które wewnątrz jądra będą się różniły jedynie liczbą połówek długości fali, a których przebieg na powierzchni jądra będzie podobny. Prawdopodobnie wieloznaczność tego typu można również wyeliminować zwiększeniem dokładności w wyznaczaniu parametrów potencjału. Dla przypadku rozpraszania nukleonów na jądrach, głębokość dołu potencjału może być jednoznacznie wybrana, jeżeli skorzystamy z powiązań między modelem optycznym a powłokowym.

Jeśli szczęśliwie uporaliśmy się z wieloznacznością w znajdowaniu wartości parametrów potencjału optycznego, możemy zająć się zachowaniem się tych parametrów dla różnych  $A$ ,  $Z$  i  $E$ . Obok dość wyraźnego zmniejszania się potencjału  $U$  z rosnącą energią  $E$  cząstek rozpraszanych, można zauważyć

znacznie bardziej skomplikowane zależności parametrów potencjału od  $A$  i  $Z$  jąder tarczy. Można dokładniej określić ich przebieg, jeśli uwzględnimy w modelu optycznym następujące efekty:

- a) nielokalność potencjału,
  - b) zależność od spinu izotopowego,
  - c) wpływ potencjału kulombowskiego (dla rozpraszania protonów),
  - d) wpływ silnego sprzężenia kanałów elastycznego i nieelastycznego rozpraszania,
  - e) wpływ innych czynników związanych ze strukturą jąder atomowych.
- Jakkolwiek ustalenie ogólnej formy potencjału optycznego odbywa się głównie fenomenologicznie, zrozumienie mechanizmu zależności tego potencjału od wszystkich zmiennych jest koniecznym warunkiem potrzebnym dla jego napisania.

### Nielokalność potencjału optycznego

Potencjał optyczny dla oddziaływania nukleonów powstaje w wyniku sumowania dwunukleonowych oddziaływań w materii jądrowej<sup>2</sup>. Ze względu na te oddziaływania energia cząstki w punkcie  $\mathbf{r}$  zależy nie tylko od warunków panujących w punkcie  $\mathbf{r}$ , lecz również od kształtu funkcji falowej w innych punktach  $\mathbf{r}'$  leżących w tzw. obszarze nielokalności otaczającym punkt  $\mathbf{r}$  [3]. Średnica tego obszaru nie przekracza, jak się okazuje, dwóch fermi. Sytuacja powyższa może być opisana tzw. nielokalnym potencjałem  $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , którego działanie na funkcję falową  $\psi(\mathbf{r})$  przedstawia całka

$$\int V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (12)$$

Nielokalny potencjał  $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  można zastąpić efektywnym lokalnym potencjałem zależnym od pędu. Aby to prosto pokazać, rozpatrzmy sytuację panującą w nieskończonym ośrodku wypełnionym materią jądrową. Porusza się w nim nukleon o masie  $M$ . Ruch nukleonu opisany będzie równaniem Schrödingera

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \psi(\mathbf{r}) + \int V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = E \psi(\mathbf{r}). \quad (13)$$

Zrobimy teraz dalsze uproszczenie i założymy, że biegnący nukleon może być opisany falą płaską  $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ . Teraz równanie Schrödingera przybierze postać

$$\frac{p^2}{2M} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \int V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r}' = E e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

stąd

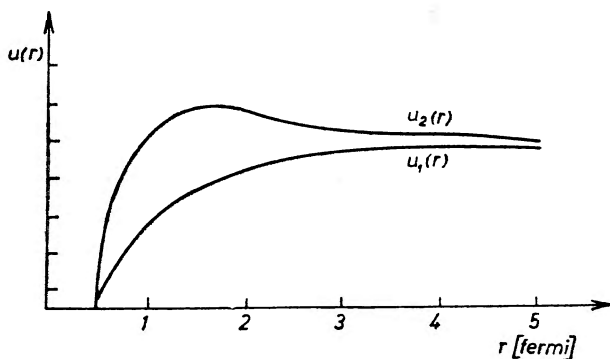
$$E = \frac{p^2}{2M} + \int V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}'-\mathbf{r})} d\mathbf{r}'. \quad (14)$$

<sup>2</sup> Trzynukleonowe oddziaływania w materii jądrowej są mało prawdopodobne [17].

Ponieważ  $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  jest potencjałem panującym w nieskończonym ośrodku, nie może on zależeć od położenia  $\mathbf{r}$  w całej przestrzeni, lecz tylko od położenia w obszarze nielokalności  $\mathbf{r}' - \mathbf{r}$ . Możemy więc zamiast  $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  napisać  $V(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$  i teraz widać, że wyrażenie  $\int V(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) e^{ik(\mathbf{r}' - \mathbf{r})} d\mathbf{r}'$  jest transformatą fourierowską potencjału  $V(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$ . Możemy napisać

$$\int V(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) e^{ik(\mathbf{r}' - \mathbf{r})} d\mathbf{r}' = V(p) \quad (15)$$

$V(p)$  zajmuje we wzorze (14) miejsce energii potencjalnej, tak więc można  $V(p)$  uważać za potencjał lokalny zależny od pędu. Zależność od pędu jest równoważna zależności od energii. Wyliczone fenomenologicznie głębokości dołów potencjału optycznego dla oddziaływania nukleonów z jądrami wykazują wyraźny spadek ze wzrostem energii bombardujących cząstek. Można podać uproszczone i jakościowe objaśnienie tego zjawiska. Odwołamy się tu do specy-



Rys. 3. Funkcja falowa opisująca oddziaływanie pary nukleonów  $u_1(r)$  — w próżni,  $u_2(r)$  — w materii jądrowej

ficznych warunków panujących w materii jądrowej. Jak już mówiliśmy, potencjał optyczny powstaje w wyniku sumowania dwunukleonowych oddziaływań biegnącego nukleonu z poszczególnymi nukleonami w jądrze. Jeśli dwa nukleony spotykają się w próżni, ich wzajemne zbliżenie ograniczone jest zjawiskami rozpraszania. Jak wynika z teorii wielu ciał dwa nukleony mają w materii jądrowej większą szansę wzajemnego zbliżenia się niż w próżni. Szansa ta jest tym większa, im mniejszy jest pęd, a więc i energia wzajemnego ruchu. Powyższą sytuację dobrze ilustruje rysunek 3, przedstawiający funkcję falową  $u(r)$  opisującą względny ruch dwóch nukleonów w zależności od ich wzajemnej odległości  $r$  [18]. W wyniku bardzo silnego odpychania występującego między nukleonami na małych odległościach, dla małych wartości  $r$  rzędu 0,5 fermi funkcja  $u(r)$  spada do zera. Dla większych  $r$  funkcja  $u_1(r)$  opisująca ruch nukleonów w próżni jest stale mniejsza niż  $u_2(r)$  opisująca ruch dwu nukleonów w materii jądrowej. Powróćmy teraz do optycznego modelu oddziaływania. Przy większych energiach padających cząstek warunki oddziaływania tych cząstek z nukleonami jądra będą bardziej zbliżone do warunków



oddziaływania pary nukleonów w próżni. W związku z tym, chwilowa, lokalna gęstość materii jądrowej wokół biegnącej cząstki będzie mniejsza, co pociągnie za sobą zmniejszenie się głębokości dołu potencjału.

Napiszmy jeszcze raz równanie Schrödingera dla wypadku rozpraszania cząstki, np. neutronu, nielokalnym potencjałem bez części zależnej od spinu [15]

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2\psi(\mathbf{r}) + \int_0^\infty V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\psi(\mathbf{r}')d\mathbf{r}' = E\psi(\mathbf{r}). \quad (16)$$

Aby otrzymać radialną formę równania falowego, rozwińmy funkcje  $\psi(\mathbf{r})$ ,  $\psi(\mathbf{r}')$  oraz nielokalny potencjał na szeregi funkcji sferycznych harmonicznych

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{r}) &= \sum_{l,m} \frac{u_l(r)}{r} i^l Y_l^m(\mathbf{r}) \\ \psi(\mathbf{r}') &= \sum_{l,m} \frac{u_l(r')}{r'} i^l Y_l^m(\mathbf{r}') \\ V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \sum_l \frac{2l+1}{4} \frac{k_l(r, r')}{rr'} P_l(\cos\theta). \end{aligned} \quad (17)$$

$\theta$  jest kątem zawartym między  $\mathbf{r}$  i  $\mathbf{r}'$ , a  $P_l(\cos\theta)$  — wielomianem Legendre'a. Dostaniemy teraz równanie Schrödingera w postaci radialnej

$$\frac{\hbar^2}{2M} \left( \nabla^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) u_l(r) + E u_l(r) + \int_0^\infty k_l(r, r') u_l(r') dr' = 0. \quad (18)$$

Jeśli znamy formę nielokalnego potencjału  $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , możemy wyliczyć funkcję  $k_l(r, r')$

$$k_l(r, r') = 2\pi r r' \int_{-1}^{+1} V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') P_l(\cos\theta) d(\cos\theta). \quad (19)$$

Dla niezbyt wielkiego obszaru nielokalności najwygodniej używać potencjału kształtu [16]

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = V \left( \frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2} \right) \frac{1}{(\pi\beta^2)^{3/2}} \exp \left\{ - \left( \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{\beta} \right)^2 \right\}, \quad (20)$$

gdzie  $\beta$  jest promieniem nielokalności.

Ponieważ  $\beta$  jest małe,  $\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2} \approx \mathbf{r}$ , a więc

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = V(\mathbf{r}) \frac{1}{(\pi\beta^2)^{3/2}} \exp \left\{ - \left( \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{\beta} \right)^2 \right\}. \quad (21)$$

$V(\mathbf{r})$  jest zwykłym zespolonym lokalnym potencjałem optycznym, a reszta wyrażenia jest funkcją Gaussa z maksimum dla  $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ . Znając  $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  wyliczamy funkcję  $k_l(r, r')$  i teraz powinniśmy rozwiązać różniczkowo-całkowe równanie (18), aby po wyliczeniu funkcji  $u_l(r)$  z warunków zszycia na powierzchni

jądra znaleźć współczynniki przesunięć fazowych. Bezpośrednie rozwiązanie równań (18) wymaga użycia bardzo szybkich, elektronowych maszyn liczących. Zrobiono to dla wypadku rozpraszania neutronów [16]. Znacznie częściej używano metod przybliżonych, redukujących równania różniczkowo-całkowe do równań różniczkowych. Najbardziej popularne jest tzw. przybliżenie efektywnej masy [20]. Całkę z równania (18) rozwijamy tutaj w szereg potęgowy promienia nielokalności  $\beta$  i ograniczamy się do drugiej potęgi  $\beta$ .

$$\int_0^{\infty} k_l(r, r') u_l(r') dr' = V(r) u_l(r) + \frac{\beta^2}{4} \left\{ V(r) \frac{d^2 u_l(r)}{dr^2} + V'(r) \frac{du_l(r)}{dr} + \left[ \frac{1}{4} V''(r) - \frac{1}{2r} V'(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} V(r) \right] u_l(r) \right\}. \quad (22)$$

Równanie radialne (18) przybierze teraz postać

$$-\frac{\hbar^2}{8} \left( \nabla_r^2 \frac{1}{M(r)} + \frac{d}{dr} \frac{1}{M(r)} \frac{d}{dr} + \frac{1}{M(r)} \nabla_r^2 \right) \frac{u_l(r)}{r} + \left( \frac{\hbar^2 l(l+1) M(r)}{2r^2} + V(r) - E \right) \frac{u_l(r)}{r} = 0 \quad (23)$$

$$M(r) = \frac{M_0}{1 - \frac{\beta^2 M_0}{2\hbar^2} V(r)}$$

$$\nabla_r^2 \equiv \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d}{dr} \right).$$

Funkcję  $M(r)$  nazywa się efektywną masą, a równanie (23) jest radialną częścią równania falowego (24) opisującego ruch cząstki o zmiennej masie

$$\frac{1}{8} \left( p^2 \frac{1}{M(r)} + p \frac{2}{M(r)} p + \frac{1}{M(r)} p^2 \right) \psi(r) + (V(r) - E) \psi(r) = 0. \quad (24)$$

Można pokazać, że przybliżenie efektywnej masy prowadzi do liniowej zależności potencjału optycznego od energii kinetycznej lub od kwadratu pędu [44]

$$V(p) = V + bp^2. \quad (25)$$

### Zależność od spinu izotopowego

Wielu autorów [21, 22] zwracało uwagę na możliwą zależność rzeczywistej części optycznego potencjału od współczynnika symetrii  $\frac{N-Z}{A}$ , podobnie jak to ma miejsce dla energii wiązania jąder atomowych.

Dopiero jednak Lane [23] pokazał, że zależność tę można wyrazić zupełnie ogólnie wzorem

$$V = V_0 + \frac{\mathbf{t} \cdot \mathbf{T}}{A} V_1, \quad (26)$$

gdzie  $\mathbf{t}$  i  $\mathbf{T}$  są wektorami spinu izotopowego bombardującej cząstki i jądra tarczy. Według Lane'a ten człon symetrii wynika z zupełnie prostego modelu jądra, jako rezultat sumowania poszczególnych dwucząstkowych sił Heisenberga wyśredniowanych po energiach odpowiadających gazowi Fermiego. Aby obliczyć liczbową wartość współczynnika stojącego przed potencjałem  $V_1$ , należy znaleźć wartości własne operatora  $\mathbf{t} \cdot \mathbf{T}$ . Podobnie jak to się robi dla operatora sprzężenia spinu z krętem orbitalnym skorzystamy tu z prostej zależności

$$(\mathbf{t} + \mathbf{T})^2 = \mathbf{t}^2 + 2\mathbf{t} \cdot \mathbf{T} + \mathbf{T}^2$$

stąd

$$\mathbf{t} \cdot \mathbf{T} = \frac{1}{2}[(\mathbf{t} + \mathbf{T})^2 - \mathbf{t}^2 - \mathbf{T}^2]. \quad (27)$$

Operator  $(\mathbf{t} + \mathbf{T})^2$  odpowiadający całkowitemu spinowi izotopowemu układu — rozpraszana cząstka, jądro — posiada wartości własne  $T'(T'+1)$ , gdzie  $T' = T \pm \frac{1}{2}$ . Wartości własne operatorów  $\mathbf{t}^2$  i  $\mathbf{T}^2$  wynoszą odpowiednio  $\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)$  oraz  $T(T+1)$ .

Tak więc dla  $T' = T + \frac{1}{2}$      $\mathbf{t} \cdot \mathbf{T} = \frac{1}{2}T$

natomiast dla  $T' = T - \frac{1}{2}$      $\mathbf{t} \cdot \mathbf{T} = -\frac{1}{2}(T+1)$ .

Oznaczmy przez  $m$ ,  $M$  i  $M'$  składowe izospinów  $t$ ,  $T$  i  $T'$  równe zgodnie z ich definicją  $\pm \frac{1}{2}$ ,  $\frac{N-Z}{2}$  oraz  $\frac{N+2m-Z}{2}$ . Jak to pokazali Lane i Soper [24],

dla jąder z określonym izospinem można położyć z wystarczającą dokładnością

$$T = M = \frac{N-Z}{2}. \text{ Jeśli rozpraszanyimi cząstkami są neutrony } M' = \frac{N+1-Z}{2},$$

taką wartość składowej wektora  $T'$  można otrzymać tylko dla  $T' = T+1$ .

Inaczej przedstawia się sprawa rozpraszania protonów, gdzie wartość  $M' = \frac{N-1-Z}{2}$  można otrzymać z dwu różnych złożań wektorów  $\mathbf{T}$  i  $\mathbf{t}$ , a mianowicie

$T' = T \pm \frac{1}{2}$ . Potencjał optyczny dla protonów otrzymuje się więc przez wyśredniowanie dwu różnych wartości odpowiadających dwom różnym stanom izospinowym  $T' = T \pm \frac{1}{2}$ . Oba te stany są reprezentowane przez wagi statystyczne  $(T_0 M \frac{1}{2} m | T' M')^2$  odpowiadające kwadratowi amplitud funkcji falowych opisujących te dwa stany izospinowe<sup>3</sup>. Jeżeli  $V(T, T')$  oznaczać będzie potencjał związany z określonym stanem izospinowym  $T' = T \pm \frac{1}{2}$ , wówczas proces wyśredniowania po dwu różnych wartościach izospinu  $T'$  można przeprowadzić zgodnie ze wzorem

$$V = \sum_{T'=T \pm \frac{1}{2}} (T_0 M \frac{1}{2} m | T' M')^2 V(T, T'). \quad (28)$$

<sup>3</sup> Są to kwadraty współczynników Clebsha-Gordana.

Prowadzi to ostatecznie do następującej formy potencjału dla rozpraszania neutronów i protonów

$$V_n = V_0 + \frac{N-Z}{4A} V_1 \quad (29)$$

$$V_p = V_0 - \frac{N-Z}{4A} V_1.$$

Te wzory pozostają w mocy również dla przypadku, gdy stan podstawowy jądra tarczy jest mieszaniną różnych spinów izotopowych.

Zależność potencjału optycznego od spinu izotopowego tłumaczy takie doświadczalne fakty, jak większa głębokość dołu potencjału dla rozpraszania protonów niż dla neutronów, różnice w głębokości potencjału dla sąsiednich izobarów i izotopów itp.

Fakt występowania dwóch składowych potencjału dla rozpraszania protonów  $V(T, T' \pm \frac{1}{2})$  ma formalnie biorąc dość poważne fizyczne konsekwencje. Podobnie jak w wypadku występowania w potencjale optycznym członu zależnego od sprzężenia spin-orbita  $\sigma \cdot l$ , równanie Schrödingera wewnątrz jądra rozpadnie się tutaj na dwa równania, które dadzą niezależne warunki zszycia na powierzchni jądra, partycypujące, niezależnie z określonymi wagami statystycznymi, do ostatecznych wartości  $\sigma(\theta)$ ,  $P(\theta)$  oraz  $\sigma_R$ . Sytuacja jeszcze bardziej się komplikuje, jeśli w potencjale oddziaływania pojawi się człon oddziaływania kulombowskiego  $V_c$ . Wówczas

$$V = V_0 + t \cdot T V_1 + (\frac{1}{2} - m) V_c, \quad (30)$$

a dwa równania Schrödingera dla funkcji falowej protonu wewnątrz jądra, odpowiadającej dwóm stanom izospinowym  $T' = T \pm \frac{1}{2}$ , są wzajemnie sprzężone i mogą być rozwiązane tylko dość skomplikowanymi metodami matematycznymi. Na szczęście wydaje się [25], że w ramach wymaganych dokładności można posługiwać się średnim potencjałem (29), bez uwzględnienia rozszczepienia związanego z izospinem.

Zależność potencjału od izospinu padającej cząstki wiąże się, jak mówiliśmy, z siłami Heisenberga wymieniającymi ładunek elektryczny między dwoma nukleonami. Dzięki temu, można zastosować model optyczny dla wyliczenia przekroju czynnego w reakcji typu  $(p, n)$ , prowadzącej do stanu będącego spinowym analogonem stanu podstawowego jądra tarczy. Niedawno pokazano doświadczalnie [26], że takie przejścia są w reakcjach typu  $(p, n)$  szczególnie silnie wzbudzane. Krzywe rozkładów kątowych dla reakcji  $(p, p)$  i  $(p, n)$ , wyliczone dla wanadu wykazują duże podobieństwa, a przekroje czynne spełniają równość

$$\frac{d\sigma_{pn}(\theta)}{d\Omega} = \alpha^2 \frac{TV_1^2}{2V_0^2} \frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega} \quad (31)$$

$\alpha$  — jest współczynnikiem zależnym od kąta  $\theta$  i zmieniającym się średnio jeden do cztery razy, co nie jest dużo, jeśli uwzględnimy fakt, że przekroje

czynne zmieniają się o trzy do czterech rzędów wielkości. Jak na razie, brak jest danych doświadczalnych dla sprawdzenia powyższych zależności.

Udział w potencjale optycznym części zależnej od izospinu był szacowany w paru pracach [41, 42, 43] dając w przybliżeniu zgodne rezultaty.

### Wpływ potencjału kulombowskiego

Potencjał optyczny oddziaływania protonów z jądrami zawiera *explicite* człon potencjału kulombowskiego. Zazwyczaj stosuje się tu potencjał kuli o promieniu  $R = r_0\sqrt{A}$  równomiernie naładowanej ładunkiem  $Z$  protonów jądra. Średnia wartość tego potencjału jest proporcjonalna do  $\frac{Z}{\sqrt{A}}$ . Bjorklund i in. [27] sugerowali, że w centralnym rzeczywistym potencjale jądrowym powinien występować również człon  $\frac{Z}{\sqrt[3]{A}}$ . Wiąże się to z nielokalnością potencjału. Wrócimy do tego zagadnienia jeszcze raz omawiając formę potencjału optycznego dla oddziaływania protonów. Tak więc zanim zaczniemy szukać zależności potencjału optycznego od termu symetrii  $\frac{N-Z}{A}$  musimy najpierw uwzględnić zależność od  $\frac{Z}{\sqrt[3]{A}}$ .

### Wpływ silnego sprzężenia kanałów elastycznego i nieelastycznego rozpraszania

Procesy nieelastyczne w reakcjach jądrowych powodują wypadanie cząstek z wejściowego kanału reakcji i tym samym wpływają na elastyczne rozpraszanie cząstek. Obecność urojonego potencjału w potencjale optycznym ma właśnie zdawać sprawę z tych efektów. I rzeczywiście, urojony potencjał nie tylko determinuje wartość całkowitego przekroju czynnego na reakcje, lecz również zmienia kształt krzywych rozkładów kątowych w elastycznym rozpraszaniu. Jednakże wpływ tego urojonego potencjału na elastyczne rozpraszanie nie jest wielki, ponieważ w ramach normalnego modelu optycznego sprzężenie między kanałem elastycznym a kanałami nieelastycznymi jest raczej słabe.

Przeprowadzane obecnie eksperymenty z rozpraszaniem protonów, a zwłaszcza deuteronów i cząstek alfa na jądram atomowych, wskazują na silne wzbudzenie w tych jądram poziomów kolektywnych i wyraźną korelację między rozkładami kątowymi w elastycznym i nieelastycznym rozpraszaniu. Wynikające stąd silne sprzężenie między kanałami elastycznego i nieelastycznego rozpraszania nie mieści się w ramach normalnego modelu optycznego i wymaga odmiennego formalizmu, który został opracowany przez Bucka [28].

Całkowitą funkcję falową wejściowego kanału rozwija się tutaj na sumę funkcji falowych dla elastycznie i nieelastycznie rozpraszanych cząstek.

$$\psi_J^M(\mathbf{r}, \xi) = \frac{1}{r} \left[ f_{Ijl}^J(r) \Phi_{Ijl}^{JM}(\mathbf{r}, \xi) + \sum_{j'v'} f_{I'j'v'}^J(r) \Phi_{I'j'v'}^{JM}(\mathbf{r}, \xi) \right] \quad (32)$$

$f_{Ijl}^{JM}(r)$  lub  $f_{I'j'v'}^J(r)$  — funkcje falowe cząstek elastycznie lub nieelastycznie rozpraszanych w kanale ze spinem  $I$  lub  $I'$ ,  $\Phi_{Ijl}^{JM}(\mathbf{r}, \xi)$  — funkcja falowa jądra,  $r$  — współrzędna położenia,  $\xi$  — inne współrzędne,  $j = 1 \pm \frac{1}{2}$ .

Te funkcje falowe rozwijamy na szereg fal cząstkowych i wstawiamy do równań Schrödingera wewnątrz jądra, otrzymując w ten sposób serię sprzężonych radialnych równań falowych, dla funkcji falowych odpowiadających elastycznemu i nieelastycznemu rozpraszaniu. W najprostszym wypadku, dla rozpraszania nieelastycznego z przejściem  $0^+ \rightarrow 2^+$  otrzymujemy sprzężone równania typu

$$\begin{aligned} [T_l + V_{Ijl;Ijl}^J(r) - E] f_{Ijl}^J(r) + \sum_{j'v'} V_{Ijl;I'j'v'}^J(r) f_{I'j'v'}^J(r) &= 0 \\ [T_l + V_{I'j'v';I'j'v'}^J(r) - E'] f_{I'j'v'}^J(r) + \sum_{jv} V_{I'j'v';Ijl}^J(r) f_{Ijl}^J(r) &= 0, \end{aligned} \quad (33)$$

gdzie

$$T_l = \frac{\hbar^2}{2M} \left[ \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{d^2}{dr^2} \right],$$

$E' = E + \varepsilon$ , a  $\varepsilon$  — energia wzbudzenia poziomu.

Element macierzowy potencjału oddziaływania dany jest przez

$$V_{I'j'v';Ijl}^J(r) = \langle \Phi_{I'j'v'}^{JM}(\mathbf{r}, \xi) | V(\mathbf{r}, \xi) | \Phi_{Ijl}^{JM}(\mathbf{r}, \xi) \rangle$$

$V(\mathbf{r}, \xi)$  — jest wyrażeniem pierwszego rzędu przedstawiającym niesferyczną część w rozwinięciu zdeformowanego jądrowego potencjału

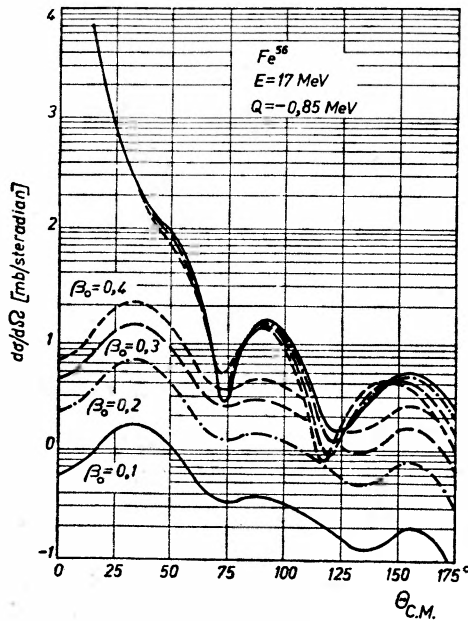
$$V(\mathbf{r}, \xi) = \beta_0 Y_2^0(\theta/\varphi) R_0 \frac{dV}{dr}.$$

Wszystkie pozostałe nieelastyczne kanały uwzględnia się w urojonym potencjale. Wyliczone z powyższych równań radialne funkcje falowe, zszywa się, jak uprzednio, z asymptotycznymi formami funkcji falowych na powierzchni jądra. Na tej drodze otrzymuje się przesunięcia fazowe, a następnie przekroje czynne i polaryzację. Rozwiązanie sprzężonych równań (33) jest bardzo skomplikowanym procederem i zużywa około godziny czasu elektronowej maszyny liczącej klasy *Ural-2* lub *Mercury*, podczas gdy analogiczne obliczenie dla zwykłego modelu optycznego wykonuje się w ciągu paru minut.

Rys. 4 pokazuje w formie przykładu krzywe wyliczone przez Bucka dla elastycznego i nieelastycznego rozpraszania protonów o energii 17 MeV na jądrach  $^{56}\text{Fe}$ , dla różnych wartości parametru deformacji  $\beta_0$ . Widzimy, że nieelastyczne rozpraszanie znacznie silniej zależy od parametru deformacji

niż elastyczne. W tym ostatnim wzrost wielkości parametru  $\beta_0$  powoduje przesuwanie się krzywej dyfrakcyjnej do przodu. Ogólnie biorąc, dla małych wartości  $\beta_0$  elastyczne rozpraszanie zupełnie dobrze opisuje się zwykłym modelem optycznym. Znaczniejsze różnice występują dopiero dla dużych  $\beta_0$ , czyli dla jąder silnie zdeformowanych.

Naszkicowane wyżej obliczenia prowadzono dla jąder parzysto-parzystych i dla przejść  $0^+ \rightarrow 2^+$ . Można je jednak rozszerzyć na wypadki sprzężeń z innymi nieelastycznymi kanałami, dla jąder parzysto-parzystych oraz dla jąder o nieparzystym  $A$ . To ostatnie udaje się dzięki opisaniu jądra atomowego tzw. modelem wzbudzonego rdzenia [29, 30, 31, 36].



Rys. 4. Wpływ silnego sprzężenia między kanałami elastycznego i nieelastycznego rozpraszania na krzywą rozkładu kąтового dla rozpraszania protonów na jądrach  $^{56}\text{Fe}$ . Górne krzywe odpowiadają elastycznemu rozpraszaniu

### Wpływ innych czynników związanych ze strukturą jądra atomowego

Potencjał optyczny ma reprezentować własności jąder atomowych w funkcji liczb masowych  $A$  i porządkowych  $Z$ . Również indywidualne własności jąder atomowych, związane z ich wewnętrzną strukturą, powinny znaleźć w nim swój wyraz. Poza omówionym już sprzężeniem kanału elastycznego z nieelastycznymi kanałami reakcji, struktura jąder atomowych może wpływać, jak się wydaje, na formę geometrycznego czynnika w potencjale optycznym, na wielkość jego urojonej części  $W$ , ewentualnie na część potencjału zależną od spinu.

W prostym modelu optycznym promień jądra  $R = r_0 A^{1/3}$ , a parametr rozmycia  $a$  potencjału na powierzchni jądra powinien być stały dla wszystkich



jąder. Tak ustalona geometryczna zależność potencjału optycznego może się dla pewnych jąder lokalnie zmieniać. Analiza danych eksperymentalnych dla rozpraszania neutronów na bardzo lekkich jądrach wymaga stosowania większego promienia jądra, który powoli maleje w miarę przechodzenia do cięższych jąder [38]. Świadczyłoby to o mniej zwartej strukturze lekkich jąder. Podobne rezultaty otrzymuje się dla rozpraszania szybkich elektronów na jądrach atomowych. Również eliptyczna deformacja niektórych jąder atomowych może być w zasadzie uwzględniona w modelu optycznym, przez wprowadzenie potencjału o kształcie elipsoidy obrotowej.

W pomiarach rozkładów kątowych dla rozpraszania elastycznego na różnych jądrach atomowych stwierdzono znaczne zmniejszenie się oscylacji krzywej przekroju czynnego dla jąder silnie zdeformowanych [32]. Wydaje się, że wiąże się to z istnieniem wielu nisko leżących poziomów kolektywnych w tych jądrach i znacznym zwiększeniem  $W$  [33]. Ostatnio stwierdzono spadek całkowitych przekrojów czynnych na reakcje cząstek alfa i protonów w okolicach liczb magicznych [39, 40].

Pomiary polaryzacji protonów elastycznie rozpraszanych na izotopowo czystych tarczach o różnych spinach wydają się wskazywać na zależność raczej od rozmiarów niż od spinu jąder tarczy [34]. Można więc sądzić, że oddziaływanie spin-spin odgrywa w potencjale optycznym raczej małą rolę.

Jak widzimy, zmiany wartości parametrów potencjału optycznego dla różnych wartości  $A$  i  $Z$  jąder tarczy i różnych energii bombardujących cząstek tłumaczą się dość dobrze specyficznymi własnościami materii jądrowej. Wydaje się więc możliwe napisanie formuł dla uniwersalnych potencjałów optycznych opisujących oddziaływanie cząstek ze wszystkimi możliwymi jądrami atomowymi i w dużym obszarze energii. Jak to wygląda dla oddziaływania poszczególnych cząstek, zobaczymy w drugiej części tego artykułu, drukowanej w następnym zeszytcie.

#### Literatura

- [1] E. P. Wigner, L. Eisenbud (niopublikowane).
- [2] G. Breit, *Phys. Rev.*, **58**, 506, 1068 (1940).
- [3] M. A. Preston, *Physics of the Nucleus*, 1962, Addison-Wesley Publishing Company.
- [4] R. O. Woods, D. S. Saxon, *Phys. Rev.*, **95**, 577 (1954).
- [5] H. Feshbach, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **8**, 49 (1958).
- [6] F. Bjorklund, S. Fernbach, *Phys. Rev.*, **109**, 1295 (1958).
- [7] B. R. Easlea, *Proc. Roy. Soc.*, **78**, 1285 (1961).
- [8] A. Budzanowski, W. Freindl, K. Grotowski, P. E. Hodgson, M. Rzeszutko, M. Słapa, J. Szmider, *Nuclear Phys.* (w druku); IFJ Rep. No 257.
- [9] E. C. Halbert, R. M. Bassel, G. R. Satchler, *Proc. of the Conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*, Padua 1962.
- [10] A. E. Glassgold, P. J. Kellog, *Phys. Rev.*, **107**, 1372 (1957).
- [11] E. Fermi, *Nuovo Cimento*, **11**, 407 (1954).
- [12] A. B. Robbins, K. Grotowski, G. W. Greenlees, *Phys. Rev.*, **130**, 707 (1963).
- [13] R. G. Satchler, *Nuclear Phys.*, **21** 116, (1960).

- [14] J. Blatt, V. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, 1952, N. York Wiley and Sons.
- [15] P. E. Hodgson, *The Optical Model of Elastic Scattering*, 1963, Oxford, The Clarendon Press.
- [16] F. G. Perey, B. Buck, *Nuclear Phys.*, **32**, 353 (1962).
- [17] A. de Shalit, V. F. Weisskopf, *Ann. Phys. (USA)*, **5**, 282 (1958).
- [18] K. A. Brueckner, J. L. Gammel, *Phys. Rev.*, **109**, 1023 (1958).
- [19] J. S. Nadvik, C. B. Duke, M. A. Melkanoff, *Phys. Rev.*, **125**, 975 (1962).
- [20] W. E. Frahn, R. H. Lemmer, *Nuovo Cimento*, **5**, 523, 1564 (1957).
- [21] G. R. Satchler, *Phys. Rev.*, **109**, 429 (1958).
- [22] A. E. S. Green, P. C. Sood, *Phys. Rev.*, **11**, 1147 (1958).
- [23] A. M. Lane, *Nuclear Phys.*, **35**, 676 (1962).
- [24] A. M. Lane, J. M. Soper, *Nuclear Phys.*, **37**, 663 (1962).
- [25] P. E. Hodgson, J. R. Rook, *Nuclear Phys.*, **37**, 632 (1962).
- [26] J. D. Anderson, C. Wang, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 250 (1961).
- [27] F. Bjorklund, G. Campbell, S. Fernbach, *Helv. phys. Acta, Supp.*, **6**, 432 (1961).
- [28] B. Buck, *Phys. Rev.*, **130**, 712 (1963).
- [29] A. de Shalit, *Phys. Rev.*, **122**, 1530 (1961).
- [30] R. P. Lamson, J. L. Vretsky, *Phys. Rev.*, **108**, 1300 (1957).
- [31] H. Niewodniczański, J. Nurzyński, A. Strzałkowski, J. Wilczyński, P. E. Hodgson, *Rep. IFJ No 295*; *Nuclear Phys. (w druku)*.
- [32] T. Becker, V. Schmidt-Rohr, E. Tielsch, *Phys. Letters*, **5**, 331 (1963).
- [33] A. E. Forest, *Phys. Letters*, **7**, 130 (1963).
- [34] L. Rosen, W. T. Leland, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 379 (1962).
- [35] F. Bjorklund, *Proc. of the International Conference on the Nuclear Optical Model*, Tallahassee, 1959.
- [36] F. Perey, R. J. Silva, G. R. Satchler, *Phys. Letters*, **4**, 25 (1963).
- [37] R. M. Drisko, G. R. Satchler, R. H. Bassel, *Phys. Letters*, **5**, 347 (1963).
- [38] H. F. Lutz, J. B. Mason, M. D. Carvelis, *Nuclear Phys.*, **47**, 421 (1963).
- [39] B. D. Wilkins, G. Igo, *Phys. Letters*, **2**, 342 (1962); *Phys. Rev.*, **129**, 2198 (1963).
- [40] G. Igo, B. D. Wilkins, *Phys. Rev.*, **131**, 1251 (1963).
- [41] J. Dąbrowski, *Phys. Letters*, **8**, 90 (1964).
- [42] P. E. Hodgson, *Phys. Letters*, **3**, 352 (1963).
- [43] F. G. Perey, *Phys. Rev.*, **131**, 745 (1963).
- [44] V. Weisskopf, *Nuclear Phys.*, **3**, 423 (1957).
- [45] G. L. Shaw, *Ann. Phys. (USA)*, **8**, 509 (1959).
- [46] M. Q. Makino, C. N. Waddell, R. M. Eisberg, J. Hestens, *Phys. Letters*, **9**, 178 (1964).

Ludwik Kowalski

Katedra Radiologii  
Politechniki Warszawskiej

## Ostatnie osiągnięcia w dziedzinie półprzewodnikowych detektorów promieniowań jądrowych

Zasada działania półprzewodnikowych detektorów cząstek jądrowych, a także opis ich charakterystyk, łącznie z przeglądem literatury obejmującej okres do wiosny 1961 roku, były przedmiotem naszego poprzedniego artykułu [1].

Celem tego artykułu jest przegląd najnowszych osiągnięć w tej dziedzinie nie uwzględnionych w pracy [1], opartych głównie o analizę detektorów produkowanych w skali przemysłowej przez produkuje w tej dziedzinie laboratoria. W szczególności opisane tu będą tzw. detektory jonowodyfuzyjne, złącza typu  $(dE/dx)$ , złącza z pierścieniem ochronnym a także detektory neutronów.

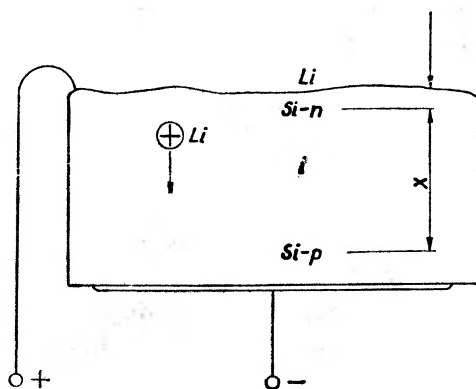
### 1. Detektory jonowodyfuzyjne

Podstawową zaletą tego typu detektorów jest możliwość realizacji grubych warstw detekcyjnych, rzędu milimetrów i więcej, pracujących przy niedużym napięciu i wykonanych z łatwo dostępnego krzemu o niskim oporze właściwym. Ich właściwości, a także technologia wytwarzania opisane są w pracach [2, 3, 5, 6, 7, 8, 9, 16].

Założmy, że mamy odpowiednio wyciętą płytkę krzemu typu  $p$  o oporze właściwym  $\rho_p = 100 \Omega \cdot \text{cm}$ , charakteryzującą się koncentracją domieszek  $N_p$ . Na płytkę tę nanosi się warstwę metalicznego litu, który, jak wiemy jest domieszką donorową, wskutek czego tworzy się warstwa półprzewodnikowa typu  $n$  (rys. 1). Do utworzonego na tej drodze zwykłego złącza  $n-p$  [1] przykładamy napięcie zwrotne rzędu 100 V i poddaje się je procesowi grzania w temperaturze wyższej od  $100^\circ\text{C}$ , trwającemu nieraz kilkadziesiąt godzin. W ciągu trwania tego procesu następuje stopniowa elektrodyfuzja jonów  $\text{Li}^+$  w głąb krzemu, gdzie akceptorowe domieszki boru zostają skompensowane przez domieszki donorowe związane z obecnością jonów  $\text{Li}^+$ . Między niskoomowymi

półprzewodnikami typu *n* i *p* tworzy się więc tzw. skompensowana warstwa pośrednia *i*. Opór właściwy tej warstwy w temperaturze pokojowej jest bardzo duży (np.  $250000 \Omega \cdot \text{cm}$ ) i przy napięciu rzędu 10 lub 100 V uzyskuje się grube warstwy detekcyjne *x*. Wykonane w ten sposób złącza typu *n-i-p*, charakteryzują się dość dużym efektem okienkowym, który jest określony przez pierwotnie naniesioną warstwę Li ( $d = 100 \div 300 \mu$ ).

Ostatnio opracowana została nowa metoda wytwarzania złącz [6] polegająca na tym, że pewną niedużą ilość litu nanosi się na utworzoną uprzednio warstwę Si-*n*, uzyskaną przez dyfuzję fosforu, przy czym po zakończeniu opisanego wyżej procesu technologicznego pozostała na powierzchni część metalicznego litu zostaje usunięta przy pomocy trawienia chemicznego. Grubość okienka może tu być rzędu  $1 \mu$ .



Rys. 1

Obecnie detektory jonowodyfuzyjne są produkowane w skali przemysłowej. Firma SSR [10] produkuje detektory o powierzchni  $2 \times 2$ ,  $5 \times 5$ , i  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  z warstwą detekcyjną o grubości 1 mm i z okienkiem  $\leq 150 \mu$ . W tabeli I przytoczone są dane detektorów firmy RCA [11], w których grubość warstwy okienkowej zredukowana jest do  $5-10 \mu$ . Z tabeli tej widzimy, że w temperaturach pokojowych detektory te charakteryzują się dużą wartością prądu wstecznego *I*, proporcjonalnego do ich objętości ( $2 \cdot 10^{-8} \text{ A/mm}^3$ ). Przy dużych *I* należy się liczyć ze spadkiem napięcia na oporze kolekcyjnym *R*. Zdolność rozdzielcza proporcjonalna do *I*, jest niezbyt duża, lecz przy pracy w niskich temperaturach może ona być znacznie lepsza. Już przy  $-50^\circ\text{C}$  następuje ponad 100-krotne zmniejszenie się prądu wstecznego w porównaniu do temperatury pokojowej, zaś w temperaturze sublimacji  $\text{CO}_2$ , czyli w  $-78,52^\circ\text{C}$  zdolność rozdzielcza detektorów określona jest tylko przez szumy własne wzmacniacza i przez rekombinacje ładunków tworzonych w warstwie okienkowej [1]. Nadmienimy tutaj, że produkowane są obecnie małe zamrażarki oparte o efekt Peltiera w półprzewodnikach, pozwalające na ciągłe utrzymanie temperatury  $-50^\circ\text{C}$ , a czasem  $-100^\circ\text{C}$ .

Tablica I

## Jonowodyfuzyjne złącza firmy RCA

Nazwa detektora	Powierzchnia [mm <sup>2</sup> ]	Grubość warstwy [mm]	Prąd $I$ [μA]	$E_a$ <sup>1</sup> [keV]	Napięcie pracy [V]	Cena w dol.
5—Li—1,0	5	1	0,5	35	100	400
20—Li—1,0	20		1,5	60	100	500
50—Li—1,0	50		2,5	80	100	600
200—Li—1,0	200		6	120	100	800
5—Li—2,5	5	2,5	0,6	45	100	700
20—Li—2,5	20		2	70	100	850
50—Li—2,5	50		4	100	100	1000
200—Li—2,5	200		1,5	200	100	1200
5—Li—5,0	5	5	3	86	300	1000
20—Li—5,0	20		7	130	300	1200
50—Li—5,0	50		10	160	300	1400
200—Li—5,0	200		30	270	300	1600

<sup>1</sup>  $\Delta E_a$  — połowkowa szerokość prążka odpowiadająca cząstkom alfa o energii 5,5 MeV reprezentująca zdolność rozdzielczą.

Grube warstwy detekcyjne charakteryzują się nie tylko dużym prądem zaporowym, lecz również względnie długim czasem zbierania ładunków, który może być wyrażony wzorem

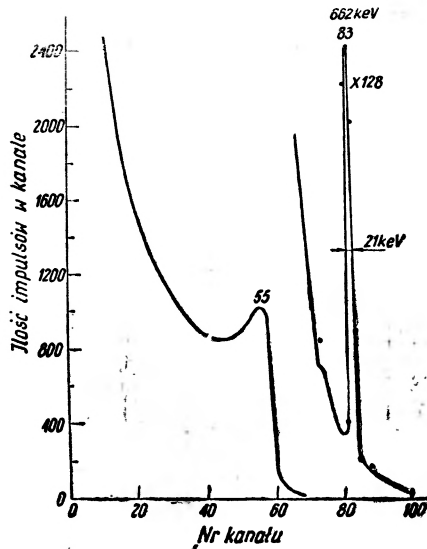
$$t = \frac{x^2}{\mu V},$$

gdzie  $x$  oznacza grubość warstwy detekcyjnej,  $V$  przyłożone napięcie zaś  $\mu$  ruchliwość ładunków. Dla przybliżonych obliczeń można przyjąć, że  $\mu_n$  i  $\mu_p$  są jednakowe i posługiwać się wartością  $\mu_{sr} = 800 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sek}$ , co dla warstwy  $x = 0,5 \text{ cm}$ , przy  $V = 300 \text{ V}$ , daje  $t = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ sek}$ . Skracanie  $t$  przez stosowanie podwyższonych napięć możliwe jest tylko przy niskich temperaturach, gdzie nie jest to związane z dużym wzrostem szumów prądu zaporowego.

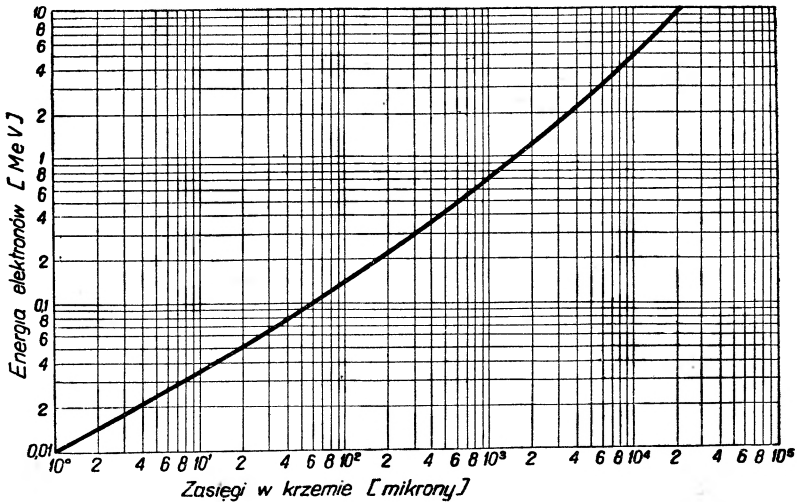
Złącza jonowodyfuzyjne mogą być stosowane nawet do rejestracji cząstek o minimalnej jonizacji właściwej, dla których energia kinetyczna zbliżona jest do  $M_0 c^2$ , gdzie  $M_0$  to masa spoczynkowa rozpatrywanych cząstek. Te szybkie cząstki przechodzą przez detektor, tracąc tylko nieduży ułamek swej energii (0,5 MeV/mmSi). Użycie detektorów o dużym  $x$  jest tu szczególnie korzystne, pomimo że związane to jest z dużą objętością  $v = s \cdot x$  i szumami. Rzeczywiście, amplituda sygnałów, będąc proporcjonalną do  $x$ , rośnie szybciej aniżeli poziom szumów proporcjonalny do  $\sqrt{I} = \sqrt{2 \cdot 10^{-8} s \cdot x}$ . Zdolność rozdzielcza za-

leżna od stosunku sygnału do szumów jest więc tu proporcjonalna do  $x/\sqrt{x} = \sqrt{x}$ , a więc rośnie wraz ze wzrostem grubości warstwy detekcyjnej.

Złącza jonowodofuzyjne użyte były do pomiaru energii kwantów promieniowania gamma. Widmo impulsów odpowiadające promieniom gamma izo-



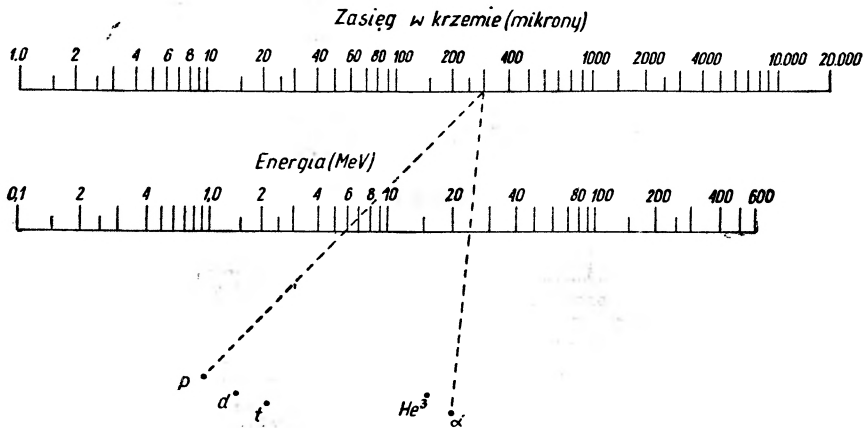
Rys. 2



Rys. 3

topu  $^{137}\text{Cs}$  padającym prostopadle na zamrożony detektor jonowodofuzyjny wykonany z krzemu typu  $p$  pokazany jest na rys. 2 [8]. Szerokość połowkowa prążka równa 21 keV nie jest wartością rekordową albowiem autorowi udało się też uzyskać szerokość 9 keV odpowiadającą zdolności rozdzielczej = 1,5%, znacznie lepszej od tego, co dają kryształy scyntylacyjne.

Zastosowanie detektorów krzemowych w spektroskopii gamma jest jednak ograniczone względnie dużym udziałem rozpraszania komptonowskiego w porównaniu do efektu fotoelektrycznego, co jest związane z niską liczbą atomową krzemu ( $Z = 14$ ). Małe wymiary detektorów półprzewodnikowych ograniczają sprawność rejestracji promieni gamma [17]. Na rys. 3 przytoczona jest zależność między energią elektronów i ich zasięgiem w krzemie. Zasięg



Rys. 4

ciężkich cząstek ( $p, d, t, \text{He}^3, \alpha$ ) o różnych energiach mogą być określone na podstawie nomogramu przytoczonego na rys. 4. Widzimy tu na przykład, że zasięg protonów o energii 6 MeV w krzemie wynosi 300  $\mu$ , co jest równe zasięgowi cząstek alfa o energii 25 MeV.

## 2. Detektory typu ( $dE/dx$ )

Są to zwykle złącza  $n-p$  typu dyfuzyjnego lub barieropowierzchniowego [1] z tą tylko różnicą, że są one wykonane z bardzo cienkich płytek krzemowych nie pochłaniających całkowicie badanych cząstek. Impulsy na wyjściu takiego detektora są proporcjonalne do energii  $\Delta E$ , straconej przez cząstkę badaną w warstwie  $x$ , która w nieznacznym tylko stopniu może się różnić od całkowitej grubości płytki. Np. detektor z warstwą  $\Delta x = 100 \mu$ , przez który przechodzą cząstki alfa lub protony o jednakowej energii 40 MeV, pozwala na łatwą ich dyskryminację według amplitud impulsów [12], pozostających w stosunku

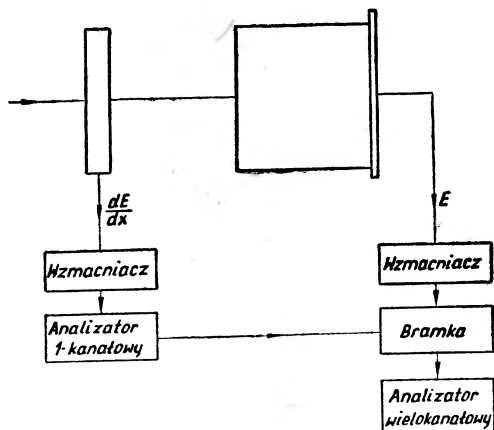
$$\frac{U_\alpha}{U_p} = \frac{\Delta E_\alpha}{\Delta E_p} = \frac{3200 \text{ keV}}{250 \text{ keV}} = 13.$$

Gdy mamy do czynienia z mieszaniną trytonów o energii — 22,5 MeV i deuteronów o energii — 20 MeV, to

$$\frac{U_t}{U_d} = \frac{\Delta E_t}{\Delta E_d} = \frac{1000}{800} = 1,2$$



i nawet w tym dość trudnym wypadku dyskryminacja cząstek jest możliwa dzięki dużej energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów. Po wyjściu z detektora typu  $(dE/dx)$  cząstki badane mogą następnie być zarejestrowane przez inny detektor, w którym tracą one swą całkowitą energię, np. przez odpowiednio duży kryształ scyntylacyjny lub złącze półprzewodnikowe. Znajomość  $\frac{dE}{dx}$  oraz  $E$  pozwala na identyfikację cząstek według ich masy. Rys. 5 przedstawia



Rys. 5

Tablica II  
Detektory typu  $dE/dx$

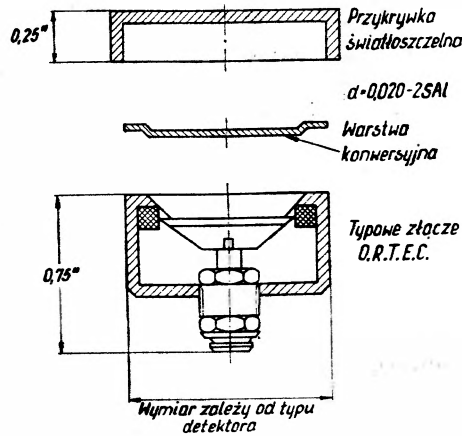
Firma	Model	Powierzchnia [mm <sup>2</sup> ]	$\Delta E_a^2$ [keV]	Grubość do wyboru [ $\mu$ ]	Uwagi
DETEC [13]	TMCJ 085	25	30	50 lub 100	1. złącza Si-n (Au) 2. okienka: 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ złoto 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ aluminium 3. Ceny od 200 do 800 dol.
	TMCJ 050	50	30	200 lub 300	
	TMCJ 100	100	50	400 lub 500	
	TMCJ 150	150	50		
	TMCJ 300	300	80	200 lub 300 400 lub 500	
SSR [10]		110		1000 1500 2000	1. złącza Si-p (fosfor) 2. Ceny od 600 do 800 dol.
RCA [11]		5 lub 20		2000 lub 5000	

<sup>2</sup>  $\Delta E_a^2$  — połówkowa szerokość prążka odpowiadającego cząstkom alfa o energii 5,5 MeV reprezentująca zdolność rozdzielczą.

schematycznie pracę zestawu z dwóch takich detektorów, pozwalającego na pomiar widm energetycznych z równoczesną dyskryminacją cząstek różnego rodzaju. Wybór grubości pierwszego detektora podyktowany jest warunkami najlepszej dyskryminacji, przy czym zależy to od rodzaju i energii cząstek badanych oraz cząstek, które podlegają dyskryminacji. Dane detektorów typu  $(dE/dx)$  produkowanych obecnie w skali przemysłowej przytoczone są w tabeli II. Każdy z tych detektorów może być ponadto dostosowany do warunków optymalnej dyskryminacji przez odpowiedni wybór napięcia pracy [1].

### 3. Półprzewodnikowe detektory neutronów

Detektory neutronów to zwykle krzemowe złącza  $n-p$  zaopatrzone w dodatkową warstwę konwersyjną, w której pod wpływem neutronów wytwarzane są cząstki naładowane. Najczęściej stosowane bywają warstwy  $^{10}\text{B}$ ,  $(^6\text{LiF})$ ,



Rys. 6

$(^{235}\text{U}_3\text{O}_8\text{S})$ ,  $(^{238}\text{U}_3\text{O}_8\text{S})$  i  $(\text{CH}_2)_n$ , przy czym wybór warstwy zależy od energii neutronów, od ich ilości oraz od wielkości i rodzaju tła jonizującego towarzyszącego neutronom. Rozwiązanie konstrukcyjne detektora neutronów przedstawione jest na rys. 6.

Czasami warstwy konwersyjne naniesione są na wewnętrznej powierzchni osłony ochronnej, co pozwala na łatwe uczulanie detektora zależnie od potrzeb (zmiana rodzaju warstwy, zmiana jej powierzchni i grubości). W tabeli III przytoczone są dane dotyczące typowych półprzewodnikowych detektorów neutronów.

Grubość warstwy detekcyjnej powinna zapewniać całkowite pochłanianie cząstek jonizujących wytwarzanych przez neutrony w warstwie konwersyjnej. Przy rejestracji neutronów ciepłych wykorzystywane są reakcje  $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  oraz  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ , przy których produkty reakcji mają małe zasięgi [12] i dla-

tego w wypadku tym można się zadowolić złączami o małym oporze właściwym, pracującymi przy niewielkich napięciach (np.  $\rho_n = 300 \Omega \cdot \text{cm}$  przy napięciu 50 V). Przy zastosowaniu warstw z materiału rozszczepialnego złącza rejestrują fragmenty podziału, których energia zawarta jest w przedziale  $60 \div 110 \text{ MeV}$  i których zasięg nie przekracza  $20 \mu$ . Detektory te mogą pra-

Tablica III  
Półprzewodnikowe detektory neutronów

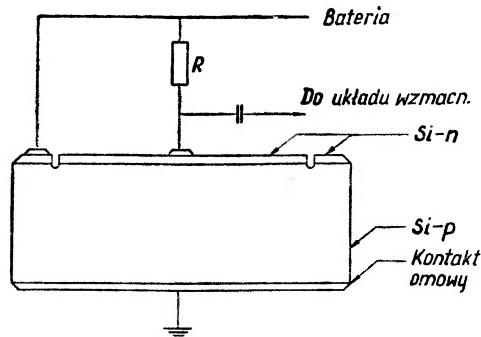
Firma	Powierzchnia [mm <sup>2</sup> ]	warstwa konwersyjna	Praktyczna efektywność dla neutronów ciepln.	Model	Uwagi
ORTEC [13]	25	<sup>6</sup> LiF	$8,5 \cdot 10^{-3}$		<ol style="list-style-type: none"> <li><math>\rho_n = 300 \Omega \cdot \text{cm}</math></li> <li>Istnieją różne powierzchnie pośrednie: 50, 100, 150, 200 i 300 mm<sup>2</sup></li> <li>Ceny od 75 do 500 dol. zależnie od powierzchni</li> </ol>
		<sup>10</sup> B	$10 \cdot 10^{-3}$		
	450	<sup>6</sup> LiF	$153 \cdot 10^{-3}$		
		<sup>10</sup> B	$180 \cdot 10^{-3}$		
	25	(CH <sub>2</sub> ) <sub>n</sub>			
300	(CH <sub>2</sub> ) <sub>n</sub>				
SSR [10]	25 lub 100	<sup>10</sup> B		NPS-B	<ol style="list-style-type: none"> <li>Si-p</li> <li>Praca przy 25 V</li> <li>Ceny: 100 lub 200 dol. zależnie od powierzchni</li> </ol>
		<sup>6</sup> LiF		NPSN-L	
		<sup>235</sup> U <sub>2</sub> O <sub>8</sub> S		NPSN-U	
		(CH <sub>2</sub> ) <sub>n</sub>		NPSN-H	
RCA [11]		<sup>10</sup> B lub <sup>235</sup> U			<ol style="list-style-type: none"> <li>Warstwy konwersyjne po 10 dol. naniesione na specjaln. kapтурkach nakład. na dowolny typ detektora</li> </ol>
Molechem [14]	7,5	<sup>6</sup> LiF	$3,5 \cdot 10^{-3}$	SSD-B-50-80	V = 50 V
	2500		$3,5 \cdot 10^{-3}$	SSD-B-500-80	V = 500 V
			$75 \cdot 10^{-3}$	SSD-A-50-120	V = 50 V
			$75 \cdot 10^{-3}$	SSD-A-500-120	V = 500 V

cować w obecności bardzo silnego tła jonizacyjnego ( $\gamma$ ,  $\beta$ ,  $p$ , ...), zaś ich efektywność zależy od wielkości przekroju czynnego przy danej energii neutronów. Użycie  $^{238}\text{U}$  pozwala na realizację detektora progowego rejestrującego tylko neutrony o energii większej od 1,1 MeV.

Przy użyciu warstwy  $(\text{CH}_2)_n$  stosowanej do rejestracji neutronów o energii rzędu kilku MeV należy się liczyć z dużymi zasięgami protonów odrzutu, co zmusza do użycia w tym wypadku odpowiednio wysokoomowych złącz pracujących przy dużym napięciu (albo detektorów jonowodyfuzyjnych). Z rys. 3 widzimy np., że całkowite pochłonięcie protonów o energii 6 MeV wymaga warstwy  $x \geq 300 \mu$ , która może być zrealizowana w oparciu o materiał z  $\rho_n = 3200 \Omega \cdot \text{cm}$  przy napięciu  $V \geq 100 \text{ V}$  [1]. Spektrometr neutronów cytowany w pracy [1] jest obecnie realizowany w skali przemysłowej, przy czym używane są złącza o powierzchni  $2,5 \text{ cm}^2$  i warstwie  $^6\text{LiF}$  o grubości  $150 \mu$ . W tych warunkach energetyczna zdolność rozdzielcza dla neutronów o energii  $3 \div 4 \text{ MeV}$  stanowi około 10%. Przy neutronach o energii  $> 7 \text{ MeV}$  należy się liczyć z niepożądanymi reakcjami jądrowymi mogącymi zachodzić w materiałach, z jakich wykonany jest detektor. Dla eliminacji tła wywołanego tymi reakcjami niezbędna jest praca w układzie koincydencyjnym [1]. Często spektrometry neutronów zaopatrzone są w dodatkowy zestaw dwóch złącz nie posiadających warstwy  $^6\text{LiF}$ , służącej do kontroli tła. Złącza spektrometru są wykonane z krzemu typu  $n$  o oporze właściwym  $\rho_n = 3200 \Omega \cdot \text{cm}$  i pracują przy napięciu 150 V. Neutrony o energii rzędu 1 MeV rejestrowane są tu ze skutecznością około  $10^{-6} \div 10^{-7}$ .

#### 4. Złącza z pierścieniem ochronnym

W złączach z pierścieniem ochronnym (rys. 7) prąd wsteczny, wywołany wylądowaniami na powierzchni bocznej detektora, nie płynie przez opór zbierający  $R$ , dzięki czemu eliminowany jest jego wpływ na zdolność rozdzielczą. W ten sposób zmniejszone jest bardzo pogarszanie się zdolności rozdzielczej



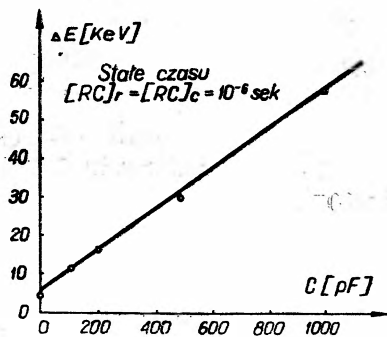
Rys. 7

złączy, pracujących przy podwyższonym napięciu, wywołane stopniowym osadzaniem się różnych zanieczyszczeń na bocznej powierzchni detektorów.

Rys. 7 przedstawia schematycznie dyfuzyjne złącze z pierścieniem ochronnym firmy SSR, a także sposób jego podłączenia do układu rejestrującego. Pierścień ochronny to półprzewodnik typu  $n$  o grubości około  $10 \mu$  i szerokości ok.  $50 \mu$ . Wytwarzane są dwa modele złączy tego rodzaju NPSG-25 i NPG-75. Oba one mają powierzchnię czynną  $40 \text{ mm}^2$  i wykonane są z krzemu typu  $p$  o oporze właściwym większym od  $1000 \Omega \cdot \text{cm}$ . Różnią się one napięciami pracy (25 do 70 V lub 70 do 200 V) a także ceną (200 lub 300 dol.).

## 5. Wzmocnienie o niskim poziomie szumów

Podstawowym warunkiem uzyskania dużych zdolności rozdzielczych, a także pomiaru małych energii cząstek jonizujących jest używanie stabilnych wzmacniaczy o niskim poziomie szumów. Stosunek sygnału do szumu określający szerokość



Rys. 8

kość prążków  $\Delta E$  zależy od pojemności wejściowej układu pomiarowego (złącze + wzmacniacz).

Na rys. 8 przedstawiona jest zależność  $\Delta E$  od pojemności złącza uzyskana przy pomocy bardzo dobrego wzmacniacza opisanego w [15]. Przy bardzo małych pojemnościach  $C$  szumy termiczne oporu kolekcyjnego  $R$  mogą wносить znaczny wkład do ogólnej zdolności rozdzielczej. Gdy pasmo przenoszenia wzmacniacza określone jest przez jednakowe stałe czasowe różniczkowania i całkowania ( $10^{-6}$  sek), to udział szumów termicznych może być określony przy pomocy wzoru:

$$E = 6 \cdot 10^3 / \sqrt{R} \text{ (keV)} .$$

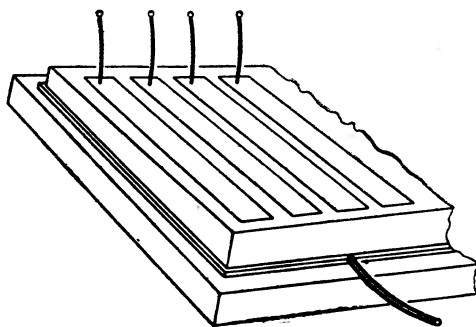
Tak np. opór  $R = 10^6 \Omega$  wnosi  $\Delta E = 6 \text{ keV}$ . Wzmacniacze o bardzo niskim poziomie szumów produkowane są w skali przemysłowej. Tak np. lampowy model 101 firmy ORTEC gwarantowany jest na  $\Delta E = 7 \text{ keV}$  pod warunkiem, że pojemność detektora nie przekracza  $50 \text{ pF}$ . Podobną charakterystykę

posiada przedwzmacniacz modelu 103 firmy SSR, którego czułość wynosi  $0,1 \text{ V/MeV}$  a cena wynosi 225 dolarów.

Tranzystorowy bardzo mały przedwzmacniacz firmy SSR (model 101) posiada poziom szumów mniejszy od  $50 \text{ keV}$  i czułość  $1 \text{ V/MeV}$ . Jego własna pojemność wejściowa stanowi  $10 \text{ pF}$ , zaś impedancja wyjściowa  $50 \Omega$ .

## 6. Specjalne zestawy detektorów półprzewodnikowych

Na rys. 9 pokazany jest zestaw czterech złącz produkcji RCA, specjalnie przeznaczony do pracy w analizatorze magnetycznym. Jest on wykonany z kilku elementów o powierzchni  $10 \times 1,14 \text{ mm}^2$  oddzielonych przedziałami



Rys. 9

$0,3 \text{ mm}$ . Użyto tu (Si- $n$ ) o oporze właściwym  $3000 \Omega \cdot \text{cm}$ , tak że przy  $U = 20 \text{ V}$  mamy  $x = 120 \mu$ . Każdy z elementów oddzielnie pozwala uzyskać  $\Delta E_a < 50 \text{ keV}$ ; jednakże przy równoległym ich łączeniu następuje wzrost pojemności i związane z nim pogorszenie się zdolności rozdzielczej (rys. 8).

## Literatura

- [1] L. Kowalski, P. Radwanyi, *Postępy Fizyki*, **13**, 463 (1962).
- [2] N. A. Pell, *J. appl. Phys.*, **31**, 291 (1961).
- [3] J. H. Eliot, *Report UCRL — 9538* (1961) oraz *Nucl. Instrum. and Meth.*, **12**, 60 (1961).
- [4] *Sprawozdanie z 8 Konferencji poświęconej detektorom półprzewodnikowym i scyntylacyjnym*; I.R.E. Trans. Nuclear Science, NS—9, Nr. 3 (1962).
- [5] J. W. Mayer (w sprawozdaniu (3)).
- [6] D. A. Bromley (w sprawozdaniu (3)).
- [7] J. C. Blankenship, C. J. Borowski (w sprawozdaniu (3)).

- [8] H. M. Mann, J. W. Hastler, F. J. Janarek, I. R. E. Trans. Nuclear Science, NS—9 Nr. 4, p. 43 (1961).
- [9] N. A. Baily R. I. Grainger, J. W. Mayer, Rev. sci. Instrum., 32, 865 (1961).
- [10] Solid State Radiations, Inc. 2261 SO., Carmelina, Los Angeles 64, California, USA.
- [11] R. C. A. Victor Company, 1001 Lenoir str., Montreal, Quebec, Canada.
- [12] *Nuclear Data Tables*, Part 3, Nat'e Academy of Science, J. B. Marion, 1960.
- [13] O. R. T. E. C., P. O. Box 485, Oak Ridge, Tennessee, USA.
- [14] Molechem Inc., P. O. Box 531, Princeton, N. Y. USA.
- [15] J. Hohn, R. Mayer, I. R. E. Trans. Nuclear Science, NS—9, Nr. 4, p. 20 (1962).
- [16] P. E. Gibbons, Nuclear Instrum. and Methods, 16, 284 (1962).



Antoni Grohman

Zakład Niskich Temperatur  
Instytut Fizyki PAN  
Wrocław

## Magnes nadprzewodzący na 101 kOe \*

### Wstęp

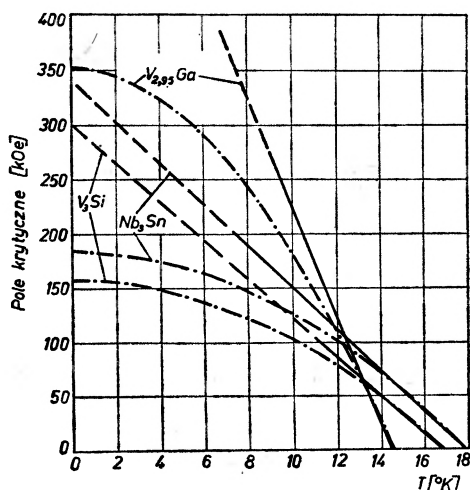
Istotny postęp w dziedzinie praktycznego wykorzystania nadprzewodników do zbudowania magnesów nadprzewodzących, dających silne pola, został zapoczątkowany w 1954 roku przez Matthiasa, Geballe'a, Gellera i Corenzwita [1], którzy stwierdzili, że temperatura krytyczna  $Nb_3Sn$  wynosi około 18° K. Następnie Bozorth, Williams i Davis [2] wyznaczyli pole krytyczne tego związku. Okazało się, że w temperaturze 4,2° K wynosi ono ponad 70 kOe. Kunzler, Buehler, Hsu i Wernick [3] opracowali oryginalną metodę produkcji drutu z  $Nb_3Sn$  w otoczce niobowej, który pozostawał w stanie nadprzewodzącym w polu 88 kOe przy gęstości prądu pomiarowego około  $10^5$  A/cm<sup>2</sup>. Niedługo potem z tego drutu zbudowali oni [4] magnes nadprzewodzący, dający pola 70 kOe. Te trzy odkrycia stanowiły kroki milowe na drodze do zbudowania w 1963 roku przez Martina, Benza, Brucha i Rosnera [5] magnesu nadprzewodzącego ze stopu  $Nb_3Sn$ , przy pomocy którego uzyskano pole 101 kOe.

### Rozważania ogólne

Projektując magnes na 100 kOe Martin i in. zdecydowali się na wybór  $Nb_3Sn$ , jako materiału do uzwojen cewki ze względu na jego optymalne charakterystyki nadprzewodzące, spośród znanych obecnie (za wyjątkiem charakterystyk stopu  $V_3Ga$ ): (rys. 1)  $H_k$  w temperaturze 4,2° K równe około 180 kOe i  $I_k$  równe około  $10^5$  A/cm<sup>2</sup>. Wielkość prądu krytycznego drutu nadprzewodzącego ma istotny wpływ na minimalną ilość drutu potrzebnego do zbudowania solenoidu na określone pole. I tak na przykład, jeśli do zbudowania magnesu na 100 kOe użyjemy drutu o gęstości prądu krytycznego  $10^4$  zamiast  $10^5$  A/cm<sup>2</sup>, wówczas objętość potrzebnego drutu wzrośnie 500 razy (rys. 2). Drugim istotnym czynnikiem określającym minimalną ilość drutu potrzebnego do zbudowania magnesu na określone pole jest współczynnik zapelnienia  $\lambda$ . W przypadku „drutu  $Nb_3Sn$ “, który to drut jest w istocie zazwyczaj skomplikowanym układem plastycznego niobu i bardzo kruchego związku  $Nb_3Sn$  (np. rdzeń  $Nb_3Sn$  w otoczce niobowej [3] lub warstwa  $Nb_3Sn$  na rdzeniu niobowym [6]) współczynnik zapelnienia zależy od stosunku obydwu tych składników i grubości warstwy izolacyjnej.

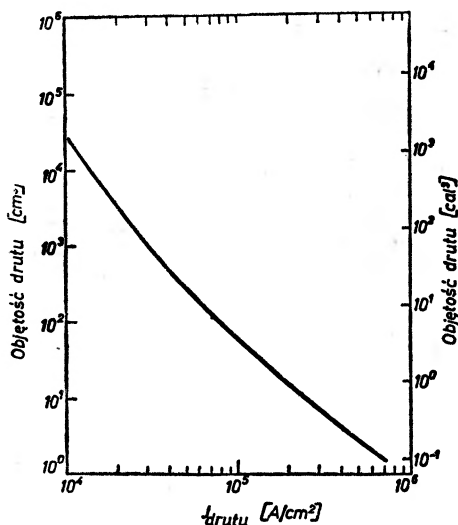
\* Jest to streszczenie pracy Martina, Benza, Brucha i Rosnera, opublikowanej we wrześniu 1963 roku w *Cryogenics*, 3, 161 (1963).

<sup>1</sup> Należy zwrócić uwagę, że zarówno pole krytyczne, jak i prąd krytyczny twardego nadprzewodników zależą w bardzo istotny sposób od rodzaju obróbki termicznej i mechanicznej badanych próbek. Stąd więc pochodzą tak duże rozbieżności w danych opublikowanych przez różnych autorów. Szczegóły metod otrzymywania drutów o optymalnych charakterystykach nadprzewodzących stanowią tajemnicę producentów.



Rys. 1. Zależność  $H_k$  od temperatury dla  $Nb_3Sn$ , i  $V_3Si$  i  $V_{2,95}Ga$ . Pogrubione linie proste odpowiadają wynikom doświadczalnym. Jakkolwiek temperatura krytyczna  $V_{2,95}Ga$  jest nieco niższa niż temperatura krytyczna  $Nb_3Sn$ , to jednak spadek krzywej  $H_k(T)$  dla  $V_3Ga$  jest większy. Można stąd wnioskować, że pole krytyczne  $V_3Ga$  w  $0^\circ K$  (a także w temperaturach helowych) jest około dwukrotnie wyższe niż pole krytyczne  $Nb_3Sn$ . Ekstrapolując wyniki uzyskane dla  $V_3Ga$  do  $0^\circ K$ , nawet przy pomocy zależności parabolicznej, otrzymujemy pole krytyczne w  $0^\circ K$  wyższe, niż dla  $Nb_3Sn$  przy ekstrapolacji liniowej. Wg Wernicka, Morina, Hsu, Dorsi, Maita i Kunzlera [8]. Gęstość prądu  $\sim 1-10 A/cm^2$ ;  $--- \dots --- H = H_0 \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$ ;

$V_{2,95}Ga$ ,  $H_0 = 350$  kOe,  $Nb_3Sn$ ,  $H_0 = 183$  kOe,  $V_3Si$ ,  $H_0 = 156$  kOe



Rys. 2. Minimalne ilości drutu potrzebnego do zbudowania solenoidu na 100 kOe w zależności od prądu krytycznego drutu, wg Martina i in. [9].  $H_0 = 100\ 000$  Oe; promień wewnętrzny uzwojeń = 0,5; współczynnik zapełnienia = 0,5

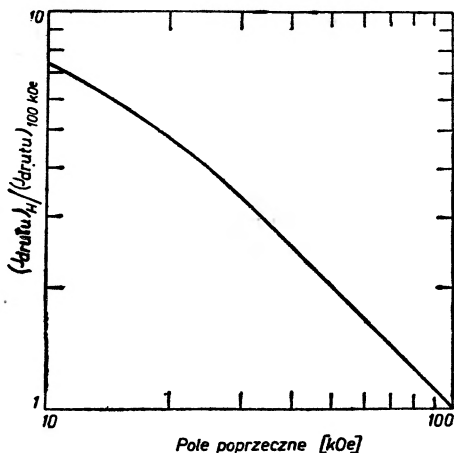
Przygotowanie drutu  $Nb_3Sn$ 

Autorzy opracowali oryginalną technologię produkcji drutu  $Nb_3Sn$  w ceramicznej izolacji. Szczegółów nie podają, ale z grubsza biorąc polegała ona na pokryciu drutu niobowego cienką warstwą cyny i izolacji ceramicznej. Z tak przygotowanego drutu nawijano cewkę i poddawano ją obróbce termicznej w temperaturze  $950^\circ C$ , w czasie której następowała dyfuzja cyny do wnętrza drutu niobowego, tworząc na jego powierzchni warstwę  $Nb_3Sn$ . Stwierdzono, że można również poddawać drut obróbce termicznej przed nawinięciem cewki, pod warunkiem, że w trakcie nawijania drut będzie zginany w granicach sprężystości. Wstępne badania własności nadprzewodzących tak przygotowanego drutu zarówno w odcinkach prostych, jak i nawiniętych w postaci małych cewek, przeprowadzano w polu magnetycznym do  $90 \text{ kOe}$ , uzyskiwanym w magnesie typu Bittera. Droga kolejnych prób udało się ostatecznie osiągnąć średnią gęstość prądu krytycznego drutu (z uwzględnieniem rdzenia niobowego, ale bez izolacji)  $6,8 \cdot 10^4 \div 1,1 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$  w polu poprzecznym  $100 \text{ kOe}$  i w temperaturze  $4,2^\circ K$ . Wartość tę można było wyznaczyć ekstrapolując wyniki uzyskane dla niższych wartości natężenia pola.

Na rys. 3 przedstawiona jest charakterystyka prąd-pole drutu wykorzystanego do uzwojeń solenoidu na  $101 \text{ kOe}$ .

Dane techniczne solenoidu na  $101 \text{ kOe}$ 

Z drutu o przekroju  $0,027$  cala ( $\sim 0,68 \text{ mm}$ ) i długości  $600$  stóp ( $\sim 183 \text{ m}$ ) nawinięto na korpus tytanowy, posiadający otwór osiowy o średnicy  $0,25$  cala ( $\sim 6,35 \text{ mm}$ ), dwie współosiowe cewki o jednakowej grubości uzwojeń. Następnie połączono je szeregowo przy pomocy



Rys. 3. Zależność prądu krytycznego drutu  $Nb_3Sn$  w polu poprzecznym (znormalizowanego do prądu krytycznego w polu  $100 \text{ kOe}$ ) od pola, wg Martina i in. [9]

nadprzewodzących połączeń wyprowadzonych na zewnątrz cewki. Doprowadzenia prądowe i końcówki obydwu cewek były połączone ze sobą  $\sim 12,5 \text{ cm}$  powyżej magnesu. Średnica wewnętrzna uzwojeń cewki wynosiła  $0,32$  cala ( $\sim 8,13 \text{ mm}$ ), średnica zewnętrzna  $2,19$  cala ( $\sim 55,6 \text{ mm}$ ), długość  $1,78$  cala ( $\sim 45,2 \text{ mm}$ ). Dobierając możliwie cienką warstwę izolacji udało się autorom osiągnąć współczynnik zapelnienia cewki  $\lambda = 0,53$ . Tak więc średnia gęstość prądu krytycznego uzwojeń w polu  $100 \text{ kOe}$  i temperaturze  $4,2^\circ K$  wynosiła  $3,6 \cdot 10^4 \div 5,8 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ .

Na rys. 4 przedstawiona jest fotografia magnesu przed doświadczeniem.

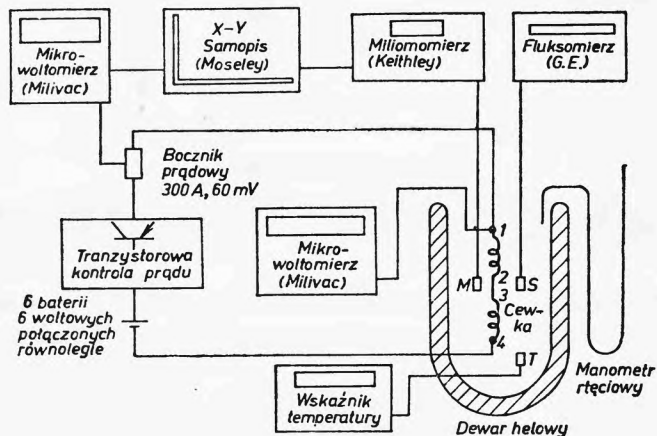


Rys. 4. Solenoid na 101 kOe przed doświadczeniem

#### Działanie magnesu

Na rys. 5 przedstawiony jest schemat układu doświadczonego. Zapewniono możliwość pomiaru śladów napięcia na końcówkach cewki na wypadek, gdyby zaczęła przechodzić w stan normalny. Pomiary natężenia pola wykonywano przy pomocy próbnej cewki ( $S$ ) i flukso-  
mierza oraz w sposób ciągły przy pomocy miedzianego czujnika magnetooporowego ( $M$ ). Cewkę próbną i flukso-  
mierza przecechowano uprzednio przy pomocy wzorca rezonansowo-  
protonowego. Temperaturę kąpeli helowej wyznaczano przy pomocy manometru rtęciowego i uprzednio przecechowanego oporu węglowego ( $T$ ).

Ponieważ w czasie przygotowywania drutu do uzwojeń część jego uległa zniszczeniu i tym samym zmniejszyła się ilość uzwojeń w porównaniu z zaprojektowaną, autorzy zdecydowali się na obniżenie temperatury roboczej do  $1,8^{\circ}\text{K}$ , aby tym samym zwiększyć gęstość prądu krytycznego. Zgodnie z danymi Kunzlera [7] wzrost gęstości prądu krytycznego przy obniżeniu



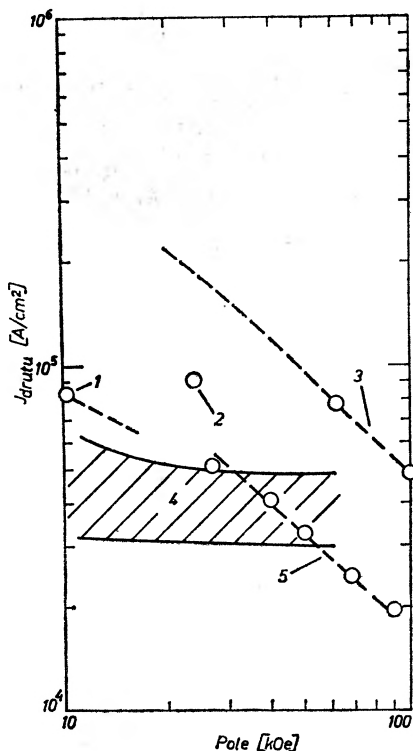
Rys. 5. Schemat układu doświadczonego.  $M$  — czujnik magnetooporowy;  $S$  — cewka do pomiaru natężenia pola;  $T$  — termometr oporowy

temperatury od  $4,2^{\circ}$  do  $1,8^{\circ}$  K powinien wynieść 49%. Autorzy oceniają, że w ich przypadku to podwyższenie wynosiło jedynie około 20%.

Początkowo w temperaturze  $4,2^{\circ}$  K wyznaczono przy prądzie do 20 A stałą prądową cewki. Wynosiła ona 380 Oe/A. Następnie obniżono temperaturę do  $1,8^{\circ}$  K i przepuszczono prąd 210 A, uzyskując pole  $\sim 88$  kOe. Po wyłączeniu pompy i zredukowaniu prądu do zera uzupełniono ilość ciekłego helu w dewarze. Ponownie obniżono temperaturę do  $1,8^{\circ}$  K i stopniowo (z szybkością 25 A/min) zwiększono prąd do 265 A, uzyskując pole nieco powyżej 100 kOe. Przy dalszym zwiększaniu natężenia prądu, gdy przez solenoid przepływał prąd 266 A nastąpiło przejście w stan normalny, czemu towarzyszyło gwałtowne kipienie helu. Maksymalne natężenie pola zostało zarejestrowane na samopisie, połączonym z czujnikiem magnetooporowym a także przez odrzut fluksomierza.

Po upływie kilku minut przepuszczono prąd przez cewkę i stwierdzono, że pozostaje w stanie nadprzewodzącym. Następnie magnes wyciągnięto z dewaru i ogrzano do temperatury pokojowej.

Po ponownym oziębieniu okazało się, że cewka zewnętrzna uległa zniszczeniu, ponieważ przechodziła w stan normalny przy bardzo małym natężeniu prądu. Natomiast cewka wewnętrzna pozostała nieuszkodzona i udało się przez nią przepuścić prąd 287 A (otrzymując pole  $\sim 62$  kOe), zanim przeszła w stan normalny. Po kilkakrotnym przeprowadzeniu w stan normalny również i ta cewka uległa uszkodzeniu i zaczęła przechodzić w stan normalny przy małych prądach.



Rys. 6. Właściwości drutu w cewkach nadprzewodzących w temperaturze  $4,2^{\circ}$  K, wg Martina i in. [9]. 1 — drut miedziany pokryty warstwą  $Nb_3Sn$  (J. J. Hanak, dane nieopublikowane); 2 — drut miedziany z rdzeniem  $Nb_3Sn$  (C. L. Kolbe i C. H. Rosner, dane nieopublikowane); 3 — drut  $Nb_3Sn$ , opisany w tej pracy; 4 — drut Nb — 25% Zr [7, 10, 11]; 5 — drut miedziany z rdzeniem  $Nb_3Sn$  [7]

## Dyskusja

Zniszczenie solenoidu przy jego przejściu w stan normalny mogło być wynikiem:

- 1) przebicia między uzwojeniami, gdy powstały duże różnice napięć,
- 2) działania ciepła Joule'a,
- 3) deformacji uzwojeń pod działaniem zanikającego pola.

Ze względu na dużą kruchość  $Nb_3Sn$  każda z tych przyczyn może doprowadzić do naruszenia struktury drutu, co momentalnie odbija się na jego własnościach nadprzewodzących.

Porównanie charakterystyk drutów nadprzewodzących w zbudowanych dotąd solenoidach (rys. 6), przyjmując nawet 20% wahania we współczynniku zapelnienia  $\lambda$  świadczy o tym, że drut wykorzystany w solenoidzie na 101 kOe posiadał optymalne charakterystyki spośród znanych obecnie.

Wykorzystując większe ilości drutu  $Nb_3Sn$  można będzie niewątpliwie osiągnąć pola znacznie przewyższające 100 kOe.

## Literatura

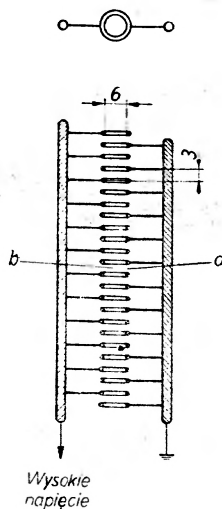
- [1] B. T. Matthias, T. H. Geballe, S. Geller i E. Corenzwit, *Phys. Rev.* **95**, 1435 (1954).
- [2] R. M. Bozorth, A. J. Williams i D. P. Davis, *Phys. Rev. Letters*, **5**, 148 (1960).
- [3] J. W. Kunzler, E. Buehler, F. S. L. Hsu, i J. H. Wernick, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 89 (1961).
- [4] J. E. Kunzler, *High Magnetic Fields*, Wiley, N. Y., s. 574, 1962.
- [5] D. L. Martin, M. G. Benz, C. A. Bruch i C. H. Rosner, *Cryogenics* **3**, 114 (1963).
- [6] E. Saur i J. Wurm, *High Magnetic Fields*, Wiley, N. Y., s. 589, 1962.
- [7] J. E. Kunzler, *J. appl. Phys.*, **33**, 1042 (1962).
- [8] I. H. Wernick, F. J. Morin, F. S. L. Hsu, D. Dorsi, J. P. Maita i J. E. Kunzler, *High Magnetic Fields*, Wiley, N. Y., s. 609, 1962.
- [9] D. L. Martin, M. G. Benz, C. A. Bruch, C. H. Rosner, *Cryogenics*, **3**, 161 (1963).
- [10] J. K. Hulm, M. J. Fraser, H. Riemersma, A. J. Venturino i R. E. Wien, *High Magnetic Fields*, Wiley, N. Y., s. 332, 1962,
- [11] *Westinghouse Electric Tech. Data Sheet* 53-161 (May, 1963).

A. Piekara  
 J. Stankowski  
 S. Smolińska  
 J. Galica

Zakład Dielektryków IF PAN  
 Katedra Fizyki Doświadczalnej  
 Uniwersytetu im. A. Mickiewicza  
 Poznań

### Maser amoniakalny ośrodka poznańskiego

Badania nasycenia dielektrycznego, prowadzone w Zakładzie Dielektryków IF PAN i Katedrze Fizyki Doświadczalnej w Poznaniu, zwróciły naszą uwagę na korzyści płynące z zastosowania spektroskopii mikrofalowej [1], zwłaszcza emisyjnej, do kompleksowego rozwiązywania wspólnych problemów, dotyczących struktury niektórych drobin. Dlatego podjęliśmy w ośrodku poznańskim pracę nad konstrukcją masera gazowego.



Rys. 1. Separator kółkowy

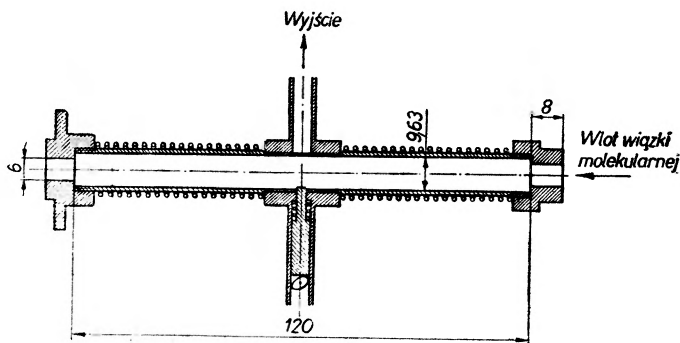
Pierwsze szczegółowe informacje dotyczące działania i konstrukcji maserów amoniakalnych podali jego twórcy Gordon, i in. [2] oraz Basow [3].

Po kilku latach pracy został zbudowany i uruchomiony w naszym ośrodku maser amoniakalny. Niniejszy komunikat stanowi krótkie sprawozdanie z wyników tej pracy.

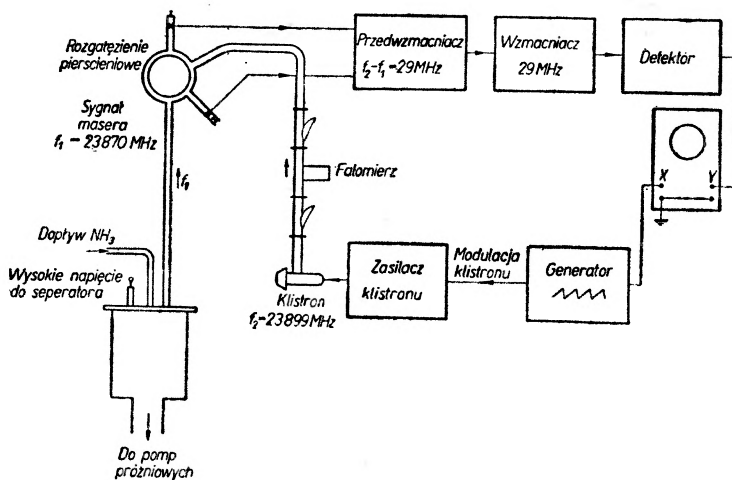
Cel prowadzonych badań jest dwójaki: 1) badanie zjawiska wymuszonej emisji promieniowania różnych drobin oraz 2) wykorzystanie masera jako wzorca częstotliwości korygującego zegary kwarcowe [4] Astronomicznej Stacji Szerokościowej w Borowcu k. Poznania.



W maserze amoniakalnym [5, 6] wiązka molekularna drobin wybiega ze źródła i wpada w obszar separatora elektrostatycznego, w którym dzięki kwadratowemu efektowi Starka następuje usunięcie niewzbudzonych drobin amoniaku. U wylotu źródła znajduje się siatka o współczynniku przezroczystości równym 0,3. Separator spełnia ponadto rolę urządzenia skupiającego wzbudzone drobin amoniaku wzdłuż osi. Zastosowano tutaj separator kółkowy (rys. 1) o długości 100 mm, bardziej wydajny od zazwyczaj stosowanego separatora kwadrupolowego. Najsilniejsze pole elektryczne występuje w obszarach brzegowych (a) tego



Rys. 2. Komora rezonansowa dla fali typu  $E_{010}$

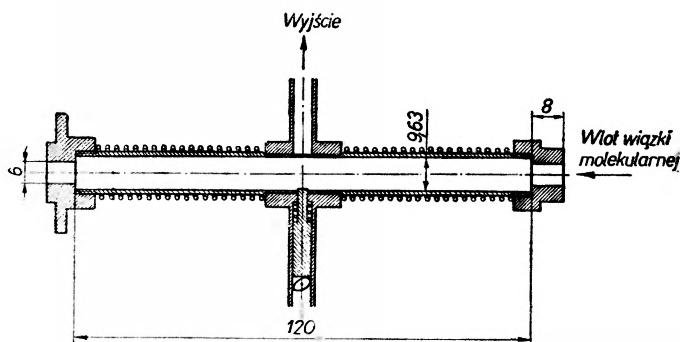


Rys. 3. Schemat blokowy odbiornika heterodynowego

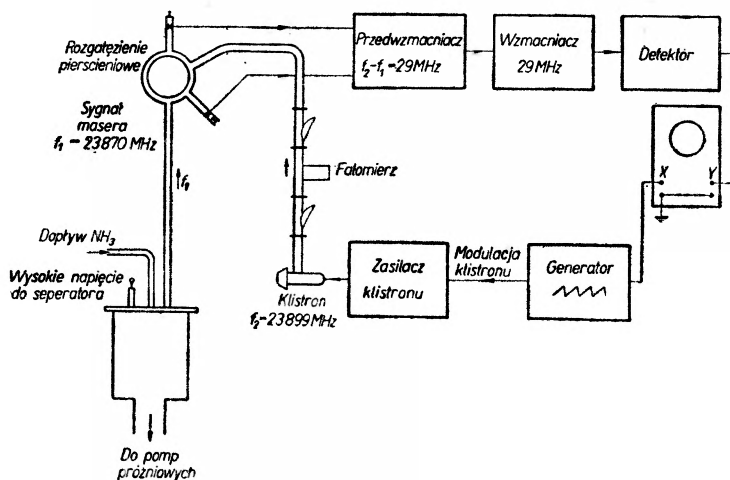
separatora, a najsłabsze w obszarze osi symetrii (b). Gradient pola elektrycznego ma kierunek radialny. W separatorze kółkowym pole elektryczne ma składowe podłużną i poprzeczną. Dzięki temu separowane są zarówno drobin mające moment pędu  $M_J$  skierowany wzdłuż promienia, jak i drobin z momentem  $M_J$  skierowanym wzdłuż osi separatora [7]. Po przebyciu separatora wiązka molekularna, składająca się głównie ze wzbudzonych drobin amoniaku  $^{14}\text{NH}_3$ , wpada do komory rezonansowej nastrojonej na przejście inwersyjne amoniaku o częstotliwości 23 870 MHz, i wywołuje w niej falę elektromagnetyczną typu  $E_{010}$ . Częstość komory rezonansowej przestraja się w dwojaki sposób: 1) przez ogrzewanie komory oraz 2) przez wprowadzanie do jej wnętrza metalowego pręcika. Regulacja położenia pręcika odbywa się przy pomocy koła mimośrodowego obracanego z zewnątrz.

Komorę rezonansową przedstawia rys. 2. Otwory, przez które wprowadzana jest wiązka molekularna, mają średnicę podkrytyczną dla fali o długości  $\lambda = 1,257$  cm (w swobodnej

W maserze amoniakalnym [5, 6] wiązka molekularna drobin wybiega ze źródła i wpada w obszar separatora elektrostatycznego, w którym dzięki kwadratowemu efektowi Starka następuje usunięcie niewzbudzonych drobin amoniaku. U wylotu źródła znajduje się siatka o współczynniku przezroczystości równym 0,3. Separator spełnia ponadto rolę urządzenia skupiającego wzbudzone drobin amoniaku wzdłuż osi. Zastosowano tutaj separator kółkowy (rys. 1) o długości 100 mm, bardziej wydajny od zazwyczaj stosowanego separatora kwadrupolowego. Najsilniejsze pole elektryczne występuje w obszarach brzegowych (a) tego



Rys. 2. Komora rezonansowa dla fali typu  $E_{010}$



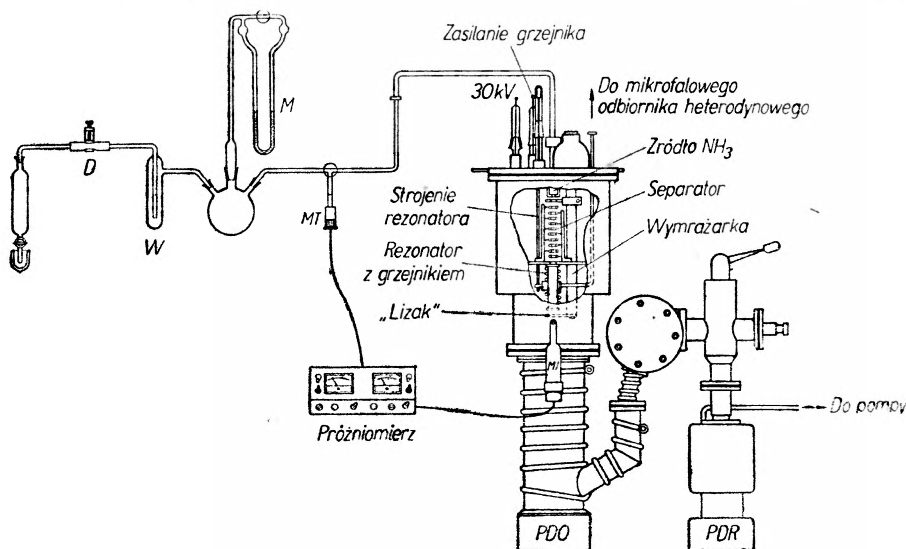
Rys. 3. Schemat blokowy odbiornika heterodynowego

separatora, a najbliższe w obszarze osi symetrii (b). Gradient pola elektrycznego ma kierunek radialny. W separatorze kółkowym pole elektryczne ma składowe podłużną i poprzeczną. Dzięki temu separowane są zarówno drobin mające moment pędu  $M_J$  skierowany wzdłuż promienia, jak i drobin z momentem  $M_J$  skierowanym wzdłuż osi separatora [7]. Po przebyciu separatora wiązka molekularna, składająca się głównie ze wzbudzonych drobin amoniaku  $^{14}\text{NH}_3$ , wpada do komory rezonansowej nastrojonej na przejście inwersyjne amoniaku o częstotliwości 23 870 MHz, i wywołuje w niej falę elektromagnetyczną typu  $E_{010}$ . Częstotliwość komory rezonansowej przestraja się w dwojaki sposób: 1) przez ogrzewanie komory oraz 2) przez wprowadzanie do jej wnętrza metalowego pręcika. Regulacja położenia pręcika odbywa się przy pomocy koła mimośrodowego obracanego z zewnątrz.

Komorę rezonansową przedstawia rys. 2. Otwory, przez które wprowadzana jest wiązka molekularna, mają średnicę podkrytyczną dla fali o długości  $\lambda = 1,257$  cm (w swobodnej

przestrzeni) i dlatego ich obecność nie pogarsza dobroci rezonatora. Dobroć ta wynosiła  $10^4$ . Sygnał mikrofalowy masera wprowadza się do rozgałęzienia pierścieniowego, gdzie miesza się on z sygnałem lokalnego generatora heterodynowego. Wyjaśnia to schematycznie rys. 3.

Na rys. 4 przedstawiono układ pomp próżniowych zapewniających w objętości masera ciśnienie od  $5 \cdot 10^{-6}$  do  $1 \cdot 10^{-5}$  mm Hg. Mimo, że dyfuzyjna pompa olejowa PDO-250 pompuje kilkaset litrów na sekundę, podczas wprowadzania wiązki molekularnej amoniaku ciśnienie w objętości masera spada do  $10^{-2}$  mm Hg i dopiero wymrażarka znajdująca się w pobliżu wiązki powoduje zestalenie się amoniaku znajdującego się z dala od osi separatora, co w konsekwencji prowadzi do obniżenia ciśnienia w objętości masera. W skonstruowanym maserze zastosowano trzy strefy oziębiania: strefę przesłony, strefę separatora i strefę „lizaka”; „lizak”

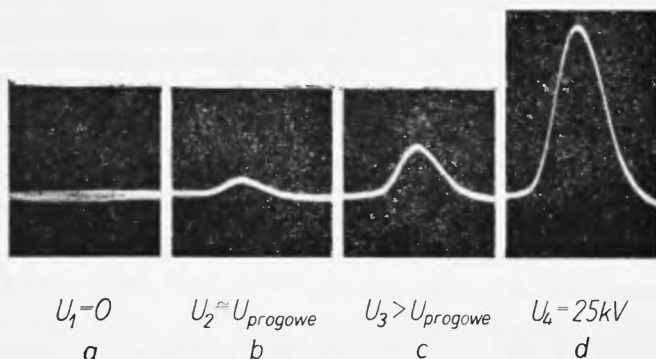


Rys. 4. Ogólny schemat masera, *D* — urządzenie dozujące amoniak, *W* — wymrażarka, *M* — manometr różnicowy, *MT* — manometr termoparowy, *MJ* — manometr jonizacyjny, *PDO* — pompa dyfuzyjna olejowa, *PDR* — pompa dyfuzyjna rtęciowa

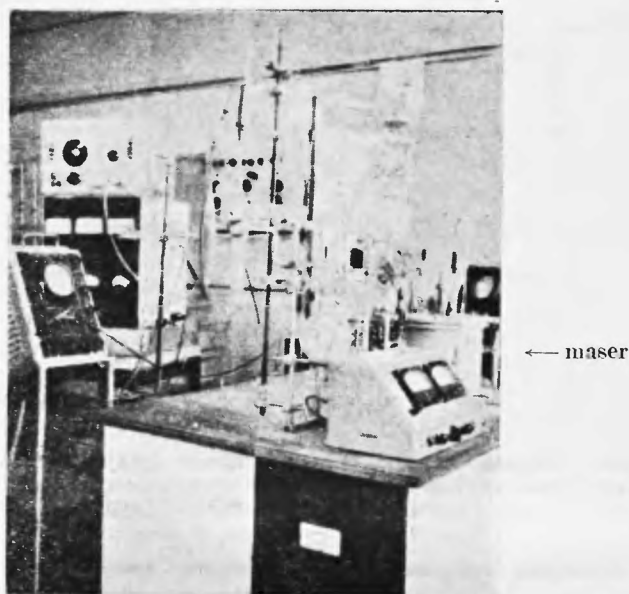
jest płytka miedziana umieszczoną poniżej komory rezonansowej, połączoną z dewarem. W strefie przesłony wymrażano drobiny wybiegające rozbieżnie ze źródła, w strefie separatora drobiny niepobudzone, wyrzucone poza obszar wiązki molekularnej, a w strefie „lizaka” wymrażano drobiny, które przeszły przez komorę rezonansową.

Amoniak techniczny dostarczany przez wytwórnictwo jest bardzo zanieczyszczony. Aby uzyskać emisję, musieliśmy oczyszczać go dwukrotnie. Pierwszy etap oczyszczania — to usunięcie wody drogą kolejnego wymrażania amoniaku w oddzielnym naczyniu szklanym i odpompowywaniu go przy ciśnieniu  $10^{-1}$  mm Hg, drugi etap — to wymrażanie i odpompowywanie go przy ciśnieniu  $10^{-4}$  mm Hg, w aparaturze masera.

Schemat blokowy odbiornika heterodynowego przedstawiono na rys. 3. Sygnał mikrofalowy masera amoniakalnego miesza się z sygnałem mikrofalowym heterodyny na diodach krzemowych, umieszczonych w ramionach rozgałęzienia pierścieniowego. Po zmieszaniu sygnału emisji amoniaku o częstotliwości drgań  $f_1 = 23\,870$  MHz z sygnałem heterodynowym  $f_2 = 23\,899$  MHz, otrzymuje się częstotliwość pośrednią  $f_2 - f_1 = 29$  MHz. Z diodami połączony jest wzmacniacz rezonansowy pracujący na tej częstotliwości. Szerokość pasma przepuszczania tego wzmacniacza wynosi 2 MHz, a jego wzmacnienie  $k = 10^5$ . Stosując piłową albo sinusoidalną modulację częstotliwości heterodyny możemy z częstotliwością tej modulacji przechodzić przez linię masera i po detekcji pośredniej częstotliwości uzyskuje się sygnał emisji masera, przedstawiony na rys. 5. Oscylogramy *a*, *b*, *c* i *d* obrazują zależność mocy emitowanej przez maser od napięcia separa-



Rys. 5. Oscylogramy sygnału maserowego w funkcji napięcia separatora



Rys. 6. Ogólny widok masera

torą. Przy ciśnieniu w źródle równym  $3 \cdot 10^{-3}$  mm Hg krytyczne napięcie separatora dla wzbudzenia drgań masera wynosi 15 kV. Maksymalna moc emitowana przez opisany maser wynosi  $10^{-9}$  W.

Ogólny widok masera amoniakalnego przedstawia rys. 6.

#### Literatura

- [1] A. Piekara, *Mikrofalowe i spektroskopia mikrofalowa*, PWN, Warszawa 1953.
- [2] J. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Townes, *Phys. Rev.*, **99**, 1264 (1955).
- [3] N. G. Basow, *Praca doktorska*, FIAN, Moskwa 1956; N. G. Basow, A. Prochorow, *Ž. E. T. F.*, **28**, 249 (1955).
- [4] S. Hahn, J. Stankowski, *Problemy Telekomunikacji*, **1**, 96 (1962).
- [5] A. Piekara, *Wzmacniacze i generatory kwantowe* w książce zbiorowej: *Fale elektromagnetyczne i ich niektóre zastosowania*, WNT, Warszawa 1963.
- [6] J. Stankowski, *Masery. Zdobycze fizyki ciała stałego*, WNT, Warszawa 1961.
- [7] O. I. Miednikow, W. N. Parygin, *Radiotekh. i Elektronika*, **8**, 656 (1963).

## Polskie Towarzystwo Fizyczne

## Lista członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego według stanu z dnia 31. V. 1964 r.

## Oddział Gdański

1. Prof. dr I. Adamczewski, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Fahrenheita 5
2. Mgr J. Andruszkiewicz, Gdańsk, ul. Elbląska 69/71 m. 120
3. Mgr K. Badziąg, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Grunwaldzka 61
4. Dr inż. S. Bernasik, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Grunwaldzka 116 m. 14
5. Mgr L. Bilot, Gdańsk-Wrzeszcz, Katedra Fizyki WSP
6. Dr Cz. Bojarski, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Chrzanowskiego 62/1
7. Mgr J. Bromirska, Gdynia, ul. Czołgistów 56 m. 11
8. Dr Wł. Chomka, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Chrzanowskiego 64b/5
9. Mgr M. Chybicki, Gdańsk, ul. Kartuska 245
10. Mgr M. Cieśliewicz, Gdynia, ul. 3-go Maja 14 a m. 4
11. Mgr I. Czekalska, Gdynia, ul. Czerwonych Kosynierów 97 m. 2
12. Mgr P. Czyż, Gdańsk-Rudniki, Miałki Szlak 11
13. Dr J. Dera, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Chrzanowskiego 62 m. 5
14. Dr E. Gazda, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Miśzewskiego 3/4
15. Dr J. Głowacki, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Kręta 48 m. 9
16. Mgr inż. J. Gulczyński, Politechnika Gdańska Katedra Radiotechniki
17. Dr O. Gzowski, Sopot, ul. Okrzei 5/7 m. 4
18. Mgr A. Iwaniukowicz, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Waryńskiego 18
19. Mgr A. Jachym, Gdańsk-Brzeźno, ul. Walecznych 11 m. 13
20. Mgr inż. A. Januszajtis, Gdańsk, ul. Stolarska 6B n. 9
21. Mgr inż. E. Juszkiewicz, Gdańsk-Wrzeszcz, Jaśkowa Dolina 46 a m. 2
22. Mgr J. Kalinowski, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Siedlicka 4 m. 10
23. Mgr U. Kamińska, Gdańsk-Oliwa, ul. Abrahama 44 a
24. Mgr inż. T. Karolczak, Politechnika Gdańska Katedra Radiotechniki
25. Mgr inż. A. Kasprzak, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Lilli Wenedy 18E m. 7
26. Dr A. Kawski, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Grunwaldzka 30/32 Kl. C m. 8
27. Mgr E. Klugmann, Gdańsk-Oliwa, ul. Mściwoja 50/18
28. Mgr S. Kolankowski, Gdańsk, Dębinki 7
29. Mgr Wł. Kolka, Gdańsk-Oliwa, ul. Wita Stwosza 50 m. 31
30. Mgr T. Kopiczyński, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Zawiszy 4 m. 2
31. Mgr I. Korpalska, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Siedlicka 4 m. 17
32. Mgr J. Kotarski, Gdańsk-Stogi, ul. Hoża 6 e m. 7
33. Mgr inż. K. Kozłowski, Sopot, ul. Armii Czerwonej 93 m. 5
34. Mgr inż. W. Kuźma, Gdańsk-Oliwa, ul. Poznańska 2 m. 1
35. Mgr Cz. Lewa, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Grunwaldzka 61/1
36. Mgr L. Lipiński, Sopot, ul. 20 Października 757/1
37. Mgr inż. J. Liwo, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Krzemienieckiej 4/2

38. Mgr Sz. Malinowski, Gdańsk-Oliwa, Poczty Gdańskiej 9
39. Mgr R. Marlewska, Gdynia, ul. Abrahama 27 m. 1
40. Prof. dr W. Mościcki, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Czarnieckiego 11 m. 12 a
41. Mgr T. Moskalowa, Sopot, ul. Kazimierza Wielkiego 3 m. 4
42. L. Nowak, Gdańsk-Brzeźno, ul. Krasickiego 9/9 a
43. Mgr A. Okoński, Gdańsk-Nowy Port, IV Liceum Ogólnokształcące
44. Mgr J. Piątkowska, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Chrzanowskiego 35 m. 1
45. Dr B. Piekara, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Mickiewicza 26 m. 3
46. Mgr R. Pohoski, Sopot, ul. Chopina 23/2
47. Mgr B. Polacka, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Dubois 98
48. Mgr I. Przybylak, Sopot, ul. Kasprowicza 10
49. Mgr H. Renk, Gdynia, ul. Abrahama 9 m. 4
50. Mgr Z. Rozkwitalski, Sopot, ul. Dąbrowskiego 8 m. 1
51. Mgr E. Śliwicki, Gdańsk-Brzeźno, ul. Krasickiego 9/9 a
52. Mgr H. Sodolski, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Fahrenheita 5
53. Mgr k. Stipal, Sopot, ul. Kazimierza Wielkiego 3 m. 4
54. Mgr inż. J. Sułocki, Gdańsk-Wrzeszcz, Partyzantów 107/12
55. Mgr B. Szczeblewski, Gdynia, ul. Pomorska 17
56. Mgr Cz. Szczepański, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. K. Marksa 107
57. Mgr H. Szymkowiak, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Hibnera 1 c
58. Dr inż. J. Terlecki, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Matejki 23 m. 2
59. Dr inż. T. Umiński, Sopot, ul. Okrzei 5
60. Dr W. Weisło, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Grunwaldzka 2 m. 5
61. Mgr K. Welka, Elbląg, Powstańców Warszawy 41
62. Mgr H. Zabul, Gdańsk-Wrzeszcz, Jaśkowa Dolina 6 b
63. Mgr inż. A. Zastawny, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Chrzanowskiego 78 m. 9

#### Oddział Gliwicki

1. Mgr Bał Zofia, Gliwice, Piramowicza 4
2. Mgr Barcik Jan, Katowice, Starowiejska 5
3. Mgr Benisz Jerzy, Katowice-Ligota, Piotrkowska 4 b
4. Mgr Biernacki Jerzy, Katowice, Róży Luksemburg 12
5. Mgr Borowski Zygmunt, Bytom, Plac Słowiański 2
6. Mgr Cerowski Zenon, Gliwice, Stawowa 1
7. Mgr Chaja Józef, Katowice, Mariacka 35
8. Mgr inż. Chruściel Romuald, Gliwice, Stawowa 1
9. Mgr Fazanowicz Janina, Poznań, Śniadeckich 7
10. Mgr Geisler Andrzej, Zabrze, Kochanowskiego 25
11. Doc. dr Glücksman Stanisław, Katowice, Armii Czerwonej 72
12. Mgr inż. Gmyrek Joachim, Zabrze, Wolności 24
13. Prof. dr Gostkowski Kazimierz, Gliwice, Arkońska 7
14. Mgr Górski Mirosław, Katowice, Królowej Jadwigi 12
15. Mgr Hańderek Jan, Katowice-Ligota, Świdnicka 14
16. Mgr Hanzel Stanisław, Gliwice, Jana Śliwki 21
17. Mgr Heller Kazimierz, Tarnów, Jarzębinowa 11
18. Mgr Jasielska Anna, Zabrze, Zamenhoffa 6
19. Mgr Kinel Jan, Rybnik, Krzyżowa 1 b
20. Mgr Kobyliński Michał, Gliwice, Stawowa 5
21. Mgr Konopacki Marian, Gliwice, Kaszubska 22
22. Dr inż. Kończak Sławomir, Gliwice, Trynek B, Rydygiera 19
23. Mgr Kubiak Stanisław, Katowice, Mariacka 35
24. Mgr Kumaszką Franciszek, Gliwice, Ziębia 21
25. Mgr Kuzio Barbara, Gliwice, Skowroncza 14
26. Mgr Latuszek Antoni, Gliwice, Barlickiego 1
27. Mgr inż. Łazarski Eustachy, Gliwice, Stawowa 5

28. Dr Matuła Bolesław, Zabrze, Sienkiewicza 21 a
29. Mgr Miśkiewicz Waclaw, Sosnowiec, Reymonta 17
30. Mgr Młynarczyk Edward, Bytom, Rycerska 17
31. Mgr Moron Jerzy, Mikołów, Żwirki i Wigury 13
32. Mgr Moszyński Jan, Gliwice, Nowotki 28
33. Mgr inż. Nosowicz Bogusław, Gliwice, Powstańców 2
34. Mgr Orwat Henryk, Gliwice, Zwycięstwa 44
35. Mgr Porwik Franciszek, Bytom, Szczęście Górnika 6
36. Dr Postępska Irena, Gliwice, Piramowicza 6
37. Doc. dr Prebendowski Stanisław, Zabrze, K. Miarki 19
38. Dr inż. Przybyła Franciszek, Gliwice, Marchlewskiego 7
39. Prof. dr Puchalik Marian, Gliwice, Ziębia 13
40. Doc. inż. Romer Edmund, Gliwice, Konarskiego 9
41. Mgr Ruczajewski Jacek, Gliwice, Piramowicza 6
42. Mgr Sikora Bogdan, Gliwice, Parkowa 12
43. Prof. dr inż. Sokalski Zdzisław, Gliwice, Gottwalda 23
44. Mgr Stankiewicz Zofia, Gliwice, Piramowicza 4
45. Dr inż. Strojek Jerzy, Gliwice, Gottwalda 13
46. Mgr inż. Suleja Barbara, Katowice, Szafranka 9
47. Dr inż. Sycz Andrzej, Gliwice, Trynek B, Nałkowskiego 8
48. Doc. dr inż. Szpilecki Józef, Gliwice, Piramowicza 6
49. Mgr inż. Toroński Zbigniew, Gliwice, Na Miedzy 27
50. Mgr Wachniewski Antoni, Chorzów, Powstańców 9
51. Mgr Wajdowa Zofia, Gliwice, Okrzei 20
52. Mgr Wąsowicz Zofia, Gliwice, Konarskiego 3
53. Prof. dr inż. Węgrzyn Stefan, Gliwice, Konarskiego 11
54. Dr Wierzbicki Adam, Gliwice, Zwycięstwa 11
55. Mgr inż. Weichönig Józef, Gliwice, Pszynicyńskiego 15
56. Mgr Wojtala Józef, Gliwice, Parkowa 12
57. Prof. dr inż. Zagajewski Tadeusz, Gliwice, Arkońska 3
58. Mgr Zakrzewski Tadeusz, Gliwice, Zwycięstwa 44

#### Oddział Krakowski

1. Dr Babecki Jan, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
2. Mgr Bałanda Andrzej, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
3. Mgr Bara Józef, jak wyżej
4. Dr Bartke Jerzy, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
5. Mgr Bąk Edmund, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
6. Dr Bochnacki Zbigniew, jak wyżej
7. Dr Blicharski Jerzy, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
8. Dr Białas Andrzej, jak wyżej
9. Mgr Białas Elżbieta, jak wyżej
10. Mgr Bożek Eugeniusz, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Al. Mickiewicza 30
11. Dr Budzanowski Andrzej, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
12. Mgr Chyla Krzysztof, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
13. Mgr Dargiel Lidia, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Bronowice
14. Inż. Fabiani Stefan, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
15. Mgr Fox Andrzej, Politechnika Krakowska, Kraków, Podchorążych 1
16. Mgr Garnysz Aleksander, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
17. Mgr Gądek Henryka, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
18. Mgr Gąsior Marian, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
19. Prof. dr Gierula Jerzy, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
20. Mgr Grabowski Janusz, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice

21. Doc. dr Grotowski Kazimierz, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
22. Prof. dr Halaunbrenner Michał, Politechnika Krakowska, Kraków, Podchorążych 1
23. Dr Hennel Jacek, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
24. Prof. dr Hrynkiewicz Andrzej, jak wyżej
25. Mgr Jachimowski Mieczysław, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
26. Prof. dr Jagielski Aleksy, Wyższa Szkoła Rolnicza, Kraków, Al. Mickiewicza
27. Prof. dr Janik Jerzy, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
28. Dr Jarczyk Lucjan, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
29. Mgr Jarzębski Zdzisław, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
30. Mgr Jasiński Andrzej, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
31. Prof. dr Jeżewski Mieczysław, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
32. Prof. dr Jurkiewicz Leopold, jak wyżej
33. Dr Kalisz Józef, jak wyżej
34. Mgr Kogut Marian, jak wyżej
35. Mgr Kopta Stefan, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
36. Mgr Kormicki Jan, jak wyżej
37. Dr Kowalska Antonina, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
38. Prof. dr Kozłowski Ludwik, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
39. Dr Kisiel Andrzej, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
40. Mgr Krop Karol, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
41. Dr Krzuc Jerzy, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
42. Mgr Kulgawczuk Dominik, jak wyżej
43. Doc. dr Kunisz Danuta, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
44. Mgr Leja Stanisław, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
45. Dr Leś Franciszek, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
46. Mgr Lizurej Henryk, jak wyżej
47. Mgr Łukasiewicz Ewa, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
48. Mgr Madeja Marian, jak wyżej
49. Mgr inż. Majer Jerzy, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
50. Mgr Makos Józef, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
51. Dr Massalski Jerzy, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
52. Prof. dr Mięslowicz Marian, jak wyżej
53. Mgr Morawiec Józef, Rzeszów,
54. Dr Namysłowski Józef, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
55. Prof. dr Niewodniczański Henryk, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
56. Mgr Nowicki Jerzy, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
57. Mgr Obuszko Zdzisław, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
58. Mgr Obryk Edward, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
59. Dr Olszewski Jan, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
60. Dr Ostrowski Kazimierz, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
61. Doc. dr Piech Tadeusz, jak wyżej
62. Mgr Pudłowska Barbara, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
63. Dr Pomorski Leon, jak wyżej
64. Prof. dr Rayski Jerzy, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
65. Dr Rogalska Zofia, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
66. Mgr Rozkrut Adam, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
67. Mgr Rybicka Maria, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
68. Mgr Sawicki Jerzy, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
69. Mgr Siemińska Helena, Kraków, ul. Senatorska 3
70. Mgr Stachura Zbigniew, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
71. Dr Stroński Ignacy, jak wyżej



72. Doc. dr Strzałkowski Adam, jak poprzednio
73. Mgr Szkatuła Antoni, jak wyżej
74. Mgr Szymakowski Jan, jak wyżej
75. Dr Szymczyk Stanisław, jak wyżej
76. Prof. dr Średniawa Bronisław, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
77. Mgr Tomala Krzysztof, jak wyżej
78. Mgr Waluga Tadeusz, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
79. Mgr Waluś Władysław, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
80. Dr Wanic Adam, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
81. Prof. dr Weysenhoff Jan, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
82. Dr Wierzbicki Mieczysław, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Al. Mickiewicza 30
83. Prof. mgr Zakrzewski Jerzy, Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków, Bronowice
84. Mgr Zapolska Anna, Instytut Fizyki UJ, Kraków, Reymonta 4
14. Mgr Krupa Edward, Lublin, ul. Głowackiego 2 m. 34
15. Mgr Kuranc Jan, Lublin, ul. Okopowa 13 m. 4
16. Mgr Kutnik Jan, Lublin, ul. Weteranów 2 m. 1
17. Mgr Lewicka Maria, Białystok, Aleje 1 Maja 15/25
18. Mgr Lis Jerzy, Lublin, ul. Grażyny 18 m. 14
19. Litwinowicz Edward, Białystok, ul. 1 Armii Wojska Polskiego 10
20. Inż. Łukaszewicz Marian, Białystok, ul. Wołodyjowskiego 3
21. Mgr Marciak-Kozłowska Janina, Warszawa, Osiedle „Przyjaźń“ na Jelonkach bl. 80 m. 8
22. Mgr Malicki Antoni, Lublin, ul. Wierzbowa 3
23. Mgr Mączka Dariusz, Lublin-Sławinek, ul. Jaśminowa 7 a
24. Mgr Mazur Anna, Lublin, ul. Słoneczna 7
25. Mgr Meldizon Jerzy, Lublin-Węglin Północ, nr 89
26. Merkel Janusz, Lublin, ul. Grażyny 12 m. 20
27. Mgr Mielnik Jerzy, Lublin, ul. Szopena 24 m. 19
28. Mgr Owsicki Stanisław, Lublin, ul. Okopowa 11 m. 43
29. Mgr Piasecka Maria, Lublin, ul. Pstrowskiego 10 m. 11
30. Dr Piłat Maksymilian, Lublin, ul. Lipowa 12 m. 23
31. Mgr Pomorski Józef, Lublin, ul. Langiewicza 1 m. 15
32. Mgr Rakowski August, Lublin, ul. Świerczewskiego 18 m. 8
33. Mgr Ratajewicz Zbigniew, Lublin, ZOR Bronowice bl. 15 m. 3
34. Mgr Rozwadowska Barbara, Lublin, ul. Czwartaków 2 m. 7
35. Mgr Sagan Jan, Zamość, Szkoła Rzemiosł Budowlanych, ul. H. Sawickiej
36. Mgr Sielanko Juliusz, Lublin, ul. Skłodowskiej 28 m. 5
37. Mgr Sawicki Czesław, Lublin, ul. Grażyny 17 m. 19
38. Dr Skierczyńska Jadwiga, Lublin, ZOR Zachód bl. 7 m. 27
39. Mgr Skierczyński Janusz, Lublin, ZOR Zachód bl. 7 m. 27

#### Oddział Lubelski

1. Dr Adamezyk Bogdan, Lublin, ul. Nadbyszczycka 25 m. 20
2. Bartoszyński Alfred, Wereszyn, p-ta Wiszniów, pow. Hrubieszów
3. Mgr Borowski Antoni, Lublin, ul. Głowackiego 2 m. 49
4. Mgr Borowiecka Helena, Lublin, ul. Buczka 11 m. 8
5. Mgr Chomicz Edward, Lublin, ul. Wajdeloty 10 m. 55
6. Mgr Dowgird Edward, Lublin, ul. Sowińskiego 6 m. 33
7. Mgr Firsowicz Łarysa, Białystok, Aleje 1 Maja 4 m. 64
8. Mgr Francki Gabriel, Białystok, Zakład Fizyki A. M. ul. Kilińskiego 1
9. Mgr Gładyszewski Longin, Lublin, ul. Zielna 4 m. 9
10. Mgr Goworek Tomasz, Lublin, ul. Wajdeloty 10 m. 36
11. Mgr Kapiszewski Stanisław, Lublin, ul. Głęboka 3 m. 15
12. Mgr Kozłowski Mirosław, Warszawa, Osiedle „Przyjaźń“ na Jelonkach bl. 80 m. 8
13. Mgr Król Stefan, Lublin, ul. Langiewicza 17 A p. 21

40. Doc. dr Stachórska Danuta, Lublin, ul. Narutowicza 37
41. Mgr Skorzyński Zbigniew, Lublin, ul. Piastowska 12
42. Doc. dr Staszewski Wacław, Lublin, ul. Sławińskiego 8
43. Dr Subotowicz Mieczysław, Lublin, ul. Weteranów 34 m. 4
44. Mgr Syrzyśko Irena, Białystok, ul. Skłodowskiej 6 m. 38
45. Dr Szpikowski Stanisław, Lublin, ul. Skłodowskiej 8 m. 10
46. Prof. dr Teske Armin, Lublin, ul. Skłodowskiej 2 m. 8
47. Mgr Tomza Urszula, Katowice, ul. Armii Czerwonej 140/25
48. Dr Trembaczowski Emanuel, Białystok, Zakład Fizyki AM, ul. Kilińskiego 1
49. Doc. dr Urbański Włodzimierz, Lublin, ul. Hipoteczna 2 m. 11
50. Mgr Wicik Adam, Białystok, Zakład Fizyki AM, ul. Kilińskiego 1
51. Dr Wieluński Stefan, Lublin, ul. Skłodowskiej 44 a m. 6
52. Mgr Wilanowski Tadeusz, Poniatowa k/Lublina, ul. Młodzieżowa 7
53. Mgr Wójtowicz Zbigniew, Białystok, Zakład Fizyki AM, ul. Kilińskiego 1
54. Mgr Wróński Adam, Olsztyn, Plac Gen. Bema 1 c m. 12
55. Mgr Wiertel Marian, Świdnik k/Lublina, ul. Sławińskiego 18 m. 1
56. Mgr Zinkiewicz Janusz, Lublin, ul. Szopena 3 m. 5
57. Prof. dr Żuk Włodzimierz, Lublin, ul. Szopena 33 m. 4
7. Dr Gawin Jerzy, Łódź, ul. Osiedlowa 6 m. 40 bl. 420
8. Dr Gajewski Tomasz, Łódź, ul. Mokra 31 m. 53
9. Mgr Grossman Barbara, Łódź, P. Ł. Łódź, Gdańska 155
10. Mgr Gawecki Tadeusz, Łódź, ul. Marysińska 47/49
11. Dr Hofmokl Helena, Łódź, ul. Zielona 25 m. 38
12. Mgr Janiszewska Halina, Łódź, ul. Tybury 6 m. 20 bl. 52
13. Mgr Jateczak Jerzy, Łódź, ul. Zawiszy 22 b
14. Mgr Jędrzejczak Genowefa, Łódź, P. Ł. Łódź, ul. Gdańska 155
15. Prof. Karasek Stefan, Łódź, ul. Pabianicka 49
16. Mgr Karasek Zofia, Łódź, ul. Pabianicka 49
17. Mgr Kluczyński Mirosław, Łódź, ul. Altanowa 27
18. Mgr Karniewicz Jan, Łódź, ul. Zachodnia 61 m. 16
19. Prof. Kojrański Ludwik, Łódź, ul. Tuwima 17, m. 19
20. Mgr Krzyżowyski Adam, Łódź, ul. Wojska Polskiego 148 m. 15
21. Mgr Kozłowski Józef, Łódź, ul. Wojska Polskiego bl. 15 m. 8
22. Doc. dr Kryszewski Marian, Politechnika Łódzka, ul. Gdańska 155
23. Mgr Lipiński Andrzej, Łódź, ul. Piaramowicza 7
24. Prof. dr Łażniewski Mikołaj, Łódź, ul. Kilińskiego 82
25. Mgr Mucha Maria, Łódź P. Ł. Z-d Fiz. Wydz. Chem.
26. Dr Małecki Henryk, Łódź, ul. Mokra 27 m. 36
27. Dr Majewski Michał, Łódź, ul. Narutowicza 79 m. 15
28. Mgr Małuszyńska Krystyna, Narutowicza
29. Mgr Mazur Antoni, Łódź, ul. Próchnika 26 m. 12
30. Dr Mońka Jadwiga, Łódź, Al. Kościuszki 53
31. Dr Musiatowicz Tadeusz, Łódź, ul. Franciszkańska 70—72 kl. C m. 31
32. Dr Michalak Stanisław, Łódź, ul. Uniwersytecka 3

#### Oddział Łódzki

1. Dr Adamski Przemysław, Zgierz, Osiedle Sikorskiego bl. 8 m. 8 c
2. Mgr Balcerzak Czesław, Łódź, ul. Kilińskiego 219, m. 37
3. Mgr Bończak Bazyle, Łódź, ul. Wrześniańska 102 m. 45
4. Mgr Braun Ryszard, Łódź, ul. Podmiejska 16 m. 27
5. Mgr Drobniak Antoni, Łódź, ul. P. Ł. Łódź, Gdańska 155
6. Dr Firkowski Ryszard, Łódź, ul. Czarnkowska 4 m. 48

33. Mgr Niedźwiedziuk Kazimierz, Łódź, ul. Pryncypalna 15
  34. Mgr Nowak Władysław, Łódź, ul. Klińskiego 49
  35. Mgr Olichwier Romuald, Łódź, ul. Stoczka 8 m. 1
  36. Mgr Piotrowski Jan, Łódź, ul. Wrocławska 10 m. 24
  37. Mgr Piotrowska Zofia, Łódź, ul. Żwirki 1
  38. Mgr Piotrowski Bogdan, Łódź, ul. Żwirki 1
  39. Mgr Paszkiewicz Paweł, Łódź, ul. Rydla 16
  40. Mgr Rutkowska Eugenia, Łódź, ul. Gdańska 116
  41. Mgr Rogowski Paweł, Łódź, ul. Bojowników Getta 4 m. 4
  42. Mgr Rogalski Mieczysław, Łódź, ul. Świerczewskiego 69
  43. Mgr Siewierska Stefania, Łódź, ul. Mazowiecka 77
  44. Mgr Sokołowski, Łódź, Politechnika Łódzka, ul. Gdańska 155
  45. Mgr Stępiński Marian, Łódź, ul. 1 Maja 19 m. 13
  46. Mgr Sroka Jan, Łódź, ul. Świerczewskiego 56
  47. Mgr Skorko Marta, Łódź, ul. Tuwima 20 m. 9
  48. Sulkowski Piotr, Łódź, ul. Sanocka
  49. Dr Szymański Aleksander, Łódź, ul. Zmienna 15 a m. 20
  50. Dr Tomaszewski Alojzy, Łódź, ul. Tybury 7 a m. 11
  51. Doc. dr Tietz Tadeusz, Łódź, Al. Kościuszki 53
  52. Mgr Wdowczyk Jerzy, Łódź, ul. Drewnowska 182 m. 2
  53. Mgr Wysmyk Mieczysław, Łódź, ul. Jaracza 55 m. 23
  54. Doc. dr Zawadzki Aleksander, Łódź, ul. Wierzbowa bl. 13 m. 7
  55. Mgr Żukowska Irena (obecnie w ZSRR)
- 
- Oddział Poznański**
1. Prof. dr Abt Kazimierz, Poznań, ul. Działowa 8 m. 15
  2. Mgr Angerer Jerzy, Poznań, ul. Armii Czerwonej 75
  3. Mgr Baszyński Janusz, Poznań, ul. Skryta 4 m. 7
  4. Mgr Białek Jan, Poznań, ul. Świerczewskiego 364
  5. Mgr Błaszkievicz Barbara, Poznań, Młyńska 12 a m. 6
  6. Mgr Bochyński Zenon, Poznań, ul. Ściegiennego 67 a m. 8
  7. Doc. dr Chelkowski Augustyn, Poznań, ul. Szydłowska 29 m. 7
  8. Mgr Cempel Czesław, Poznań, ul. Kanałowa 5/6 m. 14
  9. Mgr Danielewicz Irena, Poznań, ul. Wojskowa 17 m. 12
  10. Mgr Danielewicz Marian, Poznań, ul. Fredry 10
  11. Mgr Dymaczewski Henryk, Poznań, ul. Karwowskiego 24 m. 2
  12. Mgr Dezor Andrzej, Poznań, ul. Miła 18
  13. Mgr Galica Andrzej, Poznań, ul. Kościuszki 2 m. 8
  14. Dr Gibalewicz Joanna, Poznań, ul. Armii Czerwonej 75 m. 34
  15. Prof. Gintel Jerzy, Caracas Venezuela
  16. Mgr Goc Roman, Poznań, ul. Grunwaldzka 33 b m. 9
  17. Mgr Graja Jerzy, Poznań, ul. Grunwaldzka 1 a
  18. Dr Grycza Józef, Poznań, ul. Jackowskiego 43 m. 3
  19. Mgr Herchold Witold, Poznań, ul. Boh. Westerplatte 7
  20. Dr Hilezer Tadeusz, Poznań, ul. Górska 3 m. 3
  21. Mgr Hilezerowa Bożena, Poznań, ul. Górska 3 m. 3
  22. Mgr Hojan Edward, Poznań, ul. Mickiewicza 27 m. 6
  23. Mgr Jankowska Florentyna, Poznań, ul. Kossaka 13 m. 3
  24. Mgr Józwiak Jan, Poznań, ul. Marcelińska 37 m. 3
  25. Mgr Jurga Kazimierz, Kościan, ul. Sojuszu Pol.-Radz. 5
  26. Dr inż. Kachlicki Zdzisław, Poznań, ul. Jarochońskiego 61 m. 2
  27. Dr Kaczmarek Franciszek, Poznań, ul. Grunwaldzka 6
  28. Mgr inż. Kędzia Bolesław, Poznań ul. Powstańcza 3 m. 13
  29. Prof. dr Karaśkiewicz Edmund, Poznań, ul. Marcelińska 36 a m. 3
  30. Doc. dr Kielich Stanisław, Poznań, ul. Polna 36 a m. 6

31. Dr Klimowski Jan, Poznań, ul. Chełmońskiego 20
32. Mgr Klimaszewski Bolesław, Poznań, ul. Grunwaldzka 17 m. 3
33. Mgr Kobek Włodzimierz, Poznań, ul. Golecińska 9
34. Mgr Konarski Jerzy, Poznań, ul. Czajcza 10/9
35. Dr Konopka Rudolf, Poznań, ul. Grunwaldzka 6
36. Mgr Kowalska Maria, Gniezno, ul. Moniuszki 3/1
37. Dr Krajewski Teodor, Poznań, ul. Ratajczaka 15 m. 2
38. Mgr Krawczyński Józef, Poznań, ul. Prądzynskiego 7 m. 6
39. Prof. dr Kuczyński Włodzisław, Poznań, ul. Libelta 22
40. Prof. mgr Lipiński Franciszek, Poznań, ul. Kancelerska 18 (18)
41. Mgr Lisiak Włodzimierz, Poznań, ul. Słowackiego 19
42. Mgr Łabowski Mikołaj, Poznań, ul. Fredry 10
43. Mgr Łempicki Aleksander, New York, ul. Greenway East 85
44. Dr Małecki Jerzy, Poznań, ul. Mazowiecka 1 m. 1
45. Mgr Marek Stanisław, Poznań, ul. Grunwaldzka 23
46. Mgr Mencil Jerzy, Poznań, ul. Poplińskich 9
47. Dr Michałkiewicz Maria, Poznań, ul. Małopolska 3
48. Mgr Mindykowski Bolesław, Grodzisk, ul. Zbąszyńska 1
49. Mgr Nawrocik Wojciech, Poznań, ul. Wieżowa 5
50. Mgr Opilski Aleksander, Łobianki k. Warszawy, ul. Fabryczna 33
51. Doc. dr Pająk Zdzisław, Poznań, ul. Chełmońskiego 20
52. Mgr Pająk Janina, Poznań, ul. Za Groblą 6 m. 8
53. Mgr Piechowska Wanda, Poznań, ul. Strzelecka 34
54. Prof. dr Piekara Arkadiusz, Poznań, ul. Grunwaldzka 6
55. Dr Pietrzak Jerzy, Poznań, ul. Głogowska 47
56. Prof. dr Pilawski Andrzej, Poznań, ul. Wielka 23
57. Mgr Piślewski Nareyz, Poznań, ul. Sochoła 23 m. 2
58. Mgr Planner Alfons, Poznań, ul. Krzepicka 16
59. Mgr Prusowa Zofia, Poznań, ul. Dzierżyńskiego 119
60. Mgr Przygórzewski Stanisław, Poznań, ul. Mickiewicza 22 m. 8
61. Mgr Pszeniczny Zygmunt, Poznań, ul. Janickiego 28 m. 3
62. Mgr Ramisz Teresa, Poznań, ul. Matejki 46 m. 7
63. Dr Ratajczak Henryk, Poznań, ul. Matejki 37 m. 23
64. Mgr Roehr Józef, Poznań, ul. Truskawiecka 10
65. Mgr Rzeszowski Ryszard, Świecien. Wisła, ul. Gimnazjalna 5
66. Mgr Szczaniecki Bolesław, Poznań, ul. Ściegiennego 118
67. Mgr Słabecka Aleksandra, Poznań, ul. S. Engla 14 m. 10
68. Dr Śliwiński Antoni, Poznań, ul. Fredry 10
69. Mgr Smolińska Stefania, Poznań, ul. Kościelna 18 m. 22
70. Dr Stankowski Jan, Poznań, ul. Głogowska 29 m. 19
71. Dr Surma Marian, Poznań, ul. Średzka 6 m. 9
72. Prof. dr Szczeniowski Szczepan, Warszawa, ul. Lwowska 7 m. 21
73. Sznor Ryszard, Żary Śląskie, ul. Nowotki 38
74. Szot Julian, Słupca, ul. Targowa 2 a
75. Prof. mgr Szukalski Konrad, Poznań, ul. Kniewskiego 1
76. Dr Szydłowski Henryk, Poznań, ul. Dąbrowskiego 134 m. 12
77. Prof. dr Szyguła Wacław, Poznań, ul. Zbożowa 12
78. Mgr Szymańska-Nowak Jadwiga, Poznań, ul. Grunwaldzka 6
79. Mgr Tyszkiewicz Stanisław, Poznań, ul. Junacka 14
80. Prof. dr Węgrzynowicz Marian, Poznań, ul. Słowackiego 29 m. 3
81. Mgr Woźniczka Kazimierz, Olsztyn, ul. Blok 23 m. 24
82. Dr Wrzeciono Alojzy, Poznań, ul. Łukaszewicza 96
83. Prof. dr Witkowski Józef, Poznań, ul. Słoneczna 36

### Oddział Szczeciński

1. Mgr Balcerowicz Danuta, Szczecin, ul. Tkacka 59 m. 8
2. Mgr Balcerowicz Kazimierz, Szczecin, ul. Tkacka 59 m. 8
3. Mgr Budzyński Jan, Szczecin, ul. Janosika 8
4. Dr Daca Tomasz, Szczecin, ul. Heleny 12 m. 16
5. Mgr Dembski Jerzy, Szczecin, ul. Jedności Narodowej 17 m. 13
6. Mgr Dominiczak Tomasz, Szczecin, ul. Jedności Narodowej 17 m. 13
7. Mgr Lakner-Małowicz Alina, Szczecin, ul. Malczewskiego 18 m. 7
8. Dr Nowak Wiktor, Szczecin, ul. Pocztowa 18 m. 3
9. Mgr Pawulski Andrzej, Szczecin, ul. Boh. Warszawy 7 m. 8
10. Dr Rewaj Tadeusz, Szczecin, ul. Janosika 5 m. 9
11. Mgr Rotenberg Miriam, Szczecin, ul. Małopolska 46 m. 10
12. Mgr Sławińska Danuta, Szczecin, ul. Jedności Narodowej 25 m. 1
13. Mgr Wołczak Bohdan, Szczecin, Al. Niepodległości 14 m. 6

### Oddział Toruński

1. Doc. dr Antonowicz Kazimierz, Toruń, ul. Grudziądzka 5
2. Mgr Arsoba Władysław, Toruń, ul. Moniuszki 16/20
3. Mgr Bała Waclaw, Toruń, ul. Kasprowicza 7
4. Mgr Banaszekiewicz Jan, Białystok, ul. Zajęcza 1
5. Dr Bauer Ryszard, Toruń, ul. Kraszewskiego 22 m. 10
6. Mgr Bauer Władysława, Toruń, ul. Kraszewskiego 22 m. 10
7. Dr Bączyński Andrzej, Toruń, ul. Grudziądzka 5
8. Dr Berdowski Wiesław, Toruń, ul. Kopernika 22
9. Mgr Bielski Andrzej, Toruń, ul. Popiela 11 m. 15
10. Mgr Bissinger Janusz, Chełmno, Rynek 5
11. Dr Czajkowski Mieczysław, Inowrocław, ul. Toruńska 8
12. Dr Dembiński Stanisław, Toruń, Plac Rapackiego 2
13. Dr Fiutak Jan, Toruń, ul. Mickiewicza 30
14. Doc. dr Frąckowiak Danuta, Toruń, ul. Kraszewskiego 20 m. 15
15. Dr Frąckowiak Mieczysław, Toruń, ul. Kraszewskiego 20 m. 15
16. Dr Gorgolewski Stanisław, Toruń, ul. Kraszewskiego 20
17. Mgr Grudziński Hubert, Toruń, ul. Mickiewicza 48 m. 3
18. Mgr Gutsze Aleksander, Toruń, ul. Bolesława Prusa 9 m. 10
19. Doc. dr Hanusowa Wanda, Toruń, ul. Kraszewskiego 20
20. Dr Heldt Józef, Toruń, ul. Mickiewicza 31
21. Mgr Idźkowski Władysław, Toruń, ul. Panny Marii 11 m. 6
22. Prof. dr Jabłoński Aleksander, Toruń, ul. Grudziądzka 5
23. Mgr Jankowski Karol, Toruń, ul. Kłownicza 38 m. 4
24. Mgr Juźków Marian, Toruń, ul. Parkowa 34
25. Mgr Karwowski Jacek, Grębocin pow. Toruń
26. Mgr Kautz Irena, Toruń, ul. Panieńska 18 m. 5
27. Mgr Kądziała Wojciech, Toruń, ul. Lindego 9
28. Mgr Kopistecki Eugeniusz, Białystok, ul. Bolesława Prusa 14
29. Mgr Kossakowski Andrzej, Toruń, ul. Konopnickiej 22
30. Mgr Krepel Jerzy, Toruń, ul. Miła 34
31. Mgr Kunysz Kornel, Toruń, ul. Pająkowskiego 30
32. Mgr Kwiatkowski Stanisław, Toruń, ul. Popiela 10 m. 12
33. Mgr Lewandowski Jerzy, Grudziądz, ul. Świerczewskiego 100
34. Mgr Lisiecki Edmund, Toruń, ul. Kraszewskiego 52
35. Dr Łęgowski Stanisław, Toruń, ul. Szeroka 4
36. Dr Łożykowski Henryk, Toruń, ul. Kraszewskiego 20
37. Mgr Marszałek Tadeusz, Toruń, ul. Miła 13
38. Mgr Męczyńska Hanna, Toruń, ul. Dobrzyńska 5 m. 1

39. Prof. dr Mrozowski Stanisław, 109 Westfield Rd, Buffalo 26 NY, USA
40. Mgr Opanowicz Andrzej, Toruń, ul. Bydgoska 10 m. 2
41. Mgr Orzeszko Stanisław, Toruń, ul. Kraszewskiego 40
42. Mgr Oszwałdowski Maciej, Toruń, ul. Rynek Staromiejski 38
43. Dr Pruski Stanisław, Toruń, ul. Wyspiańskiego 23 m. 3
44. Mgr Pstrokoński Marek, Toruń, ul. Czarneckiego 35 m. 8
45. Mgr Rapior Andrzej, Toruń, ul. Wielkie Garbary 11 m. 6
46. Mgr Rozpłoch Franciszek, Toruń, ul. Popiela 10
47. Dr Rozwadowski Mikołaj, Bydgoszcz, ul. Olszewskiego W. S. I.
48. Dr Skrzat Zofia, Toruń, ul. Kraszewskiego 21
49. Mgr Stosik Jerzy, Toruń, ul. Zjednoczenia 105
50. Mgr Szczepański Stefan, Toruń, ul. Bydgoska 10 m. 2
51. Mgr Szczurek Tomasz, Toruń, ul. Słowackiego 36 m. 2
52. Mgr Szudy Józef, Toruń, ul. Grudziądzka 5
53. Mgr Szye Jan, Toruń, ul. Mostowa 24
54. Mgr Trawiński Stanisław, Toruń, ul. Grudziądzka 5
55. Mgr Turło Zygmunt, Toruń, ul. Krasieńskiego 57
56. Mgr Walentynowicz Emanuel, Toruń, ul. Bolesława Prusa 1
57. Mgr Waleryś Henryk, Toruń, ul. Wąłdowska 23 b
58. Dr Woźnicki Wiesław, Toruń, ul. Mickiewicza 7
59. Mgr Woźny Andrzej, Fordon, ul. Cmentarna 12
60. Dr Wolniewicz Lutosław, Toruń, ul. Krasieńskiego 57
61. Doc. dr Wrzeńska Apolonia, Toruń, ul. Matejki 30 m. 3
62. Mgr Żurawski Bronisław, Białystok, ul. Nowy Świat 18 m. 11
2. Mgr Bukowski Jerzy, Olsztyn 5, blok 23 m. 3
3. Dr Drabent Regina, Olsztyn 5, blok 20 m. 17
4. Mgr Machholz Zenon, Olsztyn, ul. Kościuszki 20 m. 15
5. Mgr Pyszka Janina, Olsztyn 5 blok 6
6. Mgr Siódmiak Barbara, Olsztyn 5 blok 6
7. Mgr Siódmiak Józef, Olsztyn 5 blok 6
8. Mgr Staniszewski Henryk, Olsztyn, ul. Na Skarpie 10

#### Oddział Warszawski

1. Prof. inż. Arkuszewski Mieczysław, Warszawa, ul. Adama Piłgu 27
2. Doc. dr Aulaytner Julian, Warszawa, ul. Krasieńskiego 28 m. 19
3. Mgr Baran Zbigniew, Warszawa, ul. Mokotowska 17 m. 7
4. Dr Białkowski Grzegorz, Warszawa, ul. J. Bruma 16 m. 5
5. Dr Białynicki-Birula Iwo, Warszawa, Osiedle Przyjaźń blok 16 p. 7
6. Mgr Bienkowa Józefa, Warszawa, ul. Huczna 12 m. 1
7. Dr Blinowski Konrad, Warszawa, ul. Wileza 62 m. 8
8. Bobińska Krystyna, Warszawa, ul. Węgierska 37 m. 8
9. Mgr Bochenek Maria, Warszawa, Al. Niepodległości 222 m. 15
10. Mgr Bogdanowicz Jerzy, Warszawa, ul. Mickiewicza 27 m. 65
11. Dr Borowski Feliks, Warszawa, ul. Wileńska 29 m. 10
12. Mgr Borysowicz Jerzy, Warszawa, ul. Nabielska 15 m. 2
13. Prof. dr Buras Bronisław, Warszawa, ul. Wileza 62 m. 7
14. Doc. dr Chęcińska Halina, Warszawa, ul. Lwowska 4 m. 4
15. Mgr Celiowski Stanisław, Pruszków, ul. Chopina 26 m. 11
16. Mgr inż. Chojnacki Sławomir, Warszawa, ul. Kasprzowicza 40 m. 4
17. Cieślak Barbara, Warszawa, ul. Koszykowa 10 m. 25
18. Mgr Ciok Pelagia, Warszawa, ul. Konopacka 4 a m. 4
19. Dr Czarnecki Stefan, Zalesie Dolne, ul. Jagiellonki 4

#### Pododdział w Olsztynie

1. Mgr Bogdan Zygmunt, Olsztyn, ul. Warszawska 79 m. 1

20. Inż. Czerwiński Jerzy, Warszawa, ul. Widok 22 m. 23
21. Prof. dr Danysz Marian, Warszawa, ul. Asfaltowa 2 m. 5
22. Mgr Dąbkowski Jan, Warszawa, Al. 3-go Maja 2 m. 75
23. Prof. dr Dąbrowski Janusz, Warszawa, ul. Krasińskiego 21 m. 19
24. Dr Dębińska Zofia, Warszawa, ul. Wielicka 33 a
25. Mgr Dobrowolska Zofia, Warszawa, ul. Iwicka 4 m. 12
26. Mgr inż. Domański Janusz, Warszawa, ul. Wołoska 82/86 m. 200
27. Mgr Dorosz Jan, Bełżec pow. Tomaszów Lub.
28. Prof. Dryński Tadeusz, Komorów, ul. Warszawska 11
29. Mgr Dunin-Borkowski Jan, Sulejówek, ul. Idzikowskiego 8
30. Mgr Dzieciołowska Janina, Warszawa, ul. Kobielska 85 m. 17
31. Fabiański Bolesław, Warszawa, ul. Joliot Curie 5 m. 40
32. Dr inż. Feltynowski Antoni, Warszawa, ul. Poznańska 12 m. 126
33. Dr Filiński Ignacy, Warszawa, ul. Piłicka 22
34. Mgr Filipkowski Andrzej, Warszawa, ul. Wilcza 14
35. Mgr Fotyma Czesław, Warszawa, ul. Jeżuicka 4 m. 1
36. Mgr Frejlak Wojciech, Warszawa, ul. Szoferska 24
37. Dr Giliat Witold, Warszawa, ul. Hoża 5/7 m. 40
38. Mgr Glass Irena, Warszawa, ul. Saska 103 m. 3
39. Głabiński Stanisław, Legionowo, ul. Wilcza 17 c
40. Mgr Goodrod Krzysztof, Warszawa, ul. Marszałkowska 87 m. 1
41. Mgr Gorzkowski Waldemar, Warszawa, ul. Boryny 8 m. 1
42. Mgr Górski Ludwik, Warszawa, ul. Stalowa 11 m. 45
43. Doc. dr Grębski Jan, Warszawa, ul. Grajewska 2 m. 42
44. Mgr Grycuk Teresa, Warszawa, ul. Hoża 69
45. Mgr Gryglewicz Zofia, Warszawa, ul. Wilcza 75 m. 12
46. Mgr Hauptmann Eryk, Piastów, ul. Tuwima 4 m. 5
47. Mgr Herceman Karol, Brwinów, ul. Pszczelińska 99
48. Mgr Heybowicz Julia, Podkowa Leśna, ul. Dębowa 2
49. Dr Hofmoki Tomasz, Warszawa, ul. Bonifrataska 13 m. 11
50. Prof. dr Hurwic Józef, Warszawa, ul. Marszałkowska 27 m. 76
51. Dr Hurwic Maria, Warszawa ul. Marszałkowska 27 m. 76
52. Dr Igras Edmund, Warszawa, ul. Hoża 69
53. Prof. dr Infeld Leopold, Warszawa, Al. Wojska Polskiego 16
54. Przemysłowy Instytut Elektroniki, Warszawa, ul. Długa 44/50
55. Dr Jabłoński Wojciech, Warszawa, ul. Wałowa 8 m. 31
56. Mgr Jagodzińska-Dryńska Irmina, Komorów, ul. Warszawska 11
57. Mgr Jasiński Adam, Otwock, ul. Andriollego 19 m. 7
58. Mgr Jaskóła Marian, Warszawa, ul. Hoża 69
59. Dr Jaszczyn Paulina, Warszawa, ul. Al. Niepodległości 84 m. 2
60. Mgr Kapuścińska Maria, Warszawa, ul. Zwycięzców 15 m. 9
61. Prof. dr Kapuściński Władysław, Warszawa, ul. Zwycięzców 15 m. 9
62. Prof. dr Kastler Alfred, Paris 1, rue Vel de Grace
63. Dr Karwowski Otomar, Warszawa, ul. Słoneczna 50 m. 8
64. Prof. dr Kemula Wiktor, Warszawa, ul. Wawelska 17
65. Inż. Kociejowski Władysław, Warszawa, ul. Flory 7 m. 5 a
66. Dr Kołodziejcki Ryszard, Warszawa, ul. Krak. Przedmieście 61 m. 6
67. Prof. dr Kołos Włodzimierz, Warszawa, ul. Pawia 36 m. 17
68. Dr Kopeć Zbigniew, Warszawa, Al. Niepodległości 84 m. 6
69. Prof. dr Kopewicz Teodor, Warszawa, ul. Wileza 13 m. 13
70. Mgr Kopystyńska Aleksandra, Warszawa, ul. Warskiego 23 m. 5
71. Mgr Kowalska Krystyna, Warszawa, Al. Wyzwolenia 14 a m. 177

72. Mgr Klarnerowa Bogna, Warszawa, ul. Wielicka 33 a
73. Dr Kuchowicz Bronisław, Warszawa, ul. Raclawicka 46 m. 53
74. Mgr Kudling Stanisława, Warszawa, ul. Wilcza 22 m. 12
75. Mgr Kraińska Maria, Warszawa, ul. Londyńska 14 m. 9
76. Mgr Krügerowa Maria, Warszawa, ul. Wołoska 70 m. 4
77. Mgr Kryłow Janusz, Warszawa Radość, ul. Kościelna 22 m. 4
78. Inż. Kunicki Michał, Warszawa, ul. Hoża 69
79. Dr Kusch Włodzimierz, Warszawa, ul. Wilcza 14/16 m. 8
80. Mgr inż. Ledóchowski Mieczysław, Zielona pow. Wesola, ul. Warszawska 18
81. Dr Legatowicz Aleksander, Warszawa, ul. Wołoska 88 m. 22
82. Prof. dr Leibler Karolina, Warszawa, ul. Dantyszka 2 m. 6
83. Mgr Leśniowski Stanisław, Warszawa, ul. Zawiszy 40 m. 4 blok II E
84. Mgr Lustych Klemens, Warszawa, ul. Międzyborska 73 m. 5
85. Prof. dr Łaniecki Witold, Miedzeszyn, ul. Gruntowa 27
86. Mgr Maciałowicz Halina, Warszawa, ul. Bielańska 1
87. Doc. dr Majewska Maria, Warszawa, ul. Nowowiejska 22 m. 1
88. Doc. Majewski Karol, Warszawa, ul. Narbutta 30 m. 4
89. Mgr Majewski Walerian, Warszawa, ul. Narbutta 30 m. 4
90. Prof. dr Majewski Witold, Warszawa, ul. Nowowiejska 22 m. 1
91. Doc. dr Małkowski Zdzisław, Warszawa, ul. Złoczowska 23
92. Doc. dr Marciniak Stanisław, Warszawa, ul. J. Dąbrowskiego 60 a m. 101
93. Dr Miąsek Maria, Warszawa, ul. Ożarowska 59 m. 14
94. Mgr Morkowska Kazimiera, Warszawa, ul. Świerczewskiego 84/36
95. Dr Michejda Lech, Warszawa, Al. Niepodległości 227 m. 23
96. Dr Mierzecki Roman, Warszawa, ul. Krak. Przedmieście 30 m. 17
97. Mgr Miguła Zofia, Warszawa, ul. Narbutta 84
98. Mgr Mizgier Zofia, Warszawa, ul. Piękna 46 m. 16
99. Dr inż. Mikke Kazimierz, Warszawa, ul. Wileza 62 m. 29
100. Mgr Morkowski Stanisław, Warszawa, ul. Nowolipie 5 m. 45
101. Dr Moszyńska Bronisława, Warszawa, ul. Dąbrowskiego 81 m. 29
102. Mgr Mycielski Jerzy, Warszawa, ul. Hoża 69
103. Mgr Natanson Barbara, Warszawa, ul. Londyńska 12
104. Prof. dr. Natanson Ludwik, Warszawa, ul. Londyńska 12
105. Doc. inż. Ney Władysław, Warszawa, ul. Bajonańska 33
106. Mgr Niculescu Halina, Warszawa, ul. Narbutta 30 m. 4
107. Mgr Nowicka Aniela, Warszawa, ul. Raclawicka 40 m. 52
108. Prof. inż. Ogrzewalski Zbigniew, Otwock, ul. Androlliego 19 m. 13
109. SS. Mgr Okón Maria, Laski Warszawskie Z-d dla Niewidomych
110. Prof. dr Olczak Tadeusz, Warszawa, ul. Kwiatowa 24 m. 3
111. Mgr inż. Opoczyński Henryk, Warszawa, Al. Niepodległości 20 m. 61
112. Doc dr Ostaszewicz Eudokia, Białystok, ul. Zamenhoffa 27 m. 2
113. Dr Ostrowski Janusz, Warszawa, ul. Siewierska 3 m. 2
114. Dr Pacholczyk Andrzej, Warszawa, ul. Śmiała 46
115. Prof. dr Pawłowski Cezary, Warszawa, Al. Jerozolimskie 42 m. 9
116. Mgr Piekut Janina, Warszawa, ul. Wiśłana 2
117. Mgr Piotrowska Anna, Komorów, ul. Słowackiego 19
118. Mgr Pluta Maksymilian, Warszawa, ul. Sienna 67 m. 31
119. Mgr Piotrowski Jan, Warszawa, ul. Koszykowa 33/13
120. Prof. dr Pniewski Jerzy, Warszawa, ul. Koszykowa 75 m. 33
121. Mgr Pniewski Tadeusz, Warszawa, ul. Grajewska 2 m. 10
122. Mgr Przedmojski Jan, Warszawa, Plac Konstytucji 5 m. 44
123. Mgr Ptaszyńska Kalina, Warszawa, ul. Żywiecka 52



124. Mgr Rałuszkiewicz Jerzy, Warszawa, ul. Hoża 5/7 m. 48
125. Mgr Rogaczewski Jerzy, Warszawa, ul. Wiatraczna 10
126. Mgr Rohoziński Grzegorz, Warszawa, ul. Białołęcka 36 m. 3
127. Mgr Rondio Janusz, Warszawa, Al. Niepodległości 143 m. 125
128. Dr Rosiński Kazimierz, Sochaczew, ul. Słowackiego 10/12
129. Prof. Rouppet Stanisław, Warszawa, ul. Cieszkowskiego 1 m. 170
130. Dr Rzewuski Henryk, Warszawa, ul. Wilcza 14 m. 23
131. Prof. dr Rubinowicz Wojciech, Warszawa, ul. Hoża 74 m. 4
132. Mgr Rukuszewicz Paweł, Warszawa, ul. Waszyngtona 45/55 m. 53
133. Mgr Saksowa Zofia, Warszawa, ul. Surina 3 m. 8
134. Mgr Saniewska Teresa, Warszawa, ul. Targowa 70 m. 23
135. Mgr Schmidt Barbara, Warszawa, ul. J. Dąbrowskiego 52 m. 4
136. Doc. dr Skaliński Tadeusz, Warszawa, ul. Katowicka 8 a m. 1
137. Doc. dr Skrzypczakowa Ewa, Warszawa, ul. Częstochowska 42 m. 5
138. Skurowa Halina, Warszawa, ul. Żytunia 58 a m. 43
139. Mgr Sobieszcańska Jadwiga, Warszawa, ul. Browarna 4 m. 23
140. Mgr Sochański Jerzy, Warszawa, ul. Brazylijska 3 a m. 27
141. Mgr Sosnowska Maria, Warszawa, ul. Wilcza 14 m. 21
142. Prof. dr Sosnowski Leonard, Warszawa, ul. Puławska 1 m. 8
143. Doc. dr Sonowski Ryszard, Warszawa, ul. Wilcza 14 m. 21
144. Mgr Sikora Brunon, Warszawa, ul. Łowicka 62
145. Mgr Strauch Edward, Warszawa, ul. J. Dąbrowskiego 86 m. 63
146. Prof. dr Suffczyński Maciej, Warszawa, ul. Kopernika 8/18 m. 46
147. Mgr Szczepaniak Krystyna, Warszawa, Jelonki blok 53
148. Prof. dr Szymanowski Wacław, Warszawa, Politechnika, ul. Koszykowa 75
149. Mgr Szymczak Jadwiga, Konstancin, ul. Batorego 43
150. Dr Ścisłowski Czesław, Warszawa, ul. Wołoska 88 m. 4
151. Prof. dr Ścisłowski Włodzimierz, Warszawa, ul. Marszałkowska 87 m. 70
152. Doc. Świętosławska Janina, Warszawa, ul. Brzezowa 10 m. 7
153. Prof. dr Świętosławski Wojciech, Warszawa, ul. Brzozowa 10 n. 7
154. Mgr Święcińska Bogna, Warszawa, ul. Bruna 18 m. 30
155. Mgr Toruń Andrzej, Warszawa, ul. Orzechowska 3 m. 3 a
156. Mgr Tracz-Szole Anna, Warszawa, ul. Targowa 63 m. 14
157. Doc. dr Trautmann Andrzej, Warszawa, ul. Białobrzeka 7 m. 4
158. Mgr Trynkowska Danuta, Warszawa, ul. Tamka 43 m. 6
159. SS Mgr Twardowska Bolesława, Warszawa, ul. Grójecka 43 m. 2
160. „Teva“ — F-ka Półprzewodników, Warszawa, ul. Wołoska 5
161. Doc. dr Tramer Andrzej, Warszawa, ul. Słoneczna 5 m. 2
162. Mgr Tys Jan, Warszawa, ul. Nowolipki 14 m. 93
163. Dr Wachtl Czesław, Warszawa, ul. Nowowiejska 22 m. 26
164. Doc. dr Wardzyński Wiesław, Warszawa, ul. Wiatraczna 3 m. 29
165. Prof. dr Wasilewski Wiktor, Warszawa, ul. Praga II blok 8 m. 43
166. Prof. dr Werle Józef, Warszawa, ul. Zawiszy 30 a m. 33
167. Mgr Widomska-Kalinowska Ewa, Świder, ul. Warszawska 1
168. Mgr Wilhelmi Joanna, Warszawa, ul. Rakowiecka 6 m. 18
169. Prof. dr Wilhelmi Zdzisław, Warszawa, ul. Rakowiecka 6 m. 18
170. Mgr inż. Wojas Jan, Warszawa, ul. Waryńskiego 8 m. 31
171. Doc. dr Wolska Aniela, Warszawa, ul. Tarnowiecka 53
172. Dr inż. Wołczek Olgierd, Warszawa, ul. Wilcza 14 m. 3
173. Mgr Wołowska Zofia, Warszawa, ul. Marszałkowska 18 m. 7
174. Mgr Woszczerowicz Saturnina, Warszawa, ul. Koszykowa 75
175. Doc. dr Wróblewski Andrzej, Warszawa, ul. Ratuszowa 7/3 m. 65

176. Mgr Więckowska Zofia, Brwinów, ul. Słoneczna 3
177. Mgr Wysocka Julia, Warszawa, ul. Żelazna 18 m. 38
178. Doc. dr Zakrzewski Janusz, Warszawa, Al. Niepodległości 227
179. Mgr Zamoyska Izabella, Warszawa, ul. Poselska 6 m. 6
180. Inż. Zapaśnik Bronisław, Olsztyn, ul. Kościuszki 58 a m. 3
181. Dr Zaręba Andrzej, Warszawa ul. Czerwonego Krzyża 25
182. Doc. dr Zieliński Przemysław, Warszawa, ul. Żelazna 64 m. 88
183. Mgr Zielniuk Jerzy, Warszawa, ul. A. Sokolich 3 a m. 57
184. Mgr Zmysłowska Stanisława, Warszawa, ul. Rakowiecka 8
185. Prof. dr Zonn Włodzimierz, Warszawa, Al. Ujazdowskie 4
186. Doc. dr Żelazny Roman, Warszawa, ul. Rakowiecka 6 m. 15
187. Mgr Żuprański Paweł, Warszawa, ul. Targowa 84 m. 22
188. Dr Żylicz Jan, Otwock, ul. Andriolięgo blok 12 m. 13
13. Doc. dr Gaj Miron, Wrocław, ul. Tomaszowska 24
14. Prof. dr Galasiewicz Zygmunt, Wrocław, ul. Brandta 10
15. Dr Garczyński Włodzimierz, Wrocław, ul. Szewska 50/51 m. 20
16. Mgr Gąsior Stanisław, Wrocław, ul. Piastowska 59 m. 2
17. Mgr Grohman Antoni, Wrocław, ul. Walecznych 17 m. 1
18. Prof. dr Hartman Henryk, Wrocław, ul. Wyczółkowskiego 17
19. Dr Heindrich Wiesław, Wrocław, ul. Stawowa 7 m. 4
20. Mgr Hoffmann Tadeusz, Wrocław, ul. B. Pollaka 18 m. 7
21. Prof. dr Roman St. Ingarden, Wrocław, ul. Kochanowskiego 57
22. Dr Jagoszewski Eugeniusz, Wrocław, ul. Teatralna 6 m. 13
23. Doc. dr Jankiewicz Czesław, Wrocław, ul. Jagiellończyka 24
24. Dr Jaśkiewicz Arkadiusz, Wrocław, ul. Partyzantów 71 m. 3
25. Dr Jellonkova Stanisława, Wrocław, ul. Smoluchowskiego 56 m. 6
26. Mgr Klamut Jan, Wrocław, Plac Grunwaldzki 92 m. 8
27. Mgr Kloc Mieczysław, Kłodzko, ul. Walecznych 19 m. 1
28. Mgr Konwent Henryk, Wrocław, ul. Monte Cassino 65
29. Dr Krzywicki Andrzej, Wrocław, ul. Łukasiewicza 12
30. Dr Kubica Adam, Wrocław, ul. Ofiar Oświęcimskich 8 m. 8
31. Mgr Kuczera Janina, Wrocław, ul. Hubska 81 m. 6
32. Mgr Lenkow Wojciech, Wrocław, ul. Findera 15
33. Mgr Lewowska Ludmiła, Wrocław, Plac PKWN 13 m. 9
34. Dr Lewowski Tadeusz, Wrocław, Plac PKWN 13 m. 9
35. Prof. dr Łopuszański Jan, Wrocław, ul. Pugeta 42
36. Mgr Mader Joachim, Wrocław, ul. Kotłosa 9 m. 3
37. Doc. dr Makiej Bolesław, Wrocław, ul. Ruska 64
38. Doc. dr Markocki Władysław, Wrocław, Plac Grunwaldzki 15 m. 54

#### Oddział Wrocławski

1. Mgr Bazan Czesław, Wrocław, ul. Sopotka 9 m. 6
2. Doc. dr inż. Bodnar Zygmunt, Wrocław, ul. Wybrz. Wyspiańskiego 32 m. 3
3. Mgr Bors Jerzy, Wrocław, ul. Hubska 79 m. 7
4. Mgr Chojnacki Jerzy, Wrocław, ul. Podwale Oławskie 60
5. Mgr Chrzanowski Edward, Wrocław, ul. Obrońców Pokoju 39 m. 3
6. Dr Czerwonko Jerzy, Wrocław, ul. Kotłarska 2 m. 4
7. Mgr Dobierzewska-Mozrzymas Ewa, Wrocław, ul. B. Pollaka 18 m. 6
8. Dr Drozd-Miłto, Wrocław, Katedra Chemii Uniwersyt. Wrocławskiego
9. Mgr Feiwel Klein, Wrocław, ul. Piotra Skargi 23 m. 41
10. Dr Freud Franciszek, Wrocław, ul. Sądowa 10 m. 2
11. Mgr Fritz Waldemar, Wrocław, ul. Hubska 81 m. 8
12. Dr Fulińska Kazimiera, Wrocław, ul. Abramowskiego 55

39. Ob. Matulewicz Konstanty, Góra Śląska, ul. Osadnicza 19/1
40. Prof. dr Mazur Józef, Wrocław, ul. Świerczewskiego 9 m. 4
41. Prof. dr Mergentaler Jan, Wrocław, ul. Kopernika 187
42. Dr Męclewski Ryszard, Wrocław, ul. Słowiańska 4
43. Dr Miękiś Stanisław, Wrocław, ul. Tęczowa 28 m. 9
44. Mgr Michalski Kazimierz, Wrocław, ul. Kotsisa 37 m. 1
45. Mgr Mozrzyk Jan, Wrocław, ul. Polaka 16
46. Prof. dr Nikliborc Jan, Wrocław, Wybrzeże Wyspiańskiego 32 m. 4
47. Prof. dr Opolski Antoni, Wrocław, ul. Zielonego Dębu 25
48. Dr Pawlikowski Andrzej, Wrocław, ul. Rozbrat 3
49. Doc. dr Pigoń Krzysztof, Wrocław, Plac Grunwaldzki 17 m. 42
50. Mgr Pomianowska Emilia, Wrocław, ul. Inwalidzka 17
51. Doc. dr Przystalski Stanisław, Wrocław, ul. Noakowskiego 21
52. Mgr Przystawa Jerzy, Chwałowica, pow. Olawa
53. Mgr Radoń Tadeusz, Wrocław, ul. Grudziądzka 71 m. 3
54. Mgr Rafałowicz Jerzy, Wrocław, ul. Bałuckiego 1 m. 3
55. Doc. dr Rohleder Józef, Wrocław, ul. Szanieckiego 60
56. Prof. dr Romer Witold, Wrocław, ul. Chopina 20
57. Dr Rozenfeld Bronisław, Wrocław, ul. Żelazna 41
58. Dr Ruziewicz Zdzisław, Wrocław, ul. Zielonego Dębu 23
59. Dr Rybarska Władysława, Wrocław, ul. Ciencialy 12
60. Doc. dr Rybarski Adam, Wrocław, ul. Ciencialy 12
61. Prof. dr Rzewuski Jan, Wrocław, ul. Lewartowskiego 34
62. Prof. dr Sasiadek Mieczysław, Wrocław, ul. Smoluchowskiego 56
63. Dr Sidorski Zbigniew, Wrocław, ul. Szenwalda 5 m. 1
64. Prof. dr Skowroński Jerzy, Wrocław, ul. Plac Grunwaldzki 13
65. Mgr Skóra Władysław, Wrocław, ul. Opolska 91
66. Dr Stachowiak Henryk, Wrocław, ul. Podwale 37 m. 27
67. Mgr Stępniewski Waldemar, Wrocław, ul. Górnickiego 21
68. Mgr Stęślicki Jerzy, Wrocław, ul. Rozenbergów 7
69. Mgr Stęślicka Maria, Wrocław, ul. Rozenbergów 7
70. Doc. dr Sujak Bogdan, Wrocław, ul. Chorzowska 37 m. 5
71. Mgr Sułkowski Czesław, Wrocław, ul. Wygodna 8 m. 15
72. Mgr Świątkowski Waclaw, Wrocław, ul. Szewska 50/51 m. 25
73. Dr Szymaszek Jerzy, Wrocław, ul. Ukryta 16 m. 8
74. Dr Szaynok Anna, Wrocław, ul. Podwale 59 m. 4
75. Prof. dr Trzebiatowska Bogusława, ul. Gierymskich 20
76. Prof. dr Trzebiatowski Włodzimierz, ul. Gierymskich 20
77. Mgr Wasilewski Wiesław, Wrocław, ul. Piotra Skargi 23 m. 41
78. Dr Wesółowska Cecylia, Wrocław, ul. Grabiszyńska 2 m. 2
79. Prof. dr Wesółowski Jan, Wrocław, ul. Grabiszyńska 2 m. 2
80. Dr Wnuczak Eugeniusz, Wrocław, Plac Grunwaldzki 17 m. 43
81. Mgr Wojewoda Henryk, Wrocław, ul. Stanisławaskiego 13 m. 5
82. Dr Wojda Łucjan, Wrocław, ul. Pankiewicza 17 m. 1
83. Mgr Workowski Czesław, Miękinia 23, pow. Środa Śląska
84. Dr Wojciechowski Kazimierz, Wrocław, ul. Walecznych 17 m. 7
85. Mgr Zakrzewski Tadeusz, Wrocław, ul. Siemiradzkiego 16
86. Dr Ziętek Walerian, Wrocław, ul. Nowowiejska 60
87. Mgr Żdanowiczowa Lidia, Wrocław, ul. Piastowska 48 m. 8
88. Dr Żdanowicz Witold, Wrocław, ul. Piastowska 48 m. 8
89. Mgr Żebrowski Jan, Wrocław, ul. Widok 12 m. 4
90. Dr Żuczkowski Ryszard, Wrocław, ul. Próchnika 166 m. 3

**P O L S K I E   T O W A R Z Y S T W O   F I Z Y C Z N E**

**ZARZĄD**

**Przewodniczący**

**Prof. dr WŁDZISŁAW RUBINOWICZ**  
czł. rzecz. PAN

**Wiceprzewodniczący**

**Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI**  
czł. rzecz. PAN

**Sekretarz**

**Doc. dr WIESŁAW WARDZYŃSKI**

**Skarbnik**

**Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI**

**Członek Zarządu**

**Doc. dr HALINA CHECIŃSKA**

**PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA**

*Gdańsk* — Dr O. GZOWSKI  
*Głiwice* — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
*Kraków* — Prof. dr BRONISŁAW ŚREDNIAWA  
*Lublin* — Prof. dr ARMIN TESKE  
*Łódź* — Doc. dr MAŁSIAN KRYSZEWSKI  
*Poznań* — Doc. dr ZDZISŁAW PAJAK  
*Szczecin* — Mgr WIKTOR NOWAK  
*Toruń* — Dr MIECZYSLAW FRĄCKOWIAK  
*Warszawa* — Doc. dr JULIAN AULEYTNER  
*Wrocław* — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

## TREŚĆ

T. Tietz — Feliks Joachim Wiśniewski (1890—1963) . . . . .	475
W. K. H. Panofsky — Fizyka fotonów i elektronów wysokich energii dziś i jutro . . . . .	479
R. H. Kropfschot i V. Arp — Magnesy nadprzewodzące. . . . .	491
K. Grotowski — Optyczny model oddziaływania cząstek z jądrami atomowymi. I. Ogólne zależności w modelu optycznym. . . . .	529
L. Kowalski — Ostatnie osiągnięcia w dziedzinie półprzewodnikowych detektorów promieniowań jądrowych . . . . .	547
NOWA APARATURA	
A. Grohman — Magnes nadprzewodzący na 101 kOe . . . . .	559
A. Piekara, J. Stankowski, S. Smolińska, J. Galica — Maser amoniakalny ośrodka poznańskiego . . . . .	505
KRONIKA	
Lista członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego według stanu z dnia 31. V. 1964 r. . . . .	569

## Warunki prenumeraty czasopisma

## „POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

## Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-89, konto PKO nr 1-6-100024.

Exemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabyć 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.