

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XIII

ZESZYT 4

1962

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Warszawa).
Ozłonkowie — 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 Weysenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weysenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Ozłonkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Lubomir Gabła (Kraków)
Andrzej Kisiel (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Gołębia 13
tel. 267-45

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 XIII, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1962

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1721 + 149 egz.	Rękopis dostarczono 2. V. 1962
Ark. wyd. 10 ark. druk. 8 ¹ / ₄	Podpisano do druku 18. VIII. 1962
Papier druk. sat. 70 g, kl. V, 70×100	Druk ukończono w sierpniu 1962
Zamówienie 283/62.	Cena zł 15.— N-30

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Victor F. Weisskopf

CERN
Genewa

Zagadnienia struktury jądra *

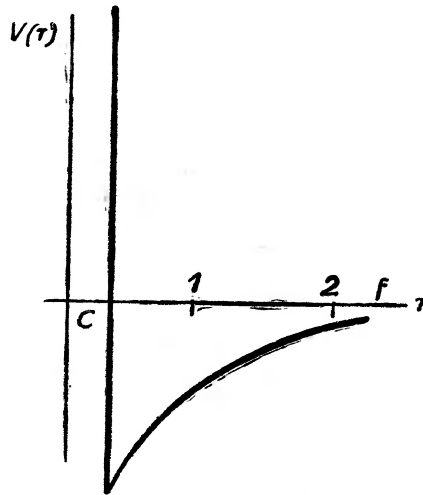
Minęło zaledwie sześć lat od międzynarodowej konferencji w Glasgow, na której zajmowano się zarówno fizyką cząstek elementarnych, jak i fizyką struktury jądra. Była to ostatnia konferencja, na której obie te dziedziny traktowano jako jedno i to samo. Odtąd fizyka jądrowa rozpadła się na dwie wyraźne gałęzie, z których jedna zajmuje się naturą i własnościami cząstek elementarnych, druga zaś — budową i dynamiką jąder atomowych. Obie te dziedziny są dzisiaj równie oddzielne, jak fizyka ciała stałego i fizyka jądrowa. Specjaliści jednej z nich wiedzą bardzo niewiele o tym, co dzieje się w drugiej. Z punktu widzenia tych specjalistów jest to wielce niefortunny stan rzeczy, obie te dziedziny bowiem pełne są najbardziej podniecających wydarzeń.

Niniejszy przegląd poświęcony jest drugiej dziedzinie — badaniu struktury jądra. Przedmiotem jej jest badanie własności jąder atomowych jako układów neutronów i protonów pozostających w bliskim kontakcie. Zajmuje się ona zachowaniem się tych cząstek pod wpływem działających między nimi sił. Od czasu wielkiego odkrycia Yukawy wiemy, że siły te są przenoszone przez mezony. Pełne zrozumienie zjawisk jądrowych oznaczałoby zatem opis jądra jako układu nukleonów oddziaływujących ze wspólnym polem mezonowym — nukleonów, których nie utożsamia się z protonami i neutronami pływającymi w morzu wirtualnych mezonów. Na szczęście, i to jest nieco dziwne, można dosyć dokładnie opisać jądro jako układ dobrze określonych neutronów i protonów z pewnymi siłami pomiędzy nimi. Mezonowe pochodzenie tych sił nie wydaje się odgrywać istotnej roli w zachowaniu się jądra przy niższych energiach. Teoria struktury jądra nie jest zatem zainteresowana samą teorią sił jądrowych; z góry dopuszcza się, że siły takie istnieją, a własności ich przyjmuje się jako fakty doświadczalne.

* Przemówienie wygłoszone dnia 2 lutego 1961 r. na posiedzeniu Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w New York City, przy ustępowaniu ze stanowiska przewodniczącego tego Towarzystwa. Niektóre spośród przedstawionych tu idei zostały rozwinięte przy współpracy profesora Artura Kermana z MIT oraz profesora Amos de Shalita z Instytutu Weizmanna w Rehovoth w Izraelu, przebywającego obecnie w MIT.

Tłumaczenia dokonano za zgodą Autora i Wydawcy z czasopisma „Physics Today“, Vol. 14, No 7 (1961).

Zacznijmy od opisu sił jądrowych, jak dalece je dzisiaj znamy. Zakłada się, że siły te można przedstawić za pomocą energii potencjalnej, która zależy od odległości pomiędzy nukleonami, ich względnych spinów oraz od własności symetrii. Przyjmujemy dzisiaj, że siły jądrowe działają tylko pomiędzy parami cząstek, tzn., że potencjał jądrowy jest sumą członów, z których każdy pochodzi od oddziaływania pary nukleonów. Założenie to przyjęto głównie dla jego prostoty. Nie ma jak dotąd żadnej podstawy doświadczalnej, która zmuszałaby nas do odrzucenia go.



Rys. 1. Zależność sił centralnych i tensorowych od odległości. Potencjał $V(r)$ wykreślony jest w funkcji odległości, podanej w fermich. Jednostki rzędnej są dowolne; promień rdzenia oznaczono przez c

Potencjał jądrowy można podzielić na trzy części. Pierwszą część stanowią siły centralne, drugą — dobrze znane siły tensorowe i trzecią — siły spin-orbita:

$$V = V^C(r) + S_{12}V^T(r) + (\vec{l} \cdot \vec{s})V^{LS}(r) \quad (1)$$

S_{12} jest tutaj charakterystycznym członem sił tensorowych, $S_{12} = 3(\vec{r} \cdot \vec{s}_1)(\vec{r} \cdot \vec{s}_2) / r^2 - (\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2)$; \vec{s}_1 i \vec{s}_2 są spinami dwu nukleonów, $\vec{s} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$; \vec{l} jest względnym momentem pędu. Trzy funkcje $V(r)$ zależą od odległości, względnego spinu oraz względnej symetrii dwu cząstek. Zależność dwu pierwszych sił od odległości pokazana jest na rys. 1. Występuje tu rdzeń odpychający o promieniu c ok. $0,4 f$, na zewnątrz którego występuje potencjał przyciągający o zasięgu 1 do $2 f$. Potencjał spin-orbita ma zasięg dużo, dużo krótszy i w większości zagadnień fizyki jądrowej odgrywa mniejszą rolę.

Główne siły: centralne i tensorowe zależą silnie od symetrii. Działają one prawie wyłącznie w stanach parzystych. Stany nieparzyste wykazują bardzo słabe siły jądrowe. Własność tę przyjmuje się zwykle jako charakterystykę sił Serbera. Zależność sił centralnych od spinu jest stosunkowo

słaba i w rozważaniach jakościowych można ją pominąć. Siły tensorowe i siły spin-orbita działają oczywiście jedynie w stanach trypletowych.

Gdy przyjmiemy już siły jądrowe w powyższej postaci, wszelkie zagadnienia struktury jądra są w zasadzie zagadnieniami rozwiązania równania Schrödingera dla A cząstek. Oczywiście, równania takiego nie da się na ogół rozwiązać. Stąd, dla wyciągnięcia wniosków z efektów oddziaływania jądrowego, trzeba uciekać się do metod przybliżonych, modeli jądrowych i innych sposobów. Istnieje jednak pewna liczba podstawowych zagadnień, które można rozwiązać do pewnego stopnia drogą rozwiązania równania Schrödingera. Zagadnienia te są bezpośrednim sprawdzianem naszych założeń co do sił jądrowych. Najważniejszymi z nich są: (1) deutron; (2) rozpraszanie nukleonów na nukleonach w funkcji energii i polaryzacji; (3) układy trzech ciał: He^3 , H^3 oraz (4) zagadnienie materii jądrowej.

Oczywiście, tylko zagadnienia (1) i (2) można rozwiązać ściśle, ponieważ są to zagadnienia dwu ciał. W rzeczywistości służyły one dotąd jako jedyne źródło wiadomości do określenia sił jądrowych, podanych jak wyżej. Z badania tych dwu zagadnień wywnioskowano, że możliwy jest opis sił jądrowych za pomocą niezależnego od prędkości potencjału typu (1). Należy jednakże podkreślić, że nie jest to jedyne rozstrzygnięcie sprawy; niewątpliwie można by objaśnić fakty z zagadnień (1) i (2) za pomocą innych potencjałów, zależnych od prędkości.

Zagadnienia (3) i (4) można rozwiązać jedynie w sposób przybliżony, z wysokim jednak, szczególnie dla zagadnienia (3), stopniem przybliżenia. Zgodnie z najnowszymi badaniami Derricka, Mustarda i Blatta [1] nie znaleziono dotąd potencjału, który byłby dobry dla zagadnień (1) i (2) i dawał jednocześnie prawidłową energię i postać układów trzech ciał¹. Nie dowiedziono jednakże, że zadanie to jest niewykonalne; w rzeczywistości jest wysoce prawdopodobne, że taki potencjał dwucząstkowy istnieje i że do opisu układów trzech cząstek nie są potrzebne siły trójcząstkowe.

Być może warto zająć się nieco bardziej szczegółowo sprawą materii jądrowej. Materia jądrowa jest substancją hipotetyczną, którą otrzymałoby się gdyby wyeliminować elektryczne odpychanie między protonami. Analiza własności jąder czyni wielce prawdopodobnym, że w tych warunkach nieskończenie wiele protonów i neutronów utworzyłoby jako stan o najniższej energii substancję o następujących własnościach: energia wiązania na jedną cząstkę wynosiłaby 15 MeV, a gęstość substancji ρ , zadana przez średnią odległość pomiędzy sąsiadami, wynosiłaby $d = 1 \cdot 8 f (d = \rho^{-1/3})$. Dynamika materii jądrowej byłaby tego rodzaju, że nukleony poruszałyby się wewnątrz niej niemal jak cząstki swobodne.

Brueckner i jego współpracownicy byli pierwszymi, którzy zdołali wyprowadzić te własności materii jądrowej bezpośrednio z sił jądrowych. Od tego

¹ Okazało się [patrz J. M. Blatt, G. H. Derrick J. N. Lyness, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 323 (1962)], że w pracy [1] został popełniony błąd rachunkowy, który unieważnia powyższy wniosek (przyp. tłum.).

czasu wielu innych autorów sformułowało na nowo i niekiedy ulepszyło ten rachunek. Główna idea opiera się na fakcie, że siły jądrowe są w rzeczywistości słabe, na co wskazuje mała energia wiązania deuteronu. Dlatego w zbiorze neutronów i protonów wystarcza sama zasada Pauliego, by zapobiec silnym zniekształceniom funkcji falowych cząstek przez siły jądrowe. Usprawiedliwia to w opisie materii jądrowej wychodzenie od gazu Fermiego cząstek swobodnych i traktowanie efektu przyciągania jądrowego jako zaburzenie. Jedyne ograniczenie w tym ujęciu pochodzi od rdzenia odpychającego. Chociaż promień rdzenia jest dość mały w porównaniu ze średnią odległością pomiędzy nukleonami (tak, jak promień molekularny w stosunku do odległości pomiędzy molekułami w gazie o ciśnieniu 12 atmosfer), to ma on jednakże znamienity wpływ na energię gazu Fermiego. Wpływ ten można z dobrym przybliżeniem wyrazić następującą zmianą w formule na energię kinetyczną $E_K = B/d^2$ na jedną cząstkę gazu Fermiego:

$$E_K = \frac{B}{(\bar{d}-c)^2}, \quad B = \frac{3}{10} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \right)^{2/3} \cdot \frac{\hbar^2}{m} = 27 \bar{d}_0^2 \text{ MeV}.$$

Jedyną zmianą jest zastąpienie \bar{d} przez $(\bar{d}-c)$, (\bar{d}_0 jest wartością \bar{d} w realnej materii jądrowej: $\bar{d}_0 = 1.8 f$).

Energię potencjalną E_p pozostałych, przyciągających sił można przedstawić następującym prostym wyrażeniem, pamiętając, że materia jądrowa jest niemal gazem cząstek swobodnych:

$$E_p = \frac{C}{\bar{d}^3} f(\bar{d}).$$

Gdyby nie było jakichkolwiek bądź korelacji pomiędzy cząstkami i gdyby siły centralne nie zależały od symetrii (w gazie swobodnym siły tensorowe i siły spin-orbita nie dają wkładu w pierwszym rzędzie), $f(\bar{d})$ byłoby jedyneką, a $C \sim \sim (4\pi/3)V_0 b^3$, gdzie V_0 jest głębokością, a b zasięgiem sił centralnych. W rzeczywistości jednak $f(\bar{d})$ nie jest jedyneką z dwóch powodów:

1) Siły centralne działają jedynie w stanach parzystych, a statystyka Fermiego zabrania cząstkom identycznym i o jednakowym spinie przebywać w stanach parzystych.

2) Część przyciągająca sił jądrowych będzie dążyć do utrzymania razem par i ustalenia korelacji, zwiększając w ten sposób efekt sił centralnych i pozwalając na działanie sił tensorowych.

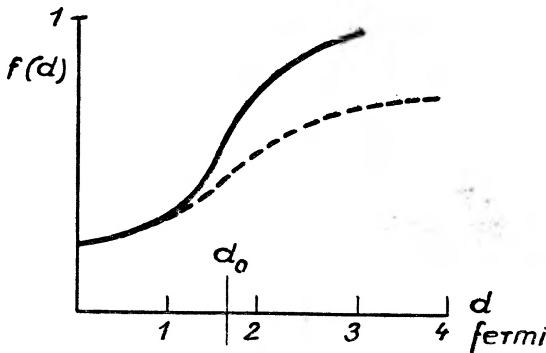
Rezultat obu tych punktów pokazano jakościowo na rys. 2. Krzywa kreskowana jest rezultatem punktu(1); krzywa ciągła — łącznym wynikiem punktów (1) i (2). Efekt punktu (2) jest mały ze względu na nieczułość rozkładu Fermiego na wpływ sił, szczególnie przy dużej energii Fermiego, jak to ma miejsce dla małych wartości \bar{d} . W pobliżu $\bar{d} = \bar{d}_0$ funkcję $f(\bar{d})$ można aproksymować:

$$f(\bar{d}) \sim \frac{1}{2} (\bar{d}/\bar{d}_0).$$

Możemy teraz wypisać „równanie stanu“ dla materii jądrowej. Energia ε na jedną cząstkę jest:

$$\varepsilon = \frac{B}{(\bar{d}-c)^2} - \frac{C}{\bar{d}^3} f(d).$$

Przyrównując do zera pochodną ε względem \bar{d} , można wyznaczyć gęstość i energię równowagi. Widać, że przy niskich gęstościach ($\bar{d}_0 \sim 4.5c$) stabilność materii jądrowej jest wynikiem wzrostu energii kinetycznej, spowodowanego rdzeniem odpychającym oraz tym, że siły jądrowe są słabe [$f(\bar{d}_0) \sim \frac{1}{2}$], co z kolei pochodzi z nie występowania tych sił w stanach nieparzystych; korelacje, faworyzujące siły przyciągania i siły tensorowe nie są w stanie zmienić faktu,



Rys. 2. Funkcja poprawkowa korelacji cząstek w materii jądrowej; $f(d)$ wykreślono w funkcji średniej odległości pomiędzy cząstkami, podanej w fermiach; \bar{d}_0 jest odległością równowagi. Krzywa kreskowana odpowiada przybliżeniu Borna

że siły jądrowe są słabe, rozkład Fermiego bowiem opiera się wszelkim dostrzegalnym zmianom funkcji falowych w stosunku do funkcji swobodnego gazu Fermiego.

Równanie stanu pozwala także na wyliczenie ściślności $\frac{1}{2} \bar{d}^2 (\partial^2 \varepsilon / \partial \bar{d}^2)$ materii jądrowej, która wypada 100 MeV oraz energii symetrii E_s : $a_s = \frac{1}{2} (\partial^2 \varepsilon / \partial y^2)$ przy $y = (N - Z)/(N + Z)$, gdzie N i Z są odpowiednio liczbą neutronów i protonów. Oszacowania metodami tymi dają na a_s 25 do 30 MeV.

W związku z powyższym postawiono ostatnio interesujące pytanie: czy duży zbiór neutronów tworzy stabilną materię jądrową? Zagadnienie to ważne jest dla astrofizyków, którzy sądzą, że układ taki, jeśli jest stabilny, może występować w środku gwiazd, w końcowej fazie ich rozwoju. Ostatnie badania Salpetera [2] pozostawiają zagadnienie wciąż otwarte. Wydaje się, że nie znamy sił jądrowych dostatecznie dokładnie, by odpowiedzieć na to pytanie.

Większości zagadnień struktury jądra nie można sprostać drogą bezpośredniego rozwiązywania równania Schrödingera dla wszystkich cząstek jądrowych. We wszystkich prawie zagadnieniach trzeba używać zupełnie różnych sposobów postępowania. Pomija się na ogół nasze szczegółowe wiadomości o siłach jądrowych, usiłując skoncentrować się na cechach jakościowych. Wpro-

wadza się nowe pojęcia i wyobrażenia, takie jak promień, studnia potencjału, powierzchnia, kształt, które można określić i doświadczalnie pomierzyć. Odgrywają one tę samą rolę, co stałe materiałowe w fizyce ciała stałego, takie jak gęstość, sprężystość, lepkość, moduł ścinania itd. Są one użyteczne przy opisie zaobserwowanych faktów, związek ich jednak z podstawowymi siłami jest luźny i zrozumiały tylko jakościowo.

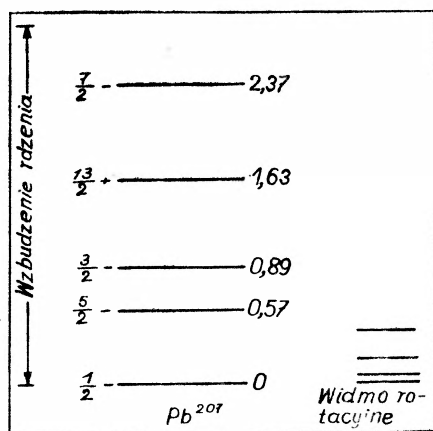
Ta taktyka w odniesieniu do faktów jądrowych spowodowała wprowadzenie wielu rodzajów modeli jądrowych: modelu cząstek niezależnych, modelu optycznego, modelu kolektywnego, modelu statystycznego i wielu innych. Miało się czasami wrażenie, że dla objaśnienia różnych danych użyto sprzecznych hipotez. Tak jednak nie jest. Model jest jedynie dobitnym zaakcentowaniem pewnych własności, które są odpowiedzialne za rozważane zjawisko. Zamierzamy wykazać, że wszystkie stosowane dzisiaj modele wyrastają z tych samych idei i logicznie się ze sobą zgadzają. Dalekie od przeczenia sobie wzajem, są one różnymi aspektami tej samej zasady, wynikającej z naszych badań nad materią jądrową, zasady, według której ruchy cząstek w jądrze są w pierwszym przybliżeniu niezależne, a wpływ oddziaływania można traktować jako zaburzenie w następnym przybliżeniu. Zmodyfikowanego i rozwiniętego w ten sposób wyobrażenia o cząstce niezależnej można użyć jako podstawy do zrozumienia wielu zjawisk jądrowych. Nie oznacza to, że wszystko jest zrozumiałe i wyjaśnione. Przeciwnie, użyte pojęcia i metody są natury jakościowej i pozwalają objaśnić tylko te zjawiska, które związane są z bardzo ogólnymi własnościami sił. Np.: powierzchnia jądra, jej budowa i związane z powierzchnią efekty znane są jedynie niewyraźnie i empirycznie, bez podstawowych wyjaśnień; tak jest z wieloma innymi własnościami jądra, które zależą od bardziej szczegółowych cech sił jądrowych.

Zacniemy nasz opis zachowania się jądra od modelu cząstek niezależnych (*IPM — Independent Particle Model*). Opisuje on jądro jako sferyczną studnię potencjału, w której nukleony poruszają się jako cząstki swobodne, nie oddziaływające ze sobą. Studnia ma rozmiar jądra; głębokość jej zależy nieco od pędu i zawiera człon spin-orbita. Wspólny ten potencjał jest uśrednionym wpływem wszystkich cząstek na jedną; człon spin-orbita pochodzi z sił spin-orbita, występujących pomiędzy nukleonami oraz z ogólnego efektu sił tensorowych. Studnia potencjału tego rodzaju daje dobrze znany efekt struktury powłokowej. Gdy tylko liczba neutronów czy protonów osiąga wartość „magiczną“, otrzymujemy zwarty i stabilny zespół cząstek.

Dlatego właśnie przeciętne jądro opisujemy jako składające się z „rdzenia“ i „chmury“. Rdzeń obejmuje cząstki zamkniętych powłok, chmura zaś składa się z n nukleonów powłok otwartych; n może być także ujemne, co oznacza, że mamy do czynienia z dziurami w zamkniętej powłoce. Podział ten będzie nam pomocny w opisie jąder, w szczególności ich widm. Najprostszym rodzajem widma jest widmo jąder, których chmury składają się z jednej cząstki lub jednej dziury, $n = \pm 1$. Spodziewamy się w tym przypadku widma jednocząstkowego, przedstawiającego poziomy jednocząstkowe następnej powłoki

otwartej lub widma dziury ostatniej powłoki zamkniętej. Rys. 3 pokazuje przykład Pb^{207} .

Jako następny krok rozważymy jądro z większą chmurą. Oddziaływanie pomiędzy nukleonami daje charakterystyczne efekty dynamiczne. Zgodnie ze szkołą kopenhaską, siły jądrowe dzieli się na dwie części, wyróżniając: krótkozasięgowe siły *pairing* i długozasięgowe siły *kwadrupolowe*. Pierwsze z nich wiążą nukleony w pary o zerowym momencie pędu; gdyby przeważały one w chmurze, chmura miałaby kształt sferyczny. Drugie sprzyjają znacznemu zachodzeniu na siebie funkcji falowych wszystkich n cząstek. Gdyby one przeważały — faworyzowałyby układ, w którym wszystkie cząstki skupiałyby się



Rys. 3. Widmo jednej cząstki w polu rdzenia (rdzeń ± 1). Niniejszy przykład jest przykładem widma dziury. Dla porównania, z lewej strony pokazano pierwsze wzbudzenie rdzenia, z prawej — widmo rotacyjne

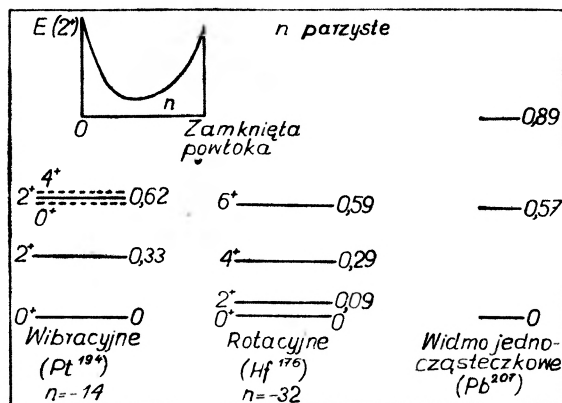
wokół pewnych kierunków, a brak by ich było w innych kierunkach. Wytwarzają więc one chmurę zdeformowaną. Siły *pairing* wytwarzają oddzielne pary wysyczone; energia wiązania proporcjonalna jest tu do liczby par $n/2$. Siły kwadrupolowe są przyczyną deformacji kolektywnej, pewnego efektu „współdziałania“, którego energia wiązania proporcjonalna jest do n^2 . Stąd siły *pairing* przeważają przy mniejszych n , a deformujące siły kwadrupolowe — przy większych wartościach n .

Zgodnie z powyższym widma chmur o parzystym n mają następujące własności: Dla mniejszych n chmura jest sferyczna i spotykamy się z drganiami wokół kulistego kształtu równowagi. Kwanty tych drgań kwadrupolowych przeskakują w grupach po dwa i dają, jako pierwszy stan wzbudzony, stan 2^+ ; przy około podwójnej energii spotyka się zwykle trzy stany: 0^+ , 2^+ i 4^+ . Widmo takie często się obserwuje.

Przy dużym n chmura jest zdeformowana i jądro staje się niesferyczne. Większość deformacji pozostaje w chmurze, chociaż siły niejednorodne, jakimi działa ona na rdzeń, lekko odkształcają także i rdzeń. Jądro posiada wtedy duży moment kwadrupolowy. Okazuje się, że wartość liczbowa momentu jest

złożona z niemal równych wkładów od deformacji chmury i deformacji rdzenia. Rdzeń jednak, który ma dużo większy ładunek, jest w rzeczywistości znacznie mniej zdeformowany. Takie niesferyczne jądro może dokonywać rotacji, które dają charakterystyczne widma rotacyjne.

Rys. 4 pokazuje przykłady obu tych typów widm chmury. Ze względu na kolektywną naturę jej wibracji i rotacji, energie wzbudzenia są tu znacznie niższe niż energie wzbudzenia jednocząstkowego. Zależą one w sposób krytyczny od liczby cząstek n w chmurze. Im większe jest n , tym mniejsze są



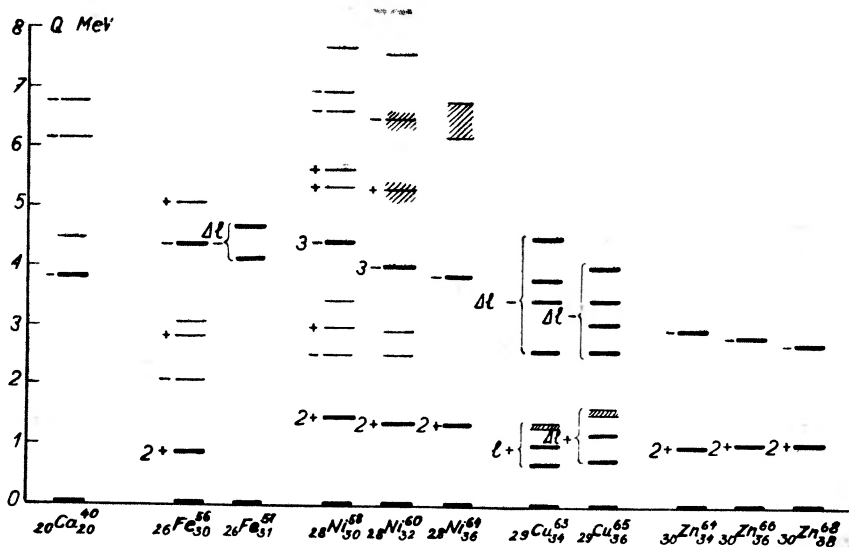
Rys. 4. Widmo chmury o dostatecznie dużej ilości cząstek. Pt^{194} daje przykład widma wibracyjnego; Hf^{176} — widma rotacyjnego. Wykres ilustruje zależność wzbudzenia pierwszego stanu wzbudzonego chmury od n . Z prawej strony dodano dla porównania widmo jednocząstkowe. Dwu poziomów, zaznaczonych linią przerywaną, w wibracyjnym widmie Pt^{194} w rzeczywistości nie znaleziono. Jednakże podobne grupy zaobserwowano w innych przypadkach

wzbudzenia². Gdy chmura zbliża się do zamkniętej powłoki, wzbudzenia stają się dosyć znaczne i podobne do wzbudzeń jednocząstkowych.

Chmury z nieparzystym n mają charakterystyczne widmo, w którym poziomy kolektywne kombinują się z własnościami jednocząstkowymi nieparzystej cząstki. Jeśli do zdeformowanej chmury dodać jedną cząstkę, otrzymuje się charakterystyczne widmo rotacyjne pojedynczej cząstki w wirującej studni potencjału. Jeżeli zaś nieparzystą cząstkę dodać do sferycznej chmury o parzystej liczbie n , to, jak ostatnio zupełnie wyraźnie wykazało kilku autorów, pierwsze stany wzbudzone nie są stanami jednocząstkowymi nieparzystego nukleonu, lecz kombinacją stanu wzbudzonego chmury ze spinem nieparzystej cząstki w jej stanie podstawowym. Widmo chmury jest najniższym z widm jądrowych i musi być wzbudzone jako pierwsze. Fakt ten pokazują najwyraźniej na rys. 5 pomiary Cruta i współpracowników. Widzimy tu, że nieparzysta cząstka o spinie 3/2 dodana do Ni^{62} lub do Ni^{64} daje wzbudzone kwartety; cząstka nieparzysta o spinie 1/2 dodana do Fe^{56} daje wzbudzone dublety.

² n liczy się w taki sposób, że nie przekracza ono nigdy połowy liczby zapelnienia powłoki. Jeżeli powłoka jest zapelniona więcej niż w połowie, n jest liczbą dziur.

Dyskutowaliśmy dotąd nad widmami jednocząstkowymi i widmami chmury. Przyjrzyjmy się jako trzeciemu rodzajowi wzbudzeniu jąder przy dużo wyższych energiach. Wiadomo, że wszystkie jądra wykazują szeroki rezonans dipolowy, tzw. „rezonans gigantyyczny“, przy około 20 MeV — wyżej dla jąder lekkich i niżej dla ciężkich. Energia wzbudzenia gigantyycznego rezonansu jest łagodną funkcją A i nie wykazuje jakiegokolwiek wyraźnej zależności od struktury powłokowej. Rezonans ten interpretuje się jako drganie wszystkich protonów względem wszystkich neutronów i dlatego można go uważać za ruch związany z dynamiką samego rdzenia.



Rys. 5. Widma w pobliżu pierwiastków żelaza i niklu, które ilustrują kombinowanie się stanów jednocząstkowych z widmami chmury. Pomiary zostały dokonane przez Cruta i współpracowników (wiadomość prywatna udzielona N. S. Wallowi)

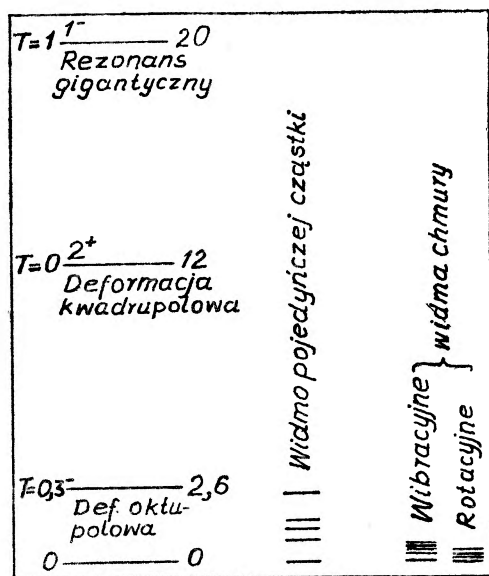
Nie jest to jedyny sposób, w jaki rdzeń reaguje na wpływy zewnętrzne. Ostatnio B. Cohen [3] odkrył na podstawie doświadczeń z nieelastycznym rozpraszaniem protonów, że wszystkie jądra wykazują rezonans 3^- przy energii około 3 MeV, rezonans, który odkryło również kilku autorów [4—5] przy nieelastycznym rozpraszaniu cząstek α . Także i ten rezonans nie wykazuje jakiegokolwiek zależności od zamkniętych powłok i dlatego musi być uważany za drgania oktupolowe rdzenia. Istnieją prawdopodobnie kwadrupolowe drgania rdzenia, które nie są obserwowane bezpośrednio, ale o których Fallieros, Raz i Mottelson³ wnoszą pośrednio z faktu, że neutron na orbicie, bliskiej zamkniętej powłoce, może emitować elektryczne promieniowanie multipolowe. To zaś możliwe jest jedynie wtedy, gdy neutron może wytwarzać w rdzeniu falę przyływową, która działa jak towarzyszący mu ładunek. Z siły tego

³Patrz np. [6—7].

efektu cytowani autorzy wywnioskowali, że rdzeń ma drgania 2^+ , które dla ciężkich jąder leżą w pobliżu 12 MeV.

Ostatnio pewna liczba fizyków zdołała wzbudzić te drgania rdzenia przy pomocy szybkich elektronów [8]. Rozpraszanie nieelastyczne elektronów o energii kilkuset MeV wyróżnia wysokoenergetyczne kolektywne drgania rdzenia. Według Kendalla i współpracowników w rdzeniu występuje prawdopodobnie więcej drgań. Odnajduje on pewne oznaki wzbudzenia 4^+ przy 5 do 6 MeV. Rys. 6 pokazuje typowe widmo rdzenia dla jądra o pośredniej masie.

Wzbudzenia jądra można w ten sposób podzielić na trzy klasy. Najwyższe energetycznie wzbudzenia zawarte są w widmie rdzenia. Niektóre z nich dają się łatwo zinterpretować, np. gigantyczny rezonans — jako ruch protonów



Rys. 6. Widmo rdzenia przedstawione jedynie schematycznie. Dla porównania dodano z prawej strony widmo jednocząstkowe oraz dwa rodzaje widm chmury

względem neutronów. Inne, jak np. drgania oktu-polowe, wymagają jeszcze lepszego zrozumienia ich natury i energii. Stosunkowo wysoka energia wzbudzeń rdzenia związana jest ze stabilnością zamkniętych powłok. Druga klasa wzbudzeń jądrowych obejmuje poziomy jednocząstkowe. Są one znacznie niższe energetycznie od wzbudzeń rdzenia. Charakter ich dobrze jest znany z licznych badań modelu powłokowego. Trzecia klasa obejmuje kolektywne wzbudzenia chmury: wibracyjne i rotacyjne. Reprezentują one najniższe wzbudzenia, szczególnie przy jądrach o dużej liczbie cząstek w otwartych powłokach. Niskie energie tych ruchów wypływają z następujących okoliczności: kolektywny charakter tych drgań oznacza jednoczesny ruch wielu cząstek, co powiększa bezwładność; w rdzeniu jest ona kompensowana aż nadto dużymi siłami przywracającymi położenie równowagi. Chmura jednakże nie ma sztywnej

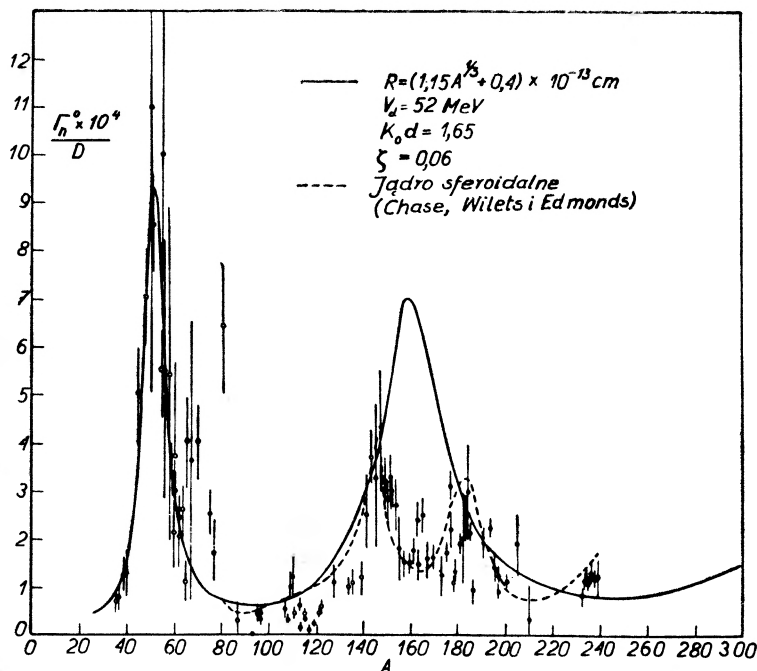
struktury, która utrzymywałaby cząstki w dobrze określonych stanach: dlatego siły przywracające przy przemieszczeniach są bardzo słabe. Rys. 6 podaje orientacyjny obraz względnych wielkości trzech powyższych typów wzburzeń.

Oczywiście rzeczywiste widma jądrowe są kombinacjami wszystkich trzech typów. Na przykład wzbudzenia rdzenia znacznie się poszerzają ze względu na liczne kombinacje wszystkich trzech typów wzbudzeń. Widma chmury o nieparzystej liczbie cząstek (rys. 5) są kombinacją poziomów jednocząstkowych ze wzbudzeniami wibracyjnymi.

Klasyfikacja wzbudzeń jądrowych na trzy typy powinna służyć jedynie jako zasada jakościowa. Jest to teoretyczny model w tym sensie, że uwypukla on pewne własności upraszczające, które z pewnością istnieją, lecz których nie można izolować tak ostro, jak w powyższym opisie. Energie wzbudzeń różnych typów nie są dostatecznie odległe, by pozwolić na jakies wyraźne odróżnienie. Odnosi się to szczególnie do wyższych stanów wzbudzonych. Stąd przyporządkowania nie mogą być tak wyraźne, jak przyporządkowania widm molekularnych jako kombinacji wzbudzeń elektronowych oraz drgań i rotacji atomów.

Powracamy teraz do rozległej dziedziny reakcji jądrowych. Tutaj także do wyjaśnienia różnych zjawisk stosuje się wiele modeli. Twierdzimy, że znowu wszystkie użyteczne modele można analizować wychodząc z obrazu cząstek niezależnych i wprowadzać oddziaływania jądrowe dopiero później, modyfikując i rozwijając model. Proces, jaki zachodzi przy wchodzeniu cząstki padającej do jądra, można dobrze opisać posługując się modelami, podobnymi do stosowanych w dynamice jądra. Jądro zastępuje się studnią potencjału. Ze względu na prawdopodobieństwo rozpraszania energii — nie istnieje ono w stanach podstawowych jąder, a jest małe w niskich stanach wzbudzonych — dodajemy teraz do potencjału jądrowego część urojoną i otrzymujemy to, co zwykle nazywa się modelem optycznym. Model ten wyjątkowo nadaje się do opisu rozpraszania elastycznego i „absorpcji“ nukleonów przez jądra, gdzie przez absorpcję rozumiemy dowolny proces, który nie jest rozpraszaniem elastycznym. Dobrą ilustracją sukcesu tego modelu są wyniki osiągnięte z jego pomocą dla reakcji z powolnymi neutronami. Oczywiście nie odtworzy on rezonansów jądra złożonego, gdyż powstają one po „absorpcji“, jednakże wyśmienicie odtwarza grubą strukturę wydarzeń — tzn. wartości uśrednione po sąsiadujących rezonansach. Jeśli energia jest tak niska, że aktywne są jedynie stany S , to w tej grubej strukturze odnajduje się rezonansy, ilekroć tylko w studni potencjału może utworzyć się fala stojąca. Rysunki 7 i 8 pokazują efekt absorpcyjny i objętościowy tych rezonansów, odpowiednio w neutronowej funkcji mocy i promieniu potencjału rozpraszającego. Niewielkie odchylenia od spodziewanych krzywych są obecnie dosyć dobrze wyjaśnione; przypisuje się je deformacji jądra (w pobliżu drugiego rezonansu) oraz wahaniom potencjału urojonego z powodu braku poziomów o właściwej parzystości (w pobliżu $A = 100$). Model optyczny jest również przydatny w opisie rozpraszania i absorpcji cząstek jądrowych przy wyższych energiach. Wzrost potencjału urojo-

nego z energią oraz nakładanie się więcej niż jednego momentu pędu zapobiega takiemu uwidacznianiu się rezonansów jak przy niskich energiach. Gdy zmierza się do drugiego krańca, wysokich energii i bardzo silnych absorpcji, jak to obserwuje się dla cząstek α o energii 40 MeV, model optyczny przewiduje wykresy rozpraszania, z maksimami i minimami w jego rozkładzie kątowym, bardzo podobne do wykresów optycznego rozpraszania czarnej kuli. Przewidywanie to, jak pokazuje rys. 9, potwierdza się bardzo dobrze.



Rys. 7. Neutronowa funkcja mocy jako funkcja liczby masowej, przy zerowej energii. Krzywe teoretyczne odpowiadają modelowi optycznemu z głębokością części rzeczywistej V_0 i urojonej ξV_0 oraz grubością powierzchni d . Wartości tych stałych podano na rysunku. K_0 jest liczbą falową padającego neutronu, wewnątrz studni potencjału. Krzywa ciągła odpowiada jądro sferycznemu; krzywa przerywana, zgodnie z Chasem, Wiletem i Edmondsem, jądro sferoidalnemu

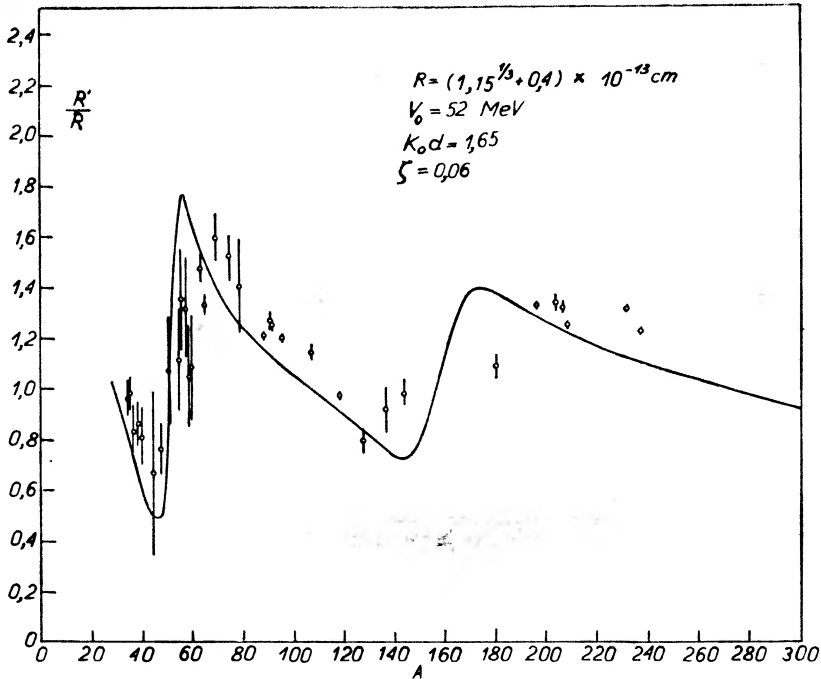
Model optyczny jest silnym narzędziem analizy reakcji jądrowych, jednakże o reakcjach tych czy rozpraszaniu elastycznym nie mówi nam nic, poza ich całkowitymi prawdopodobieństwami. Aby dowiedzieć się czegoś więcej, musimy bliżej wejrzeć w mechanizm tego, co dzieje się, gdy jądro „absorbuje“, w sensie modelu optycznego, cząstkę. W tym celu powracamy do modelu cząstek niezależnych i badamy zmiany wprowadzone przez siły oddziaływania. Co dzieje się, gdy cząstka wchodzi do jądra i zderza się z jedną z cząstek tworzących jądro? Rys. 10 ilustruje niektóre możliwości.

(1) Cząstka padająca traci pewną część swojej energii na podniesienie cząstki jądrowej do wyższego stanu. Jeśli cząstce padającej pozostało dość

energii, by wydostać się z powrotem, to rezultatem będzie rozproszenie nieelastyczne. Ponieważ proces ten obejmuje rozproszenie tylko na jednej cząstce tworzącej jądro, nazywa się go nieelastycznym rozproszeniem wprost.

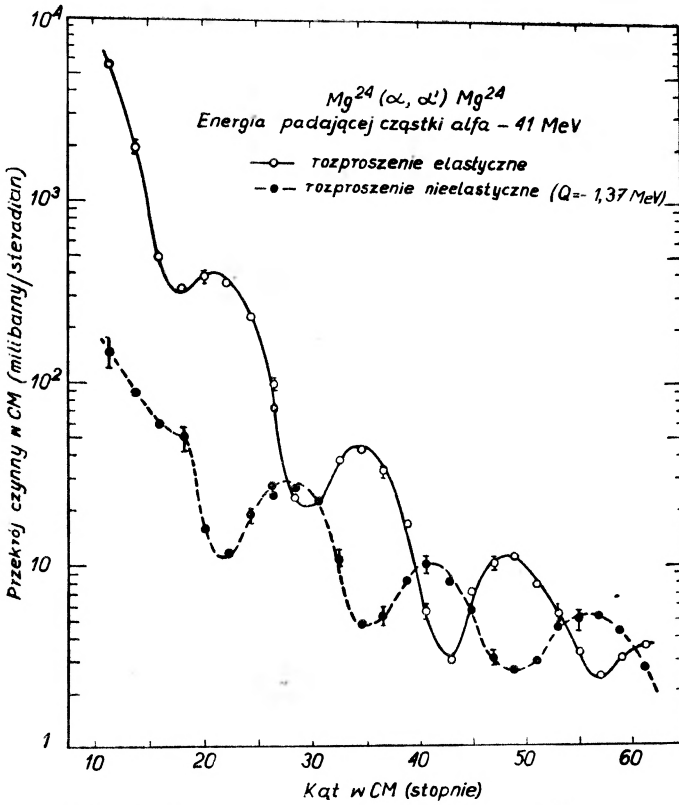
(2) Cząstka padająca przekazuje energię ruchowi kolektywnemu, jak to pokazano symbolicznie na drugim szkicu rys. 10; jest to także „oddziaływanie wprost“.

(3) Na trzecim szkicu energia jest dostatecznie duża, by wyrzucić nukleon z bombardowanego jądra. Proces ten wywoła reakcję jądrową wprost. W zasadzie nie różni się on od (1); jest odpowiednią reakcją wymiany.

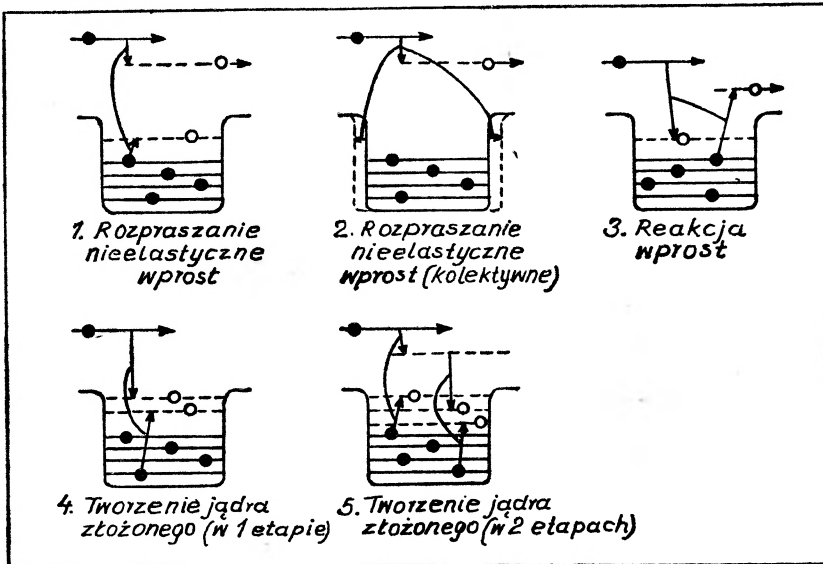


Rys. 8. Efektywny promień rozpraszania w funkcji liczby masowej, przy zerowej energii i tych samych warunkach, co na rys. 7

(4) Cząstka padająca może stracić tyle energii, że pozostaje związana w jądrze, a przekazaną energię może przejąć jakiś nisko leżący nukleon, tak że nie może on opuścić jądra. Otrzymujemy wtedy jądro wzbudzone, z którego żaden nukleon nie może uciec. Stan ten z pewnością będzie prowadził do dalszych wzbudzeń nukleonów poprzez wewnętrzne zderzenia, w których średnia energia na wzbudzoną cząstkę nadal maleje, tak że w większości przypadków żaden nukleon nie będzie w stanie uciec. Otrzymuje się przeto stan o bardzo długim czasie życia. Może on rozpaść się jedynie wtedy, gdy jedna cząstka zgromadzi przypadkowo w wewnętrznych zderzeniach energię dostateczną do pomyślnej ucieczki. To właśnie nazywamy utworzeniem się jądra złożonego. Może zajść także strata energii przez promieniowanie, po której ucieczka cząstki jest energetycznie niemożliwa; padający nukleon ulega wychwytowi promienistemu.



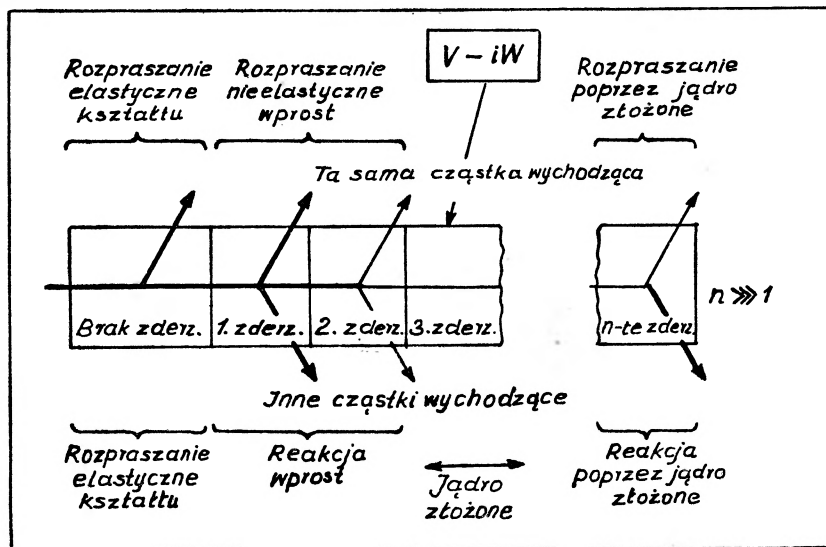
Rys. 9. Rozkład kątowy rozpraszania cząstek α o energii 40 MeV na magnezie-24, zmierzony przez Yavina i Farwella. Interesuje nas tutaj jedynie górna krzywa, która pokazuje rozpraszanie elastyczne. Krzywa doświadczalna pokrywa się niemal ze spodziewaną tutaj krzywą dyfrakcyjną czarnej kuli



Rys. 10. Przedstawienie graficzne tego, co dzieje się przy wejściu cząstki do jądra. Kreskowane odkształcenie studni potencjału na drugim szkicu ma symbolizować drgania kolektywne

(5) Utworzenie jądra złożonego może zajść w dwu lub więcej krokach, jeżeli po procesie typu (1) lub (2) padający nukleon przy wyjściu spotka na swej drodze inny nukleon i wzbudzi go w taki sposób, że dla każdego z nich ucieczka staje się niemożliwa.

Schemat ten pokazuje, w jaki sposób założenie o słabych oddziaływaniach umożliwia zrozumienie zarówno zachodzenia reakcji wprost jak i tworzenia jądra złożonego. Pomysł jądra złożonego zrodził się najpierw u N. Bohra w założeniu bardzo silnych oddziaływań pomiędzy cząstkami tworzącymi jądro. W tym przypadku energia cząstki padającej rozdzieliłaby się szybko



Rys. 11. Przedstawienie graficzne przebiegu reakcji jądrowej. Dopóki nie zachodzi żadne zderzenie, możliwe jest jedynie rozpraszanie elastyczne kształtu. Po pierwszym zderzeniu zachodzą reakcje wprost; dalej, po wielu zderzeniach, tworzy się jądro złożone

i dokładnie pomiędzy wszystkie cząstki składowe. Gdy przyjęto powszechnie nowe idee o słabym sprzężeniu w jądrach, obraz jądra złożonego zepchnięto na dalszy plan i twierdzono często, że wszystkie reakcje jądrowe są reakcjami wprost. Jasne jest jednak, że z modelu słabych oddziaływań wcale to nie wynika. Wynika z niego, że reakcje wprost będą zachodzić, lecz nie jest wykluczone, że przez część czasu energia padająca przekazywana jest dużej liczbie cząstek składowych, szczególnie gdy energia ta nie jest zbyt wielka. W rzeczywistości, skoro tylko stan złożony zostanie osiągnięty, czas jego życia byłby znacznie dłuższy niż spodziewany na podstawie modelu silnego oddziaływania.

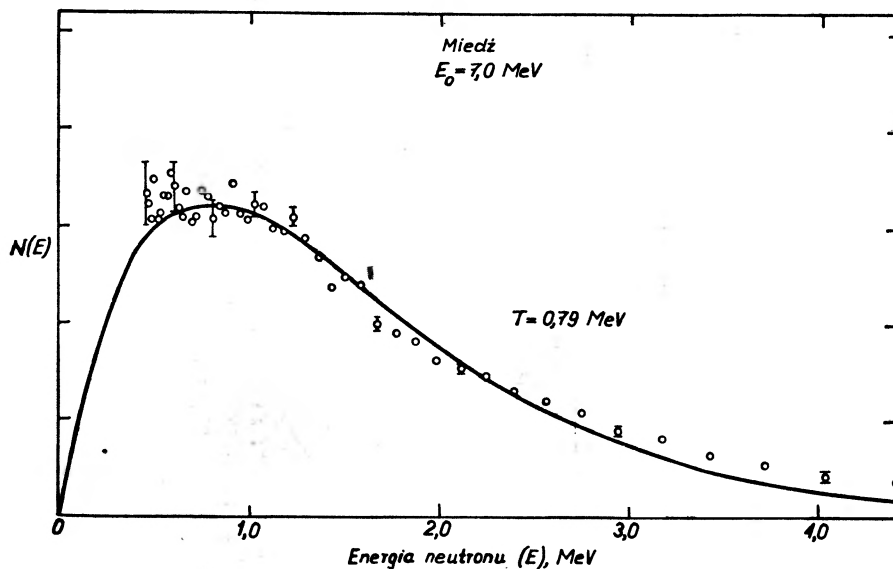
Ciąg wydarzeń, następujący po wejściu cząstki do jądra, opisany jest symbolicznie na rys. 11. Po lewej stronie widzimy tu cząstkę padającą, gdy wchodzi i jest rozpraszana przez potencjał zespolony. Częściowo jest ona „absorbowana“, co oznacza, że doznaje pierwszego zderzenia, prowadzącego bądź do nieelastycznego rozproszenia wprost, bądź do reakcji wprost. Drugie zderzenie

może nadal prowadzić do reakcji, jednakże z mniejszym już prawdopodobieństwem, z powodu rozproszenia energii pomiędzy trzy cząstki. Odtąd ma miejsce coraz więcej zderzeń, które rzadko prowadzą do wyrzucenia jakiejś cząstki, a tylko do gruntownej wymiany energii wewnątrz jądra. Utworzony zostaje stan złożony. Po wielu takich wymianach, pewnej cząstce (rzadko tej samej, co padająca) udaje się ucieczka; jądro złożone rozpadło się. Widać, jak koncepcja słabego oddziaływania prowadzi do dwustrumieniowej drogi: reakcji wprost oraz tworzenia jądra złożonego. Jest także jasne z tego obrazu, że względne prawdopodobieństwo tworzenia stanu złożonego będzie mała ze wzrostem energii bombardowania. Jeśli energia ta jest bardzo wysoka, powiedzmy większa od 30 czy 40 MeV na jeden padający nukleon, oczekujemy, że pierwsze zderzenie poprowadzi prawie zawsze do procesu wprost. W tym przypadku stan złożony (stan, w którym energia wzbudzenia rozkłada się pomiędzy wiele nukleonów, tak że żaden z nich nie jest w stanie uciec, chyba że pozyskuje nienormalnie dużą ilość energii) ma tendencję utworzenia się dopiero po wyrzuceniu jednego czy więcej nukleonów.

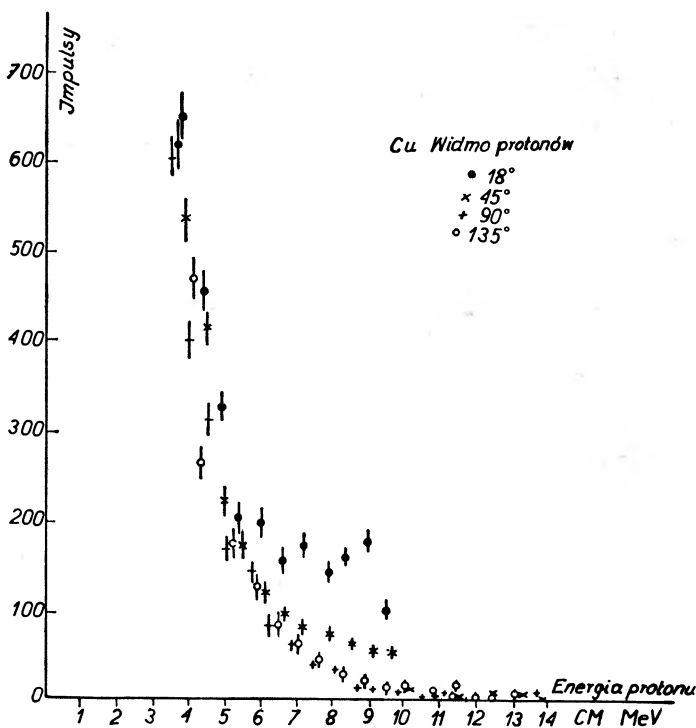
Prawdopodobieństwa oddziaływań wprost można wyliczyć za pomocą dobrze znanych metod kwantowo-mechanicznych, dotyczących zderzenia dwu cząstek w studni potencjału jądrowego. Tą drogą można by wyjaśnić wiele ważnych faktów doświadczalnych, dotyczących tych reakcji, w szczególności rozkłady kątowe produktów reakcji, które są tak różne od oczekiwanych na podstawie modelu wyparowywania. Rozpad jądra złożonego jest przyczyną charakterystycznego widma energii, które jest bliskie rozkładowi Maxwella przy danej temperaturze i oczywiście przyczyną symetrycznego względem 90° oraz prawie izotropowego rozkładu kąowego. Typowe własności te umożliwiły prawie niezawodne odróżnianie reakcji wprost od reakcji złożonych.

Możemy dzisiaj badać oba typy reakcji. Charakterystyczne przykłady tego podają rysunki 12, 13 i 14. Rys. 12 przedstawia piękne widmo wyparowywania neutronów o energii 7 MeV, rozproszonych nieelastycznie na miedzi, zaobserwowane przez D. B. Thomsona w Los Alamos. Z powodu niskiej energii bombardowania, nie dostrzega się tu reakcji wprost. Rys. 13 przedstawia widmo protonów wtórnych, powstających w reakcji ($n-p$) przy energii padających neutronów 14 MeV, otrzymane przez Facchiniego i współpracowników w Mediolanie. Rys. 14 pokazuje wtórne cząstki α , otrzymane z nieelastycznego rozpraszania, pomierzonego przez *Lassena* i *Poulsen*a w Kopenhadze. W obu przypadkach widzimy charakterystyczne dla niskich energii ciągle widmo wyparowywania oraz, przy wysokich energiach, kilka wyraźnie oddzielonych wierzchołków odpowiadających oddziaływaniom wprost. Widać jasno, że oddziaływania wprost uprzywilejowują kierunek do przodu.

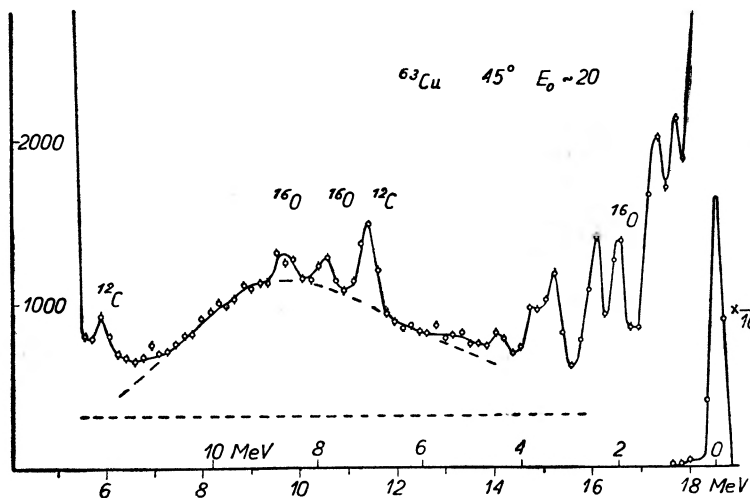
Warto zauważyć, że za pomocą doświadczenia z wiązką impulsową można by, przynajmniej w zasadzie, oddzielić procesy wprost od reakcji poprzez jądro złożone. Jak pokazano na rys. 11, procesy wprost zachodzą bezpośrednio po zderzeniu, w przedziałach czasu odpowiadających czasowi przejścia cząstki padającej, tj. rzędu 10^{-20} sek. Reakcje złożone jednakże muszą czekać na roz-



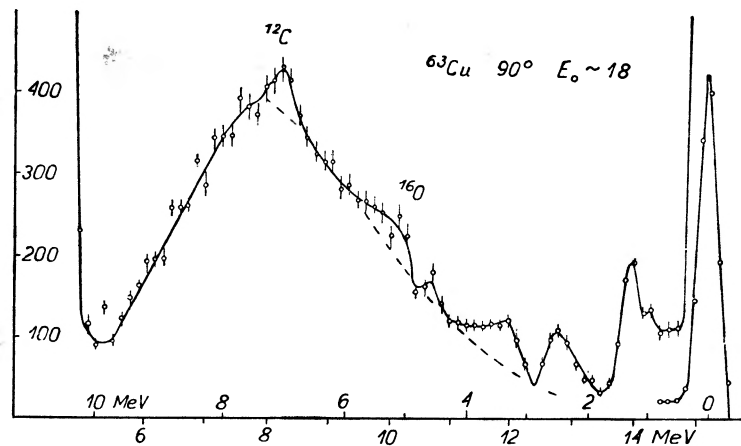
Rys. 12. Rozkład energetyczny wychodzących neutronów: $N(E)dE$ w funkcji energii wychodzących neutronów w reakcji (n, n') na miedzi przy energii padania 7 MeV, wg pomiarów Dawida B. Thomsona w Los Alamos w 1960 r.



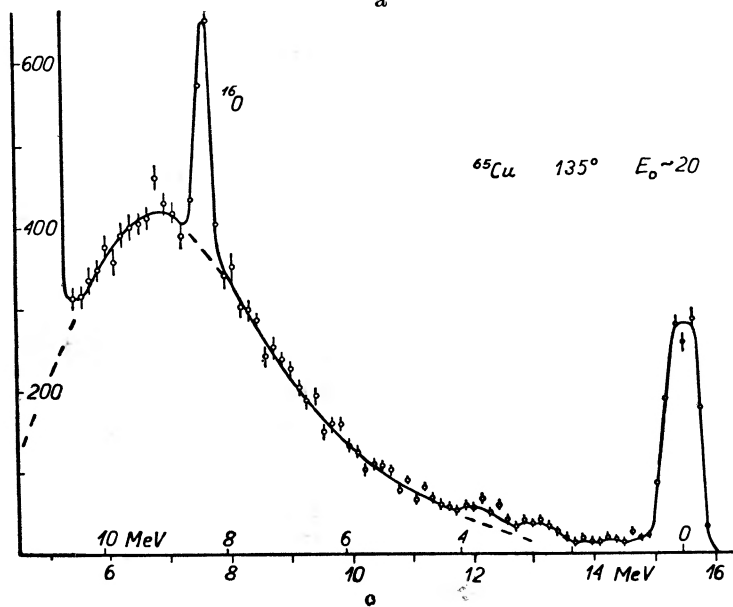
Rys. 13. Rozkład energetyczny protonów z reakcji $n-p$, przy energii neutronów 14 MeV dla różnych kątów, pomierzony przez L. Colliego, U. Facchiniego, I. Ioriego, C. Marcazzana i A. Sonę (Mediolan). Widać, że reakcje wprost uwidaczniają się głównie w kierunku do przodu



a



b

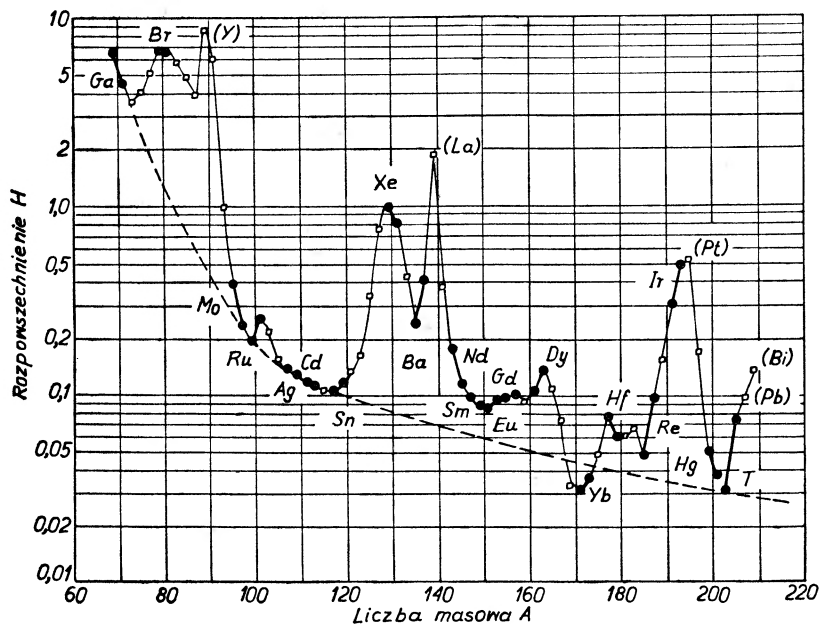


c

Rys. 14. Rozkład energetyczny cząstek α rozproszonych nieelastycznie w reakcji (α, α') na miedzi-63 i miedzi-65 (dolna krzywa) przy różnych kątach, wg pomiarów N. O. Lassena i N. O. Roy Poulsen (Kopenhaga). Widać, że reakcje wprost uwidaczniają się głównie przy małych kątach

pad jądra złożonego przez czas, który trudno ocenić, ale który musi być rzędu 10^{-16} czy 10^{-17} sek. Czasy te są oczywiście o wiele za krótkie, by obmyślić w obecnej chwili jakieś realne doświadczenie.

Niech mi będzie wolno zakończyć ten przegląd uwagą nieco filozoficzną. Fizyka jądrowa ukazała wielką różnorodność zjawisk, których należy oczekiwać od układów kwantowo-mechanicznych kilkuset nukleonów. Znalaziono a często także domyślano się wielu nieoczekiwanych i niezwykłych form i ruchów. Porównajmy ten nowo odkryty świat ze światem atomów i molekul. Pod wieloma względami sytuacja jest analogiczna: w obu światach mamy do czynienia



Rys. 15. Wykres rozproszczenia pierwiastków we wszechświecie wg H. E. Suessa i H. C. Ureya, *Revs. Mod. Phys.* **28**, 53 (1958)

z układami kwantowo-mechanicznymi wielu cząstek. Są jednakże ważne różnice. Fakt, że trwałe jednostki świata atomowego są nie naładowane, stwarza możliwość takich jednostek złożonych, jak molekuly, makromolekuly i kryształy; pozwala to na nieskończoną różnorodność substancji, żywych lub martwych, które nas otaczają. Nie można jednak utworzyć żadnego z takich skupisk jądrowych i stąd świat jąder jest nieco uboższy od świata atomowego.

Z naszego ludzkiego punktu widzenia istnieje inna różnica. W bezpośrednim naszym otoczeniu jądra atomowe występują tylko w stanie podstawowym; oddziałują one na świat, w którym żyjemy, jedynie swoim ładunkiem i masą, a nie poprzez swoje skomplikowane własności dynamiczne. Rzeczywiście, wszystkie interesujące zjawiska jądrowe, o których mówiliśmy, są zjawiskami zachodzącymi tylko w warunkach wytworzonych przez nas samych w urządze-

niach przyspieszających. Jest to, w pewnej mierze, świat wytworzony przez człowieka.

Jednakże nie w pełni przez człowieka. Centra wszystkich gwiazd są strefami wszechświata, gdzie zachodzą reakcje jądrowe, a tym samym, gdzie dynamika jądrowa w sposób naturalny odgrywa zasadniczą rolę. Zjawiska jądrowe w słońcu, a także i w reaktorach są bazą naszego zaopatrzenia w energię na ziemi. Fizyka jądrowa jest jednak jeszcze ważniejsza dla świata, w którym żyjemy, z punktu widzenia historii wszechświata. Skład materii, jaki obserwujemy dzisiaj, jest produktem reakcji jądrowych, które zaszły dawno temu w gwiazdach i wybuchach gwiazdnych. Panowały tam warunki, które naśladujemy w mikroskopowej skali wewnątrz urządzeń przyspieszających. Zatem baza materiałowa świata, w którym żyjemy, jest wynikiem praw fizyki jądrowej. Nie mogę zilustrować lepiej wzajemnego powiązania wszystkich faktów natury, ściśle splecionej sieci praw fizycznych, jak wskazując na wykres rozpowszechnienia pierwiastków w naszej części wszechświata (rys. 15). Każde maksimum i minimum odpowiada jakiemuś charakterystycznemu rysowi dynamiki jądrowej; tutaj zamkniętej powłocy, tam dużemu neutronowemu przekrojowi czynnemu lub niskiej energii wiązania. Gdyby nie istniał w węglu rezonans przy 7,65 MeV, to, zgodnie z Hoylem i Salpeterem, praktycznie w ogóle nie utworzyłyby się węgiel i prawdopodobnie nie rozwinęlibyśmy się, by kontemplować te zagadnienia. Kiedykolwiek zgłębiamy naturę — czy poprzez badanie struktury jąder, czy przez naukę o makromolekułach, czy o cząstkach elementarnych, czy o budowie ciała stałego — zawsze dosiegamy jakiejś istotnej części tego wielkiego wszechświata.

Tłumaczył Adam Sobiczewski

Literatura

- [1] Derrick, Mustard i Blatt, Phys. Rev. Letters **6**, 69 (1961).
- [2] E. E. Salpeter, Annals of Physics **11**, 393 (1960).
- [3] B. Cohen, Phys. Rev. **105**, 1549 (1957).
- [4] J. S. Blair, G. W. Farwell i D. K. McDaniels, Nucl. Phys. **17**, 641 (1960).
- [5] M. Crut i N. S. Wall, Phys. Rev. Letters **3**, 520 (1960).
- [6] Fallieros i Farrell, Phys. Rev. **116**, 660 (1960).
- [7] Komunikat Mottelsona na Konferencji Struktury Jądra w Kingston, 1960 r.
- [8] H. Cranwell, R. Helm, H. Kendall, J. Oeser i M. Yearian (w druku).

Lubomir Gabla

Katedra Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Lasery

Odkrycie w 1952 r. przez Webera zasady działania masera i pomyślne zrealizowanie jej przez Townesa w 1955 r. stało się bodźcem do poszukiwania analogicznego urządzenia działającego w obszarze promieniowania optycznego. Urządzenie to otrzymało nazwę masera optycznego lub *lasera* od początkowych liter angielskiego określenia *light amplification by stimulated emission of radiation*. Pierwszy konkretny projekt konstrukcji lasera został wysunięty przez Schawlowa i Townesa w 1958 r. [1]. Autorzy tego projektu zwrócili już wówczas uwagę na fakt, że laser jest źródłem silnie zmonochromatyzowanej i spójnej fali płaskiej, emitowanej w warunkach ściśle kontrolowanych, w przeciwieństwie do naturalnych źródeł światła, których promieniowanie ma postać spontanicznych aktów emisji, nie pozostających ze sobą w żadnych ustalonych relacjach fazowych. Tak więc wytwarzanie fali elektromagnetycznej o ściśle ustalonych relacjach fazowych czasowo-przestrzennych, możliwe dotychczas tylko w obszarze częstości radiowych, zostało zrealizowane również w części optycznej promieniowania elektromagnetycznego. Pierwszy laser, działający impulsowo zbudowany został w 1960 r. przez Maimana [2]. W następnym roku Javan, Bennett i Herriott skonstruowali laser działający w sposób ciągły [3].

Szybko narastająca liczba publikacji, donoszących o nowych materiałach wykazujących efekt laserowy i nowych udoskonalonych konstrukcjach laserów świadczy o dużym zainteresowaniu tym urządzeniem. Jest to ściśle związane z zastosowaniami lasera do celów dalekosiężnej komunikacji i nawigacji kosmicznej [13] oraz techniki wojennej [7, 11, 12].

Niezależnie od zastosowań praktycznych światło emitowane przez laser może umożliwić ze względu na swe osobliwe właściwości różne badania z zakresu optyki, spektroskopii, chemii fizycznej i astrofizyki [6, 12, 13].

1. Zasada działania lasera

Rozważmy współdziałanie skwantowanego układu elektronowego, posiadającego dwa ściśle określone poziomy energetyczne E_1 i E_2 z promieniowaniem optycznym, którego częstość odpowiada przejściu między tymi dwoma pozio-

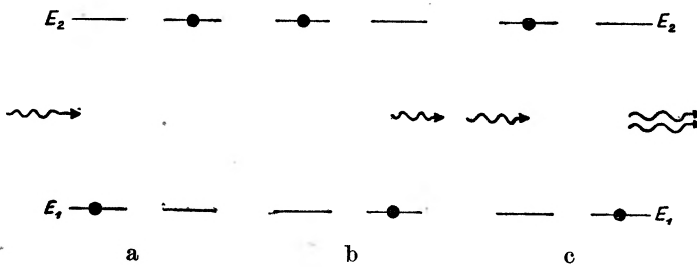
mami, tzn.:

$$E_2 - E_1 = h\nu.$$

Jeżeli układ znajduje się w dolnym stanie energetycznym E_1 , wówczas interakcja z fotonem może doprowadzić do wzbudzenia układu na koszt energii pochłoniętego fotonu (rys. 1a). Jeżeli natomiast układ znajduje się na wyższym poziomie energetycznym, wówczas mogą zaistnieć dwa przypadki:

1) Układ może samorzutnie przejść do stanu niższego, emitując foton o energii $h\nu$ (rys. 1b). Ten proces nie zależy od zewnętrznego pola promieniowania.

2) Współdziałanie promieniowania ze wzbudzonym układem może doprowadzić do wymuszonej emisji fotonu, przy czym oba ciągi fal, wymuszający



Rys. 1

i wymuszony, rozprzestrzeniają się w zgodnej fazie i w tym samym kierunku (rys. 1c). W tym ostatnim procesie mamy do czynienia z dwukrotnym, spójnym wzmocnieniem natężenia promieniowania na koszt energii kwantowego układu elektronowego. Spontaniczna emisja fotonów również przyczynia się do zwiększenia natężenia promieniowania, lecz ze względu na przypadkowy charakter aktów emisji faza wypromieniowanej fali nie pozostaje w żadnym ustalonym związku z fazą promieniowania wymuszającego. Ponadto prawdopodobieństwo emisji spontanicznej jest małe w porównaniu z prawdopodobieństwem wypromieniowania energii na drodze emisji wymuszonej. Zjawisko wymuszonej emisji przez wzbudzony układ kwantowy może być wykorzystane do wzmacniania sygnałów świetlnych lub do wytwarzania monochromatycznej, koherentnej, silnie skolimowanej wiązki promieniowania, jeżeli zostanie zastosowane sprzężenie zwrotne. Wzbudzony układ kwantowy może tylko wówczas spełnić rolę wzmacniacza promieniowania, jeżeli wzrost natężenia wiązki, wywołany wymuszoną emisją jest większy od strat na absorpcję i rozproszenie. Wzrost natężenia promieniowania jest zależny w zasadniczy sposób od populacji górnego poziomu energetycznego E_2 . Współczynnik wzmocnienia zdefiniowany jako względny przyrost natężenia strumienia światła po przejściu drogi, równej jednostce długości, wyraża się wzorem:

$$k(\nu_0) = \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = \left(\frac{\ln 2}{16c^2\pi^3} \right)^{1/2} A_{21} \frac{\lambda_0^4}{\Delta\lambda_D} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \quad (1)$$

gdzie ν_0 oznacza częstość rezonansową, A_{21} oznacza einsteinowski współczynnik emisji spontanicznej, $\Delta\lambda_D$ jest szerokością dopplerowską, g oznacza wagę statystyczną poziomu, a N — jego populację.

W laserach dotychczas skonstruowanych wzrost populacji górnego poziomu osiągnięto w dwojaki sposób: przez wzbudzenie układu kwantowego promieniowaniem o krótszej długości fali lub przez wzbudzenie w wyładowaniu elektrycznym w gazie. Układami kwantowymi, stosowanymi dotychczas do tych celów są swobodne atomy lub jony, związane w kryształach lub szkle. Ponieważ przekrój czynny na zderzenie fotonu z atomem jest na ogół mały, więc jednokrotne przejście wiązki promieniowania przez laser nie wystarcza. Aby zwiększyć wydajność procesu laserowego umieszcza się substancję, zdolną do emitowania wymuszonego promieniowania pomiędzy dwa równoległe płaskie zwierciadła o dużym współczynniku odbicia. Ze względu na podobieństwo tego urządzenia do interferometru Fabry-Perot nazwano je rezonatorem Fabry-Perot. Fala płaska biegnąca prostopadle do powierzchni zwierciadeł ulega wielokrotnym odbiciom i prawdopodobieństwo wymuszonej emisji znacznie wzrasta. Schawlow i Townes wykazali [1], że aby uzyskać dodatni efekt wzmocnienia promieniowania, liczba atomów wzbudzanych w jednostce czasu do wyższego poziomu E_2 musi być większa od pewnej krytycznej wartości. Ta krytyczna wydajność procesu „pompowania“ wyraża się wzorem:

$$\frac{n}{\tau} = \frac{8\pi^2}{\sqrt{\pi} \ln 2} \frac{V}{\lambda^3} \cdot \frac{1}{t} \cdot \frac{1}{\Phi} \cdot \frac{\Delta\nu}{\nu} \quad (2)$$

gdzie V oznacza objętość, zawartą między płytkami rezonatora, λ jest długością fali przejścia laserowego, $\Delta\nu/\nu$ jest względną szerokością częstości tego przejścia, Φ oznacza ułamek ogólnej liczby atomów wzbudzonych, które samorzutnie wypromieniowują linię o długości fali λ , t oznacza czas, w ciągu którego światło przebywa w rezonatorze. Czas t możemy obliczyć z wzoru:

$$t = \frac{L}{(1 - a)c} \quad (3)$$

gdzie L oznacza odległość między zwierciadłami, a oznacza współczynnik odbicia zwierciadeł, a c — prędkość światła w rozważanym ośrodku. Wzór (2) jest słuszny przy założeniu, że dolny poziom E_1 jest pusty.

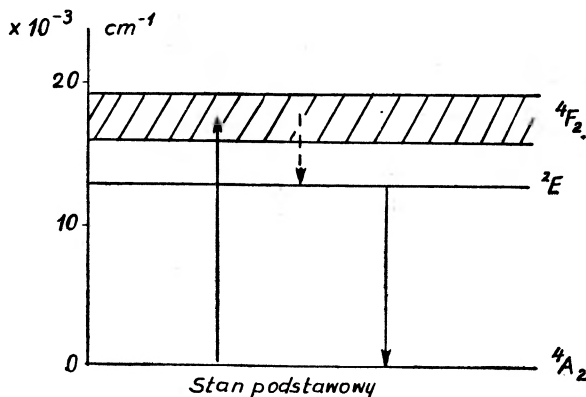
Rezonator Fabry-Perot odgrywa jeszcze drugą, bardzo istotną rolę. W procesie narastania natężenia promieniowania wyróżniona jest fala, biegnąca równoległe do osi rezonatora i posiadająca częstość rezonansową. Fale biegnące ukośnie względem osi rezonatora już po kilku odbiciach opuszczają laser. Stąd też fala płaska wychodząca przez półprzezroczyste zwierciadło rezonatora Fabry-Perot jest nadzwyczaj dokładnie skolimowana i jest bardziej monochromatyczna od fali, powstającej przy emisji spontanicznej. Oprócz rezonatora płasko-równoległego typu Fabry-Perot używa się z powodzeniem układu dwóch wklęsłych zwierciadeł, których ogniska koincydują ze sobą.

2. Rozwiązania konstrukcyjne laserów

Mimo, że zasada działania lasera jest bardzo prosta, to jednak rozwiązanie konstrukcyjne tego urządzenia napotyka na duże trudności ze względu na stosunkowo niskie wartości współczynników wzmocnienia dotychczas znanych układów laserowych, jak i na dużą dokładność obróbki mechanicznej, z jaką należy wykonywać węzłowe elementy lasera. Stanie się to widoczne na przykładzie kilku laserów, skonstruowanych w amerykańskich laboratoriach w latach 1960—61.

2.1. Laser rubinowy

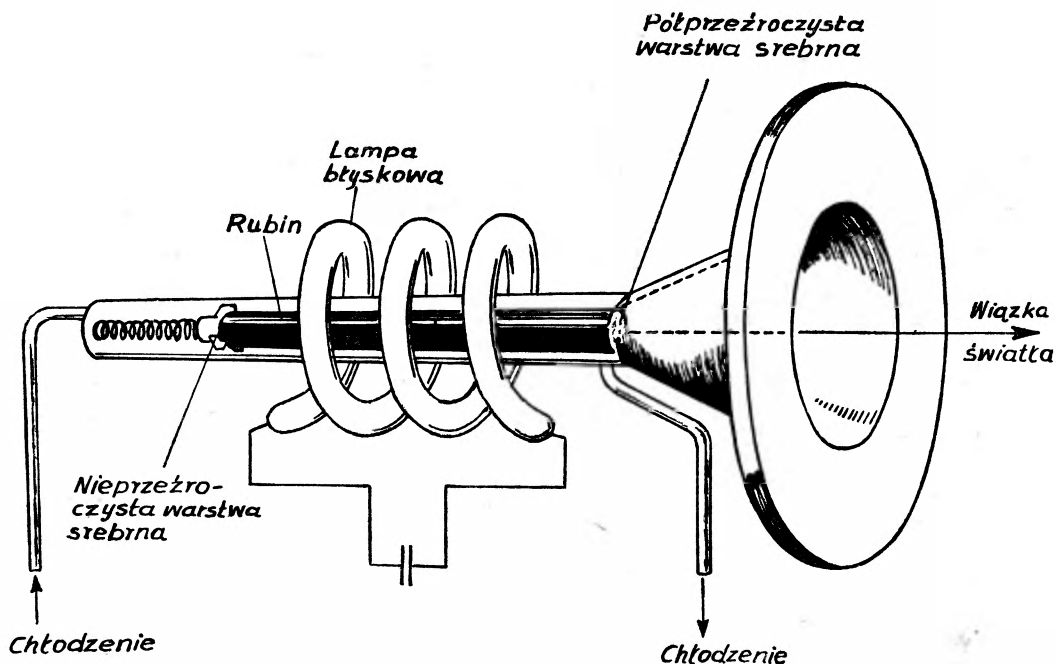
Po raz pierwszy laser został skonstruowany przez Maimana [2] w r. 1960. W laserze Maimana zastosowano syntetyczny kryształ rubinu, Al_2O_3 zawierający domieszkę Cr_2O_3 w ilości 0,05%. Uproszczony schemat poziomów energii



Rys. 2

tycznych jonu Cr^{+++} w kryształ rubinu pokazany jest na rys. 2. Kryształ rubinu ma formę walca o średnicy 1/4 cala i długości 2,5 cala. Powierzchnie czołowe walca wypolerowano tak, aby nierówności nie przekraczały 1/4 długości fali emitowanego promieniowania. Odstępstwo od równoległości obu powierzchni nie przekracza 6 sekund łuku. Jedna z powierzchni pokryta jest nieprzeźroczystą, odbijającą warstwą srebra, podczas gdy druga — półprzeźroczystą, o współczynniku odbicia 92%. Posrebrzone powierzchnie czołowe kryształu tworzą rezonator Fabry-Perot. Półprzeźroczyste zwierciadło na jednym z końców kryształu pozwala na wyprowadzenie równoległej, koherentnej wiązki światła na zewnątrz lasera (rys. 3). Wzbudzenie jonów Cr^{+++} na poziom $4F_2$ odbywa się przez naświetlanie kryształu rubinu ksenonową lampą błyskową dużej mocy. Lampa ksenonowa ma kształt linii śrubowej, otaczającej kryształ. Całość otoczona jest reflektorem o silnie odbijającej powierzchni wewnętrznej. W innym rozwiązaniu rubinowego lasera zastosowano

eliptyczne zwierciadło. W jednym ognisku znajduje się ksenonowa lampa błyskowa, a w drugim — kryształ rubinu. Ze względu na duże rozmycie poziomu 4F_2 promieniowanie lampy błyskowej absorbowane jest w szerokim pasmie częstości. Przejście z poziomu 4F_2 na metatrwały poziom 2E jest nieradiacyjnym przejściem fononowym. Na rys. 2 naznaczono je linią przerywaną. Wymuszone przejście z poziomu 2E na poziom podstawowy 4A_2 jest właściwym przejściem laserowym. Długość fali tego promieniowania jest zależna od typu



Rys. 3

kryształu rubinu. Laser Maimana dostarcza promieniowania o długości fali 6934 Å. Lasery rubinowe, oparte na innej odmianie rubinu, zbudowane przez Devlina i Schawlowa emitują dwie linie czerwone: 7009 Å i 7041 Å. Przejście fononowe ${}^4F_2 \rightarrow {}^2E$ prowadzi do silnego nagrzewania kryształu. Pomijając trudności czysto konstrukcyjne ma to ujemny wpływ na stabilność pracy lasera. Zmiana temperatury kryształu powoduje zmianę długości fali emitowanego światła, ze współczynnikiem temperaturowym $0,065 \text{ Å}/^\circ\text{C}$. Rubinowy laser Maimana może pracować tylko w reżimie impulsowym i wymaga intensywnego chłodzenia. Czas trwania jednego impulsu wynosi $5 \cdot 10^{-4}$ sek. Fala świetlna, zanim opuści laser, biegnie przez cały czas wewnątrz kryształu. Aby uniknąć rozproszenia i załamania światła wewnątrz kryształu musi się stosować kryształy o dużej jednorodności optycznej. Szerokość połówkowa linii, emitowanej przez rubinowy laser Maimana jest tysiąc razy mniejsza od szerokości połówkowej spontanicznej emisji rubinu. Rozbieżność wiązki jest bardzo mała i nie przekracza 1° . Jeżeli weźmiemy pod uwagę fakt, że moc promieniowania,

która wynosi w impulsie 5 kW jest wypromieniowana w kąt bryłowy $3 \cdot 10^{-4}$ steradiana, otrzymamy na natężenie promieniowania lasera w kierunku osi rezonatora liczbę 17 MW/ster. w impulsie! Do konstrukcji krystalicznych laserów używa się również fluorku wapnia i baru, aktywowanych samarem lub uranem. Kryształy te, w odróżnieniu od rubinu, mają dolny poziom przejścia laserowego różny od stanu podstawowego. W temperaturze pokojowej tylko nieznaczna

Tablica I

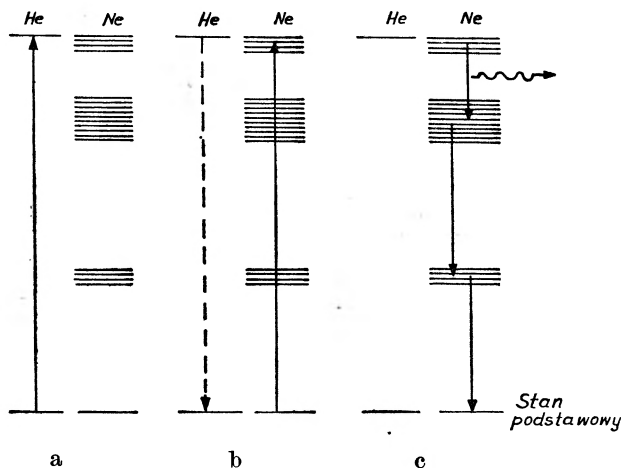
Kryształ (aktywator)	Zawartość jonów aktywatora (%)	Długość emitowanej fali (w temp. pokojowej)	Wykonawca
rubin (Cr ⁺⁺⁺)	0,05	6934 Å	Hughes
rubin (Cr ⁺⁺⁺)	0,5	6934 Å, 7009 Å, 7041 Å	Varian & Bell
CaF ₂ (Sm ⁺⁺⁺)	0,1	7082 Å	International Business Machines
CaF ₂ (U ⁺⁺⁺)	0,05	2,42 μ, 2,49 μ	International Business Machines
BaF ₂ (U ⁺⁺⁺)	—	2,7 μ	Massachusetts Institute of Technology
CaWO ₄ (Nd ⁺⁺⁺)	—	1,06 μ	Bell

część atomów aktywatora znajduje się w tym stanie. Dzięki tej okoliczności już przy małej wydajności wzbudzenia możemy uzyskać przewagę emisji wymuszonej nad absorpcją. Dalsze zmniejszenie populacji dolnego stanu, a więc i absorpcji, uzyskano stosując chłodzenie kryształu ciekłym azotem. W tablicy I zestawiono krystaliczne lasery, skonstruowane w różnych laboratoriach do jesieni 1961 r. Konstrukcje te, działające impulsowo, są oparte na 4 typach kryształów: rubin, fluoryt, fluorek baru i wolframian wapnia. Aktywatorami są pierwiastki, których atomy posiadają nie zapełnione powłoki 3d, 4f, lub 5f.

2.2. Laser gazowy

Jak już wspomniano, swobodne atomy w gazach również mogą być użyte jako układy kwantowe, wzmacniające falę na zasadzie wymuszonej emisji promieniowania. Pierwszy, i jak dotąd jedyny, działający laser gazowy zaprojektowany został w 1959 r. przez Javana i zrealizowany w dwa lata później przez Javana, Bennetta i Herriotta [3] w laboratorium firmy Bell-Telephone. Substancją aktywną jest w tym typie lasera mieszanina helu i neonu. Ciśnienie helu wynosi 1 Tr, a ciśnienie neonu 0,1 Tr. Bezelektrodowe wyładowanie wysokiej częstotliwości (28 MHz) wzbudza atomy helu ze stanu podstawowego 1S_0 do metatrwałego stanu 3S_1 o energii wzbudzenia 19,77 eV (rys. 4a). W procesie nieelastycznych zderzeń atomy helu przekazują energię atomom neonu, które przechodzą do jednego z czterech blisko siebie leżących poziomów

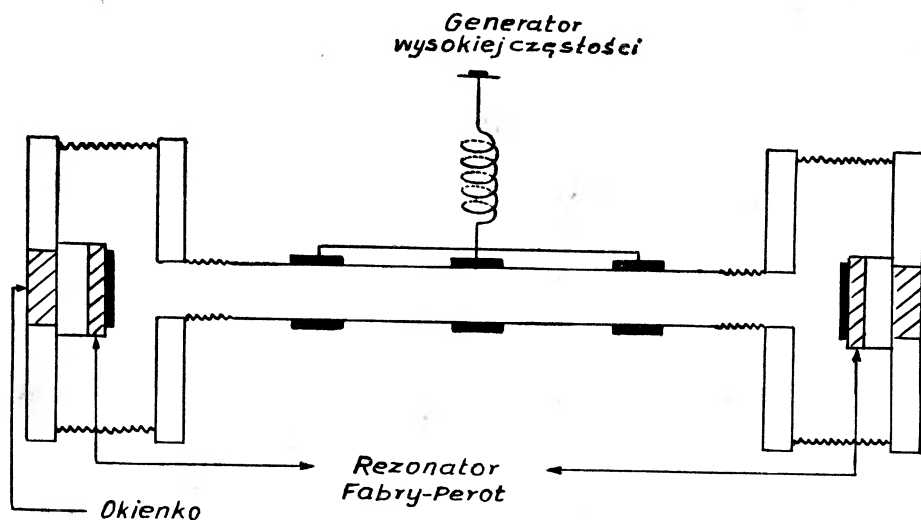
o energii wzbudzenia 19,77 eV, 19,76 eV, 19,68 eV, 19,66 eV (rys. 4b). Przejścia wymuszone z tych poziomów do grupy złożonej z 10 poziomów leżących o 0,7 eV poniżej są właściwymi przejściami laserowymi. Inne linie w tej złożonej kaskadzie przejść nie grają żadnej roli w procesie wymuszonej emisji promieniowania (rys. 4c). Podobnie jak w kryształach rubinu jednorazowe przejście fali płaskiej przez mieszaninę helu z neonem daje zbyt małe wzmocnienie amplitudy fali, wynoszące ok. 2%. W celu zwiększenia efektu wzmocnienia amplitudy promieniowania mieszaninę He—Ne umieszczono wewnątrz rezonatora Fabry-Perot, który odbija falę ze stratą mniejszą od 2%. Ze względu na



Rys. 4

dużą liczbę odbić fali, konieczną dla uzyskania wystarczającego wzmocnienia, powierzchnie odbijające falę w rezonatorze Fabry-Perot muszą posiadać odpowiednio duży współczynnik odbicia. Ponieważ zwierciadła metaliczne okazały się niewystarczające użyto 13-warstwowych zwierciadeł dielektrycznych wykonanych z ZnS i MgF₂. W obszarze przejść laserowych, zgrupowanych wokół długości fali 1,1 μ uzyskano współczynnik odbicia 98,9% przy przeźroczystości 0,3%. Ponieważ absorpcja zastosowanych materiałów jest w obszarze mikronowym niemierzalnie mała, więc pozostałe 0,8% strat promieniowania należy przypisać rozproszonemu na mikrokryształach siarczku cynku i fluorku magnezu oraz na nierównościach powierzchni płytek rezonatora, na których są osadzone ćwierćfalowe dielektryczne warstwy odbijające. Z doświadczeń Javana i współpracowników wynika, że w wypadku lasera gazowego obróbka płytek rezonatora gra bardzo istotną rolę. Niedokładności obróbki mechanicznej powierzchni płytek, których średnica wynosi 2 cm, nie mogą przekraczać $\lambda/100$. Płytki rezonatora Fabry-Perot są oddalone od siebie o 80 cm, a ich równoległość musi być zachowana z dokładnością paru sekund łuku. Justowanie rezonatora przy tak dużej odległości płytek stanowi osobny problem. Schemat ideowy lasera gazowego przedstawiony jest na rys. 5. Mieszanina He—Ne sprzężona jest pojemnościowo z obwodem wysokiej częstotliwości. Laser

gazowy pracuje w sposób ciągły, pobierając z obwodu wysokiej częstotliwości moc 50 W. Moc wyjściowa lasera zmierzona dla najsilniejszej linii 11 530 Å wynosi 4 mW. Łącznie emitowanych jest 5 linii w przedziale 1,12—1,21 μ . Rozbieżność wiązki wybiegającej przez półprzeźroczyste zwierciadło dielektryczne jest mniejsza od jednej minuty łuku. Jest wysoce interesującą rzeczą porównanie tej liczby z rozbieżnością fali idealnie płaskiej, ugiętej na brzegach



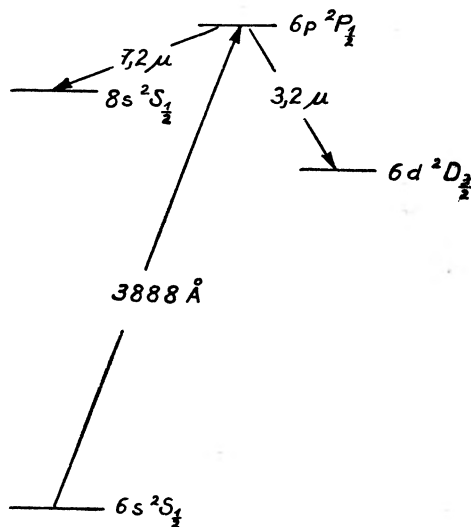
Rys. 5

kołowej przysłony o średnicy równej średnicy okienka lasera. Teoretycznie obliczona rozbieżność wiązki wynosi 0,27 minuty, co świadczy o koherencji fali emitowanej przez laser. Szerokość połówkowa emitowanych linii okazała się mniejsza od 300 Hz, a zatem $\Delta\nu/\nu < 10^{-12}$. Ciało doskonale czarne, emitujące moc 4 mW w tak wąskim przedziale częstości musiałoby mieć temperaturę rzędu 10^{20} °K. Ponieważ energia promienista jest wypromieniowana w bardzo mały kąt bryłowy rzędu 10^{-7} steradiana, więc natężenie promieniowania w kierunku osi lasera osiąga wartość 40 kW/steradian. Jest to liczba mniejsza niż w wypadku lasera rubinowego, lecz musimy pamiętać, że laser He-Ne pracuje w sposób ciągły, podczas gdy rubinowy osiąga tak wysoką moc tylko w impulsie. Większa rozbieżność wiązki światła, wysyłanej przez laser rubinowy, wynika stąd, że jednorodność optyczna rubinu jest znacznie mniejsza od jednorodności mieszaniny gazów szlachetnych. Istnieją propozycje użycia mieszaniny par rtęci i kryptonu oraz par rtęci i par cynku jako mieszanin laserowych.

2.3. Inne typy laserów

Pierwszy projekt lasera, opracowany przez Schawlowa i Townesa [1] przewidywał zastosowanie pary potasu bez jakiegokolwiek domieszki jako substancji wzmacniającej promieniowanie na drodze wymuszonej emisji. Projekt

przewidywał zwiększenie populacji poziomu ${}^2P_{3/2}$ atomu potasu na drodze pompowania optycznego atomów potasu ze stanu podstawowego ${}^2S_{1/2}$ za pomocą promieniowania rezonansowego lampy potasowej o długości fali 4044 Å. Grupa linii podczerwonych 2,71 μ , 3,14 μ , 1,25 μ i 1,17 μ , wynikających z przejść na niższe poziomy stanowią przejścia laserowe. Ze względu na dużą aktywność chemiczną par potasu, atakujących powierzchnie odbijające wnętrza rezonansowej, projekt przewidywał zamknięcie par potasu w szczelnym pojemniku, umieszczonym we wnęce. Okienka pojemnika, umożliwiające wielokrotne przejście promieni przez wnękę musiałyby być wykonane z materiału odpornego na działanie par potasu i bardzo jednorodnego pod względem optycznym.



Rys. 6

Wymagania odnośnie obróbki mechanicznej tych okienek byłyby równie wysokie jak w wypadku powierzchni odbijających w rezonatorze Fabry-Perot. Z powodu dużych trudności technicznych projekt lasera potasowego nie doczekał się, jak dotąd, realizacji. Z końcem 1961 r. w „Physical Review Letters“ ukazał się artykuł donoszący o budowie lasera, opartego na własnościach pary czystego cezu [4]. W laserze cezowym zwiększenie populacji górnego poziomu jest dokonywane na drodze pompowania optycznego. Wykorzystano fakt, że intensywna linia helu 3888 Å ma z dużym przybliżeniem długość fali odpowiadającą przejściu między poziomami $6p^2P_{1/2} \rightarrow 6s^2S_{1/2}$ atomu cezu (rys. 6). Przejścia $6p^2P_{1/2} \rightarrow 8s^2S_{1/2}$ (7,2 μ) oraz $6p^2P_{1/2} \rightarrow 6d^2D_{3/2}$ (3,2 μ) są właściwymi przejściami laserowymi. Jednorazowe przejście fali przez rurę o długości 90 cm, wypełnioną parami cezu daje zwiększenie amplitudy fali o 4%, a więc dwa razy więcej aniżeli w przypadku mieszaniny He-Ne. Rura z parami cezu oraz lampa helowa umieszczone są w dwóch ogniskach eliptycznego zwierciadła.

Zupełnie odmienny rodzaj substancji laserowej zaproponowany został przez Snitzera [5]. Aktywne trójwartościowe jony Nd^{+++} zostały wbudowane nie

do kryształu, lecz do barowego szkła kronowego o następującym składzie: 59% SiO_2 , 25% BaO , 15% K_2O , 1% Sb_2O_3 . Neodym w formie trójtlenku Nd_2O_3 został domieszany w ilości 0,3 do 2,0%. Szkło barowe z domieszką neodymu silnie absorbuje promieniowanie o długości fali 8800 Å, odpowiadające przejściom jonów Nd^{+++} ze stanu podstawowego ${}^4I_{9/2}$ do stanu metatrwałego ${}^4F_{3/2}$ o czasie życia ok. 0,6 msek. Przejścia do stanów niższych ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (1,06 μ) oraz ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (1,3 μ) są przejściami laserowymi. Szkło użyte do konstrukcji lasera miało formę włókna o średnicy 32 μ i długości 7.5 cm. Końce włókna były wypolerowane i posrebrzone. Jony neodymu wzbudzano przez oświetlanie lampą błyskową. Mimo niezbyt dokładnej obróbki mechanicznej włókien szklanych laser Snitzera wykazuje dodatnie wzmocnienie światła przy stosunkowo małej wydajności pompowania optycznego. Na zakończenie tego krótkiego przeglądu funkcjonujących dotychczas laserów warto wspomnieć o pracach prowadzonych w Radiation Laboratory Uniwersytetu Kalifornijskiego nad zbudowaniem lasera, w którym pompowanie optyczne odbywa się na koszt energii pinch-efektu o mocy $2 \cdot 10^9$ W w impulsie. O rezultatach tych prac brak dotychczas jakichkolwiek informacji.

3. Zastosowania laserów

Niezwykle dokładna kolimacja strumienia świetlnego, emitowanego przez laser umożliwia przesłanie odpowiednio modulowanych sygnałów świetlnych na duże odległości w środowisku mało absorbującym i rozpraszającym bez większych strat na intensywności. Okoliczność ta predestynuje laser jako środek komunikacji w przestrzeni kosmicznej, gdzie gęstość centrów rozpraszających jest wystarczająco mała, aby wiązka mogła przebyć długą drogę bez znacznego uszczerbku na intensywności.

Istnieją jeszcze inne okoliczności przemawiające na korzyść lasera jako środka dalekosiężnej komunikacji kosmicznej. Małe gabaryty ułatwiają zainstalowanie lasera na pokładzie statku kosmicznego, a niska moc wejściowa może być czerpana z promieniowania słonecznego. Ponadto moc wyjściowa lasera jest skoncentrowana w bardzo wąskim przedziale falowym, co daje bardzo korzystny stosunek sygnału lasera do tła, pochodzącego od promieniujących ciał niebieskich. Ta sama okoliczność umożliwia jednoczesne przekazywanie informacji na wielu niezależnych kanałach. Przy tak dużej częstotliwości, jaką posiadają drgania optyczne, każdy z tych kanałów może przekazywać bez porównania więcej informacji aniżeli fale o częstościach radiowych. A zatem pod wieloma względami laser przewyższa klasyczny nadajnik radiowy. Interesujący i nieco fantastyczny projekt przedstawili Schwartz i Townes [13] w połowie 1961 r. Wyszuli oni hipotezę, że ewentualni mieszkańcy ciał niebieskich sąsiadujących z układem słonecznym mogli rozwinąć w dostatecznym stopniu technikę laserów i nawiązanie z nimi kontaktu przy pomocy laserów może być łatwiejsze i bardziej prawdopodobne aniżeli za pomocą

nadajników radiowych. Autorzy przedstawili projekt dwóch konkretnych aparatów laserowych, umożliwiających nawiązanie łączności z obiektami odległymi od ziemi nie więcej niż 10 lat świetlnych. Należy zaznaczyć, że projekt przewiduje użycie tylko takich elementów aparaturowych, które są już dziś dostępne.

Autor niniejszego artykułu spotkał się z interesującym projektem użycia lasera do zbadania rozproszenia fotonów na fotonach. Bardziej przyziemne zastosowania laserów są związane z techniką wojenną. Zbudowano już urządzenia [7] działające na tej samej zasadzie co radar, lecz bardziej precyzyjne. Prowadzone są prace nad zastosowaniem takich urządzeń do wykrywania i zwalczania pocisków balistycznych itp. Zaangażowanie się dużej liczby laboratoriów i firm w badaniach nad laserami dowodzi dużych nadziei, związanych z tym urządzeniem. Czy laser zrobi podobną karierę jak inne wynalazki naszego wieku? Wyrokowanie w tej kwestii wydaje się jeszcze zbyt przedczesne.

Literatura

- [1] A. L. Schawlow, C. H. Townes, Phys. Rev., **112**, 1940 (1958).
- [2] T. H. Maiman, Nature, **187**, 493 (1960).
- [3] A. Javan, W. R. Bennett, D. R. Herriott, Phys. Rev. Lett., **6**, 106 (1961).
- [4] S. Jacobs, G. Gould, P. Rabinowitz, Phys. Rev. Lett., **7**, 415 (1961).
- [5] E. Snitzer, Phys. Rev. Lett., **7**, 444 (1961).
- [6] *Quantum Electronics*, edited by C. H. Townes, Columbia University Press, New York, 1960.
- [7] M. L. Stitch, F. J. Woodbury, J. H. Morse, Electronics, **34**, Nr 16, 51 (1961).
- [8] R. D. Olt, Electronics, **34**, Nr 18, 88 (1961).
- [9] S. Vogel, L. H. Dulberger, Electronics, **34**, Nr 43, 39 (1961).
- [10] S. Vogel, L. H. Dulberger, Electronics, **34**, Nr 44, 40 (1961).
- [11] S. Vogel, L. H. Dulberger, Electronics, **34**, Nr 45, 81 (1961).
- [12] S. Vogel, L. H. Dulberger, Electronics, **34**, Nr 47, 54 (1961).
- [13] R. N. Schwartz, C. H. Townes, Nature, **190**, 205 (1961).
- [14] O. S. Heavens, Hilger Journal, **6**, 63 (1961).
- [15] J. C. Vienot, Rev. d'Opt., **40**, 4 (1961).

Walerian Ziętek

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego
Instytut Fizyki PAN, Wrocław

Rozwój poglądów na strukturę domenową ferromagnetyków

1. Wstęp

Rzadko który problem fizyki był przedmiotem równie wieloletnich, a zarazem tak intensywnych i wszechstronnych badań, jak struktura domenowa ferromagnetyków. Przeszło pół wieku bowiem minęło od czasu, kiedy to Weiss [1] wprowadził zadziwiająco trafną hipotezę istnienia w ciałach ferromagnetycznych tzw. pola molekularnego, aby wytłumaczyć podstawowe własności magnetyczne takich kryształów, w szczególności zdolność magnesowania się w zewnętrznym polu magnetycznym. Hipoteza ta okazała się tak płodna, iż przez przeszło 20 lat panowała w teorii ferromagnetyzmu niepodzielnie, aczkolwiek nie udało się w tym okresie wykazać bezpośrednio doświadczalnie istnienia domen w ferromagnetykach, co usprawiedliwiałoby ostatecznie hipotezę Weissa. Największym bodaj sukcesem jego fenomenologicznej teorii było wytłumaczenie doświadczalnej krzywej namagnesowania.

Tajemnica pola molekularnego wyjaśniła się dopiero z powstaniem mechaniki kwantowej, kiedy to odkrycie spinu i tzw. sił wymiennych pozwoliło głębiej wniknąć w mechanizm oddziaływań magnetycznych w ciele stałym. Okazało się, że procesy magnetyczne są pochodzenia wybitnie kwantowego, a więc z natury rzeczy trudno je opisać adekwatnie teorią klasyczną.

Współczesne teorie struktury domenowej — do niedawna bez wyjątku półklasyczne — opierają się w swych założeniach na koncepcjach, opracowanych jeszcze w latach trzydziestych, i w zasadzie nie wybiegły daleko poza nie. Dlatego też omówimy tu krótko najważniejsze prace z tego okresu, mające podstawowe znaczenie w tej dziedzinie, przy czym dla uzyskania większej przejrzystości omawianego materiału posłużymy się jednolitą szatą matematyczną w całym artykule, stosując notację dziś niemal powszechnie już przyjętą. Pozwoli to również łatwiej zauważyć trudności matematyczne, tkwiące po dziś dzień w teorii struktury domenowej.

2. Kwantowa teoria Heisenberga

Pierwszą kwantową teorię ferromagnetyzmu sformułował Heisenberg [2], kładąc u jej podstaw *kwantowe oddziaływanie wymienne* dwóch spinów, wyrażające się efektywnie wzorem

$$H^{ab} = -2A^{ab} S_\mu^\alpha S_\mu^\beta, \quad (1)$$

gdzie $A^{\alpha\beta}$ jest tzw. całką wymiany (Heisenberga) rozważanych atomów α i β , zaś S_μ^α ($\mu = 1, 2, 3$) oznacza składową wektorowego operatora spinu atomu α , mierzonego w jednostkach $\hbar/2\pi$ (\hbar — stała Plancka). Do wskaźników μ, ν, \dots , numerujących składowe, stosować będziemy einsteinowską konwencję automatycznego sumowania po powtarzających się indeksach. Operatory S_μ^α spełniają konwencjonalne reguły przemienności dla momentu pędu, którym przy użyciu znanego pseudotensora jednostkowego $\varepsilon_{\mu_1\mu_2\mu_3}$ można nadać postać

$$[S_{\mu_1}^\alpha, S_{\mu_2}^\beta] = S_{\mu_1}^\alpha S_{\mu_2}^\beta - S_{\mu_2}^\beta S_{\mu_1}^\alpha = i S_{\mu_3}^\alpha \delta^{\alpha\beta} \varepsilon_{\mu_1\mu_2\mu_3}, \quad (2)$$

gdzie $\delta^{\alpha\beta}$ oznacza symbol Kroneckera—Weierstrassa.

Wyprowadzenie fundamentalnego wzoru (1) można znaleźć np. w pracach [3—5].

Całka wymiany $A^{\alpha\beta}$ we wzorze (1) gra, ściśle rzecz biorąc, równocześnie rolę czynnika strukturalnego, zależy bowiem od konkretnej konfiguracji przestrzennej spinów, a więc charakteryzuje strukturę krystaliczną ferromagnetyku. Jednakże obliczenie jej nawet w najprostszym przybliżeniu nastęrcza już duże trudności, toteż znamy jej wartość liczbową jedynie co do rzędu wielkości. Spośród licznych prac, zajmujących się m. in. i tym problemem, wystarczy wymienić tu tylko prace [5—11], na podstawie których przyjmuje się zwykle, że:

1) Całka wymiany jest dla ferromagnetyków zawsze dodatnia¹ i maleje bardzo szybko ze wzrostem odległości między oddziałującymi spinami, co pozwala najczęściej ograniczyć się do oddziaływania między atomami siatki bezpośrednio ze sobą sąsiadującymi; wtenczas można w wielu wypadkach traktować całkę wymiany jako stałą, jak np. dla najbliższych sąsiadów w siatce kubicznej;

2) Całka wymiany jest proporcjonalna do temperatury Curie T_c ferromagnetyku i stałej Boltzmana k według wzoru

$$A = qkT_c, \quad (3)$$

gdzie q jest stałą dodatnią mniejszą od jedności, charakteryzującą strukturę krystaliczną;

3) Dla większości typowych ferromagnetyków mamy w przybliżeniu $A \sim 10^{-13}$ ergów.

Teoria Heisenberga, oparta na wyrażeniu (1), zapoczątkowała nowe podejście do teorii magnetyzmu ciał stałych. Stworzyła możliwość obejścia się bez hipotezy Weissa np. w polikrystalicznych ferromagnetykach. Jednakże w przeciwieństwie do teorii Weissa, w której elementarne obszary jednakowego namagnesowania (domeny) nie musiały pokrywać się z monokrystalicznymi obszarami polikryształu, w teorii Heisenberga krystality tworzą automa-

¹ Znacznie późniejsze badania teoretyczne i doświadczalne wykazały, że zasadnicza różnica między ferromagnetykami i antyferromagnetykami tkwi właśnie w przeciwnym znaku całki wymiany ze wzoru (1).

tycznie jednolite domeny. Jest to nieuchronna konsekwencja postaci operatora (1). Teller [12] wykazał bowiem, że stanem podstawowym operatora (1) dla monokryształu jest stan, w którym spiny we wszystkich węzłach siatki mają ekstremalną wartość oraz jednakowy kierunek i zwrot, a więc stan tzw. pełnego nasycenia. Ale ponadto operator (1) jest niezmienniczy wobec obrotów w przestrzeni trójwymiarowej, zatem kierunek ustawienia spinów w każdej domenie (a więc kierunek namagnesowania każdego kryształitu) jest zupełnie dowolny.

Tak więc teoria oparta wyłącznie na operatorze Heisenberga, opisującym jedynie izotropową energię magnetyczną, wykluczała możliwość istnienia struktury domenowej w ferromagnetycznym monokryształ. Fakt namagnesowania się kryształitów polikryształu w różnych kierunkach starano się wytłumaczyć naprężeniami, panującymi w takim materiale, które mogły być przyczyną pojawienia się w kryształitach efektów anizotropowych, a więc kierunków magnetycznie wyróżnionych. Aczkolwiek nie umiano jeszcze wówczas hodować większych monokryształów, ani też uwidaczniać struktury domenowej, aby doświadczalnie rzecz rozstrzygnąć, zdawano sobie sprawę z mankamentów takiej teorii. Wiele faktów zdawało się bowiem wskazywać na to, że anizotropia magnetyczna powinna wystąpić nawet w monokryształicznym ferromagnetyku. To skłoniło teoretyków do bliższego zbadania tego problemu i podjęcia prób uwzględnienia w rozważaniach anizotropii.

3. Energia anizotropii magnetycznej

Już Heisenberg w swych późniejszych pracach sugerował, że odpowiedzialnym za anizotropię magnetyczną może być oddziaływanie typu spin-orbita w atomach siatki krystalicznej ferromagnetyku. Ideę tę rozwinęli Bloch i Gentile [13], jednakże komplikacje matematyczne okazały się praktycznie nie do pokonania i uczyniły to podejście do anizotropii nieefektywnym. Inną drogę wskazał Kramers [14], proponując bardzo ogólną postać fenomenologicznego operatora energii anizotropii, który najogólniej może być napisany w formie szeregu

$$A^{\alpha\beta} S_{\mu_1\mu_2}^\alpha S_{\mu_1}^\beta + B^{\alpha\beta} S_{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4}^\alpha S_{\mu_1}^\alpha S_{\mu_2}^\beta S_{\mu_3}^\beta S_{\mu_4}^\beta + \dots \quad (4)$$

Odpowiedni dobór tensorów sprzężenia A, B, \dots powinien umożliwiać dowolnie dokładne przybliżenie oddziaływania spin-orbita, a możliwość ograniczenia się do pierwszych wyrazów szeregu rokowałaby nadzieję na przebrnięcie przez trudności matematyczne, przynajmniej w pewnym przybliżeniu. Egzemplifikację takiego operatora spotykamy już w pracy [15]. Po dziś dzień stosuje się tego rodzaju formy prawie powszechnie, zarówno do opisu struktury domenowej jak i własności termodynamicznych materiałów magnetycznych (patrz np. monografie [16—18] i prace [19, 20]).

Przytoczmy tu trzy w teorii struktury domenowej najczęściej stosowane postacie szczególne operatora (4). Pierwszą z nich jest forma multipolowa, do niedawna zresztą w ogóle nie używana,

$$C^{\alpha\beta}\{\delta_{\mu_1\mu_2} - 3(r^{\alpha\beta})^{-2}r_{\mu_1}^{\alpha\beta}r_{\mu_2}^{\alpha\beta}\}S_{\mu_1}^{\alpha}S_{\mu_2}^{\beta} + D^{\alpha\beta}(r^{\alpha\beta})^{-4}r_{\mu_1}^{\alpha\beta}r_{\mu_2}^{\alpha\beta}r_{\mu_3}^{\alpha\beta}r_{\mu_4}^{\alpha\beta}S_{\mu_1}^{\alpha}S_{\mu_2}^{\alpha}S_{\mu_3}^{\beta}S_{\mu_4}^{\beta} + \dots, \quad (5)$$

w której $r_{\mu}^{\alpha\beta}$ oznacza składową wektora położenia atomu β względem atomu α , zaś C, D, \dots są stałymi sprzężenia. Dwie pozostałe formy wyprowadzono z rozważań geometrycznych nad własnościami symetrii dwu podstawowych struktur krystalicznych (patrz np. [16—20]), a mianowicie:

dla siatki kubicznej

$$K_0 + K_1\{(S_1^{\alpha})^2(S_2^{\alpha})^2 + (S_2^{\alpha})^2(S_3^{\alpha})^2 + (S_3^{\alpha})^2(S_1^{\alpha})^2\} + \dots, \quad (6)$$

dla siatki heksagonalnej

$$K_0 + K_1\{(S_1^{\alpha})^2 + (S_2^{\alpha})^2\} + K_2\{(S_1^{\alpha})^2 + (S_2^{\alpha})^2\}^2 + \dots, \quad (7)$$

jeśli oś x_3 układu odniesienia jest równoległa do osi heksagonalnej kryształu. Wielkości K_0, K_1, K_2, \dots są tzw. fenomenologicznymi stałymi anizotropii magnetycznej, znanymi z doświadczenia. Stwierdzono bowiem, że w monokryształach ferromagnetycznych istnieją wyróżnione kierunki, w których kryształ magnesuje się szczególnie łatwo w zewnętrznym polu magnetycznym, podczas gdy do namagnesowania go w innych kierunkach trzeba użyć pól o znacznie większym natężeniu. I tak np. w kryształach o strukturze typu heksagonalnego (Co, PbO(Fe₂O₃)₆, pirotyna) mamy dwa kierunki (jedną oś) łatwego namagnesowania, równoległe do osi heksagonalnej kryształu. W kryształach o strukturze kubicznej natomiast jest tych kierunków już więcej. Np. żelazo ma ich sześć (trzy osie). Są to kierunki prostopadle do płaszczyzn krystalograficznych z jedną jedyneką: [100], $\bar{1}00$ itd. Nikiel posiada osiem takich kierunków (cztery osie). Są one prostopadle do płaszczyzn z trzema jedynekami: [111], $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$, $\bar{1}\bar{1}1$ itd.

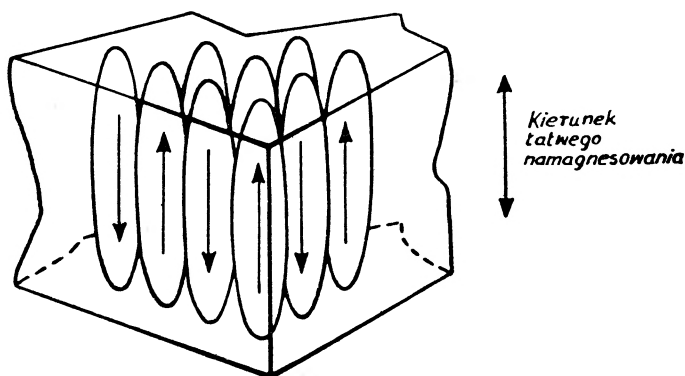
Jak widać, formy (6) i (7) nie są właściwie energiami oddziaływania, zależą bowiem wyłącznie od jednego wskaźnika atomowego. Niemniej używane były dotąd prawie wyłącznie, i to w rozważaniach półklasycznych, w których operator spinu S_{μ}^{α} traktowany jest jako wektor klasyczny. Formy te zapewniają prostotę rachunków, czym należy tłumaczyć ich powodzenie. Niestety nie próbowano zastosować ich do rozważań kwantowych nad strukturą domenową, co pozwoliłoby z pewnością poprawić wyniki dotychczasowe. Realizacja takiego programu nie następuje zresztą większych trudności matematycznych.

4. Kwantowa teoria Blocha

Dodanie do energii wymiennej (1) energii anizotropii powinno dać teorię, obejmującą również zjawiska anizotropowe w ferromagnetykach. Program ten podjął Bloch [7], który m. in. zbadał, czy w takim wypadku mogą w mono-

kryształy istnieć obszary elementarne namagnesowane do nasycenia, a więc domeny.

Bloch uwzględnił anizotropię w postaci oddziaływania dipolowego, aczkolwiek już Weiss wskazywał, iż ten typ oddziaływania o charakterze klasycznym (jeśli chodzi o typ sprzężenia, gdyż rolę momentów magnetycznych spełniają spiny, a więc wielkości dynamiczne na wskroś kwantowe) jest za słaby, aby czynić go wyłącznie odpowiedzialnym za efekty anizotropowe, m. in. za tworzenie się domen. Stosunek stałej sprzężenia magnetycznego oddziaływania dipolowego (magnetonu Bohra) do całki Heisenberga jest rzędu 10^{-5} , podczas gdy stosunek fenomenologicznej energii anizotropii (w prze-



Rys. 1. Struktura domenowa ferromagnetyku wydedukowana przez Blocha [7]. Domeny mają postać wrzecion i są namagnesowane w kierunku długiej osi, ustawiającej się równolegle do magnetycznie wyróżnionego kierunku w kryształach

liczeniu na jeden atom) może być rzędu 10^{-3} (porównaj np. [20]). Niemniej jednak jakościowo analiza Blocha miała wielkie znaczenie, gdyż wyniki okazały się rewelacyjne.

Startując z operatora Hamiltona typu

$$H = -2A \sum_{\langle \alpha\beta \rangle} S_{\mu}^{\alpha} S_{\mu}^{\beta} + \frac{1}{2} g^2 \sum_{\alpha \neq \beta} \{ \delta_{\mu\nu} - 3(r^{\alpha\beta})^{-2} r_{\mu}^{\alpha\beta} r_{\nu}^{\alpha\beta} \} S_{\mu}^{\alpha} S_{\nu}^{\beta}, \quad (8)$$

gdzie $\sum_{\langle \alpha\beta \rangle}$ oznacza sumowanie po najbliższych sąsiadach, a g jest magnetonem

Bohra, Bloch dowiódł, że monokryształ ferromagnetyczny (w temperaturze znacznie niższej od temperatury Curie) podzielony jest na domeny, namagnesowane w kierunkach magnetycznie wyróżnionych. Wywnioskował on, że powinny one mieć kształt wrzecion (rys. 1), których długa oś jest równoległa do osi łatwego namagnesowania kryształu. Sąsiednie domeny namagnesowane są zawsze antyrównoległe, a zmiana kierunku namagnesowania przy przejściu z jednej domeny do drugiej odbywa się nie raptownie, lecz w sposób „ciągły“, przez obrót. Szerokość obszaru, w którym to zachodzi, Bloch oszacował na 30 stałych siatki. Jest to tzw. ścianka Blocha. Dziś wiemy, że jej grubość jest najczęściej przeszło o rząd większa.

Tak więc dzięki pracy Blocha hipoteza Weissa ostatecznie przestała być hipotezą, a stała się wnioskiem, wynikającym bezpośrednio z kwantowej teorii ferromagnetyzmu (patrz np. [20]). Prawie równocześnie ukazały się pionierskie prace doświadczalne Bittera [21] z pierwszymi obserwacjami struktury domenowej przy pomocy tzw. figur proszkowych. Jest to po dziś dzień podstawowa metoda badań eksperymentalnych w tej dziedzinie, znacznie oczywiście udoskonalona, głównie dzięki pracom Williamsa i jego współpracowników [22—24]. Idea jest prosta: rozpuszczony w odpowiedniej cieczy proszek ferromagnetyczny gromadzi się na polerowanej powierzchni monokryształu wyraźnie wzdłuż ścianek Blocha, z uwagi na występujące tam „silne“ lokalne pole magnetyczne. Większość zamieszczonych w tym artykule reprodukcji przedstawia struktury domenowe właśnie tą drogą uwidocznione.

Pojawienie się struktury domenowej jest poniekąd do przewidzenia, jeśli się zważy, iż Hamiltonian ferromagnetyku składa się z części izotropowej, która faworyzuje ustawienie równoległe spinów, i z części anizotropowej, dla której korzystniejsze jest przeciwrównoległe ustawienie spinów. W rezultacie ustala się jako najkorzystniejszy stan pośredni, którym jest właśnie struktura domenowa. Wybór konkretnej postaci oddziaływania anizotropowego nie ma w tej mierze istotnego wpływu, gdyż formy (6) i (7) też prowadzą do struktury domenowej, a nawet są używane najczęściej. Właśnie drugą z nich posłużyli się w swej pracy Landau i Lifszic [25], a uzyskane przez nich rezultaty stały się fundamentem teorii struktury domenowej, przesłaniając do pewnego stopnia wyniki pracy Blocha.

5. Półklasyczna teoria Landaua-Lifszica

W tej teorii traktuje się spin jako wektor klasyczny, a ściślej jako gęstość wektorową. Energię anizotropii przyjmuje się w zależności od struktury krystalicznej w formie (6) lub (7). Energię wymienną (1) zastępuje się klasyczną formą dla pola wektorowego

$$(\partial_\mu S_\nu)(\partial_\mu S_\nu), \quad (9)$$

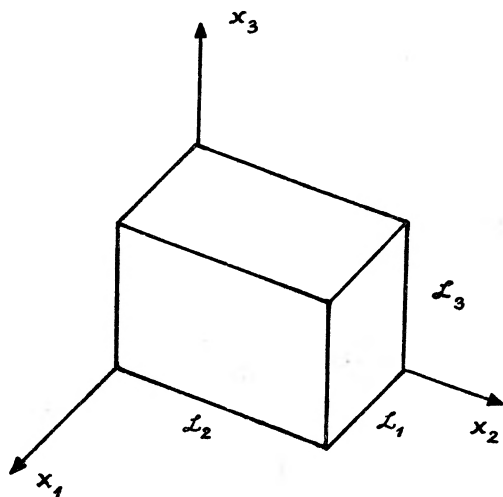
gdzie $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$. Metoda polega na znalezieniu gęstości wektorowej $S_\mu(x_\nu)$ drogą minimalizacji całkowitej energii ferromagnetyku.

W pracy [25] rozwiązano to zagadnienie przy pewnych upraszczających założeniach dla tzw. jednoosiowego monokryształu, tzn. posiadającego dwa (przeciwrównoległe) kierunki łatwego namagnesowania. Przyjęto, że próbka ma kształt prostopadłościanu o krawędziach L_μ (rys. 2). Nie uwzględniając zewnętrznego pola magnetycznego i zakładając, że oś x_3 układu odniesienia pokrywa się z kierunkiem magnetycznie wyróżnionym, przyjęto następującą funkcję Hamiltona:

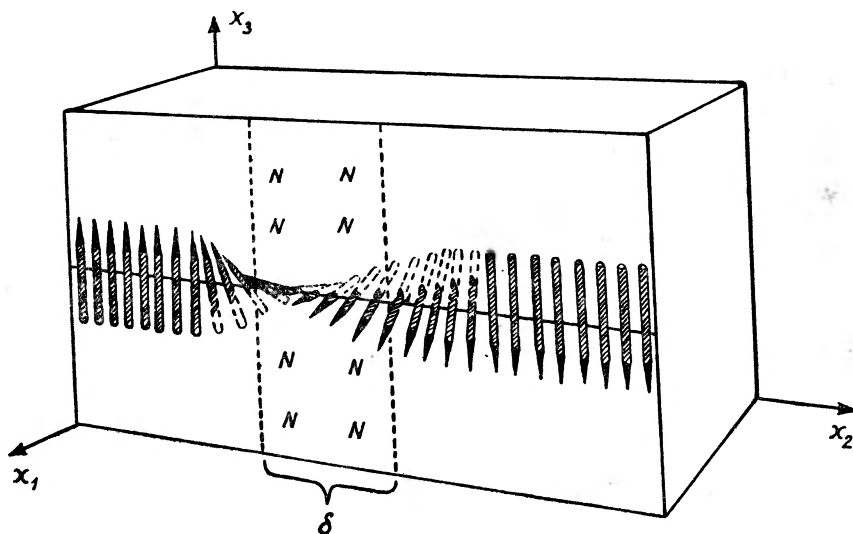
$$H = \frac{1}{2} \int dv \{ A (\partial_\mu S_\nu)(\partial_\mu S_\nu) + B (S_1^2 + S_2^2) \}. \quad (10)$$

Stała A jest bezpośrednio związana z całką wymiany Heisenberga, zaś stała B jest stałą anizotropii. Obszarem całkowania jest cały kryształ.

Minimalizację przeprowadzono dla wyidealizowanego przypadku dwóch nieskończenie dużych, przeciwnoległe namagnesowanych domen, przegrodzonych ścianką Blocha o skończonej grubości δ (rys. 3). Jeśli ścianka jest



Rys. 2. Wybór układu odniesienia dla prostopadłościennego monokryształu. Próbkę jest przycięta w ten sposób, że oś heksagonalna — będąca osią łatwego namagnesowania — pokrywa się z kierunkiem x_3



Rys. 3. Model ścianki Blocha (wg Kittla [19]), ilustrujący obrót wektora namagnesowania w ścianie między przeciwnoległe namagnesowanymi domenami. Tłumaczy on również występowanie na powierzchni monokryształu biegunów magnetycznych wzdłuż ścianek Blocha

równoległa do płaszczyzny x_1x_3 , to obrót wektora namagnesowania S_μ odbywa się w niej wokół osi równoległej do x_2 . Przyjmując, że długość wektora S_μ jest stała i wynosi S , można zatem napisać

$$S_2 = 0, \quad S_1 = S \sin \vartheta, \quad S_3 = S \cos \vartheta, \quad (11)$$

gdzie kąt obrotu ϑ zależy tylko od x_2 . Po podstawieniu do funkcjonału (10) otrzymujemy następujące równanie Eulera—Lagrange'a na $\vartheta(x_2)$:

$$2A\ddot{\vartheta} = B\sin 2\vartheta. \quad (12)$$

(Kropki oznaczają różniczkowanie względem x_2).

Przyjmując warunki brzegowe w postaci

$$\vartheta(-\infty) = 0, \quad \vartheta(+\infty) = \pi, \quad \dot{\vartheta}(\pm\infty) = 0, \quad (13)$$

uzyskujemy rozwiązanie

$$\cos \vartheta = -\operatorname{th} \kappa x_2, \quad \kappa^{-1} \equiv \delta = (A/B)^{1/2}. \quad (14)$$

Tak zdefiniowaną grubość ścianki Blocha δ oszacowano w pracy [25] na 70 stałych siatki.

Jak widać, nie uzyskano periodycznego rozwiązania, które wskazywałoby bezpośrednio na istnienie struktury domenowej. Przyczyną tego są przyjęte warunki brzegowe (13); samo bowiem równanie (12) — znane zresztą w mechanice jako ściśle równanie wahadła matematycznego — dopuszcza rozwiązania periodyczne, jak to pięknie pokazał kilka lat później Szirobokow [26]. Przyjął on mianowicie, np. dla monokryształu jednoosiowego, następujące warunki brzegowe:

$$\vartheta(\pm n\Delta - \frac{1}{2}\Delta) = \pm n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (15)$$

gdzie Δ jest szerokością domeny, którą można wyznaczyć przez dodatkową minimalizację funkcjonału (10), jak to niżej pokażemy (patrz również prace [27]).

Takie warunki brzegowe prowadzą do periodycznego rozwiązania w postaci funkcji eliptycznych, a konkretnie warunki (15) dają rozwiązanie równania (12) w postaci

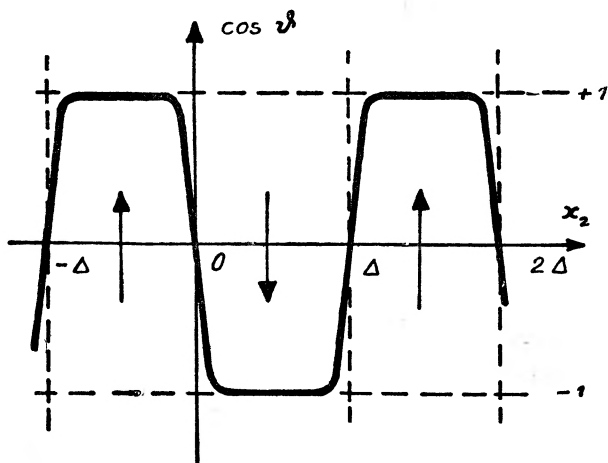
$$\cos \vartheta = -\operatorname{sn} 2K \frac{x_2}{\Delta}, \quad (16)$$

gdzie $K = K(k)$ jest tzw. pełną całką eliptyczną pierwszego rodzaju, zaś k — modulem funkcji eliptycznej². Rys. 4 i 5 przedstawiają schematycznie rozwiązanie (16). Oddaje ono, jak widać, doskonale strukturę domenową (jednowymiarowo) ze 180° ściankami Blocha.

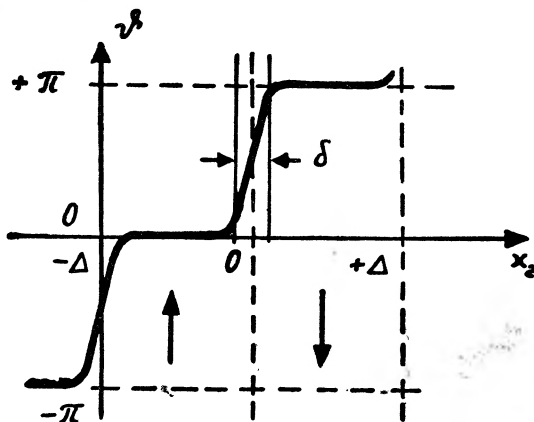
W formie dygresji warto może dodać, że w pracach [26] rozwiązano m. in. zagadnienie zależności struktury domenowej, a ściślej mówiąc zależności szerokości domen od jednorodnego zewnętrznego pola magnetycznego, równoległego lub prostopadłego do kierunku łatwego namagnesowania. Dla kryształu jednoosiowego np. otrzymano zgodne z doświadczeniem, charakterystyczne zjawisko zwięzania się domen, namagnesowanych antyrównolegle do zewnętrznego pola magnetycznego, i rozszerzania się domen, namagnesowanych zgodnie

² Z wielu podręczników i monografii o funkcjach eliptycznych można zainteresowanym szczególnie polecić doskonałą książkę Żurawskiego [28], która prócz teorii zawiera bogaty zbiór wzorów oraz wiele interesujących przykładów rachunkowych z zakresu fizyki i techniki.

z kierunkiem pola. Pozwoliło to uzyskać teoretycznie krzywą namagnesowania. W tejże pracy zbadano bodaj po raz pierwszy wpływ naprężeń na strukturę domenową, czym wszakże nie będziemy się zajmować bliżej w naszym artykule.



Rys. 4. Schematyczny wykres rozwiązania (16), wskazujący wyraźnie na istnienie domen. Strzałki przedstawiają kierunek namagnesowania poszczególnych domen

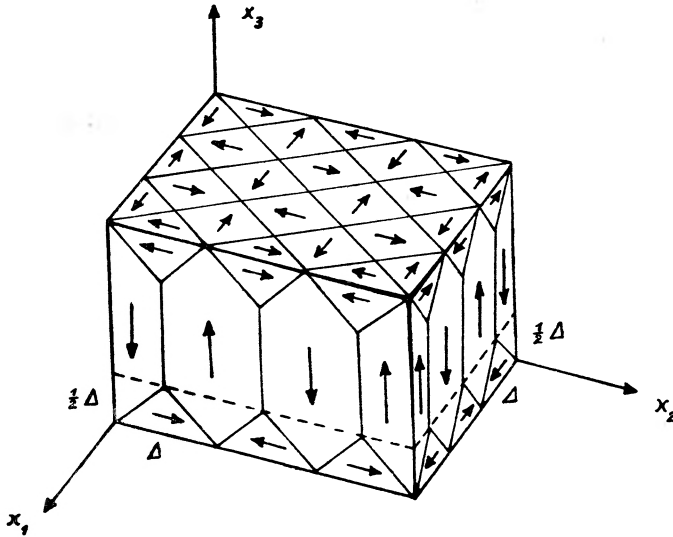


Rys. 5. Wykres zależności kąta obrotu ϑ wektora namagnesowania od zmiennej x_2 . Przez δ oznaczono obszar, odpowiadający ściance Blocha

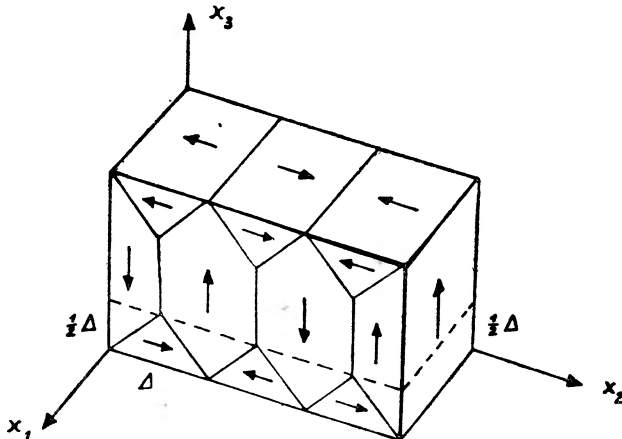
Aby obliczyć szerokość domeny Δ wstawiamy rozwiązanie (14) lub (16) do wyrażenia (10), wykonujemy całkowanie i minimalizujemy tak otrzymaną energię dodatkowo względem Δ . Wymaga to jednakże pewnych dodatkowych założeń modelowych co do struktury domenowej. Przytoczymy tu w formie przykładu założenia modelowe pracy [25], gdyż legły one u podstaw wszelkich półklasycznych teorii struktury domenowej i przetrwały w prawie niezminionej postaci po dziś dzień, stanowiąc trwały dorobek fizyki w tej dziedzinie.

W omawianej pracy rozważono i porównano energetycznie dwa najprostsze modele, odpowiadające dwóm zasadniczym, a priori możliwym typom struktury

domenowej w jednoosiowych monokryształach ferromagnetycznych. Oba reprezentują tzw. struktury zamknięte, w których „strumień magnetyczny“ jest całkowicie zamknięty we wnętrzu kryształu — dzięki istnieniu tzw. domen



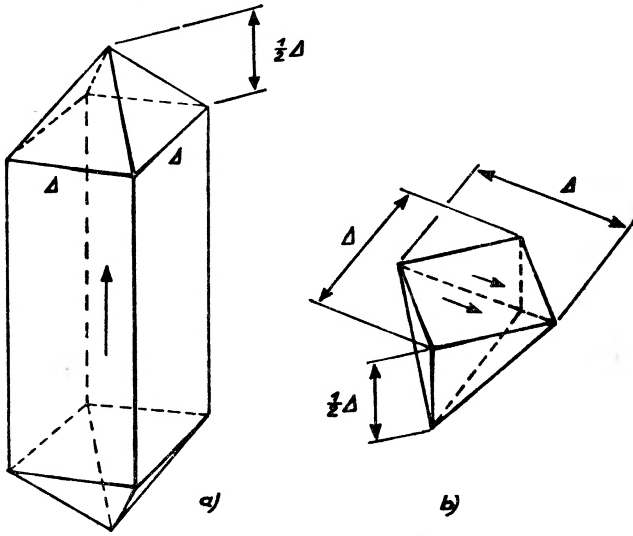
Rys. 6. Model zamkniętej struktury Blocha (według [25]) dla jednoosiowego monokryształu ferromagnetycznego z rys. 2. Strzałki przedstawiają kierunek namagnesowania domen wewnętrznych i zamykających. Domeny zamykające namagnesowane są w kierunkach trudnych (porównaj prace [27])



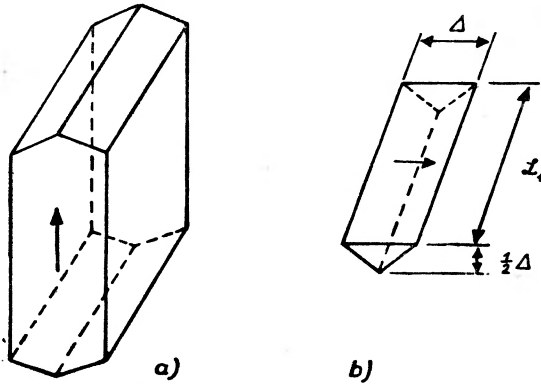
Rys. 7. Struktura zamknięta zaproponowana przez Landaua i Lifszica [25] dla monokryształu z rys. 2

zamykających, wprowadzonych właśnie przez Landaua i Lifszica. Struktury te są przedstawione schematycznie na rys. 6 i 7 dla przypadku, gdy próbka o kształcie prostopadłościennym jest wycięta w ten sposób, że jej ściany boczne są równoległe do osi heksagonalnej kryształu (oś x_3). Model z rys. 6 jest

idealizacją struktury sugerowanej przez Blocha (porównaj rys. 1 i pracę [7]), zwanej przez nas w dalszym ciągu strukturą *B*. Natomiast model z rys. 7 zaproponowali Landau i Lifszic (struktura *LL*). Kształt domen wewnętrznych i zamykających w obu modelach przedstawiają odpowiednio rys. 8 i 9.



Rys. 8. Kształt domen w strukturze Blocha: a) domena wewnętrzna, b) domena zamykająca. Porównaj rys. 6



Rys. 9. Kształt domen w strukturze Landaua—Lifszica: a) domena wewnętrzna, b) domena zamykająca. Porównaj rys. 7

Całkowita energia magnetyczna monokryształu składa się w rozważanym przypadku w przybliżeniu z dwóch części: z „objętościowej“ energii anizotropii domen zamykających oraz „powierzchniowej“ energii ścianek Blocha. Np. dla modelu *LL* pierwsza z nich wynosi

$$E_1 = \frac{1}{4} BS^2 \Delta L_1 L_2, \quad (17)$$

jeśli zważyć, że łączna objętość domen zamykających wynosi $\Delta L_1 L_2 / 2$. Drugą natomiast można obliczyć w następujący sposób: Energia jednej ścianki Blocha o powierzchni $L_1 L_3$ wyraża się na mocy relacji (10)—(14) wzorem

$$\frac{1}{2} Z_1 Z_3 S^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dx_2 (A \vartheta^2 + B \sin^2 \vartheta) = 2 S^2 L_1 L_3 \sqrt{AB}. \quad (18)$$

Ponieważ ścianek takich jest L_2 / Δ , stąd energia przypadająca w strukturze LL na ścianki wynosi

$$E_2 = 2 S^2 L_1 L_2 L_3 \Delta^{-1} \sqrt{AB}. \quad (19)$$

W takim rachunku pomija się energię 90° ścianek Blocha warstwy zamykającej, rekompensując to przedłużeniem 180° ścianek wewnętrznych do górnej i dolnej powierzchni kryształu.

Minimalizując całkowitą energię $E = E_1 + E_2$ względem Δ otrzymuje się na szerokość domeny wyrażenie

$$\Delta = 2 \sqrt{2 L_3} \sqrt[4]{A/B}, \quad (20)$$

zawierające L_3 , co jakościowo — a w pewnym zakresie i ilościowo — potwierdziły późniejsze doświadczenia³. Ponieważ $A/B \sim 10^{-12} \text{ cm}^2$ (porównaj [16, 19, 20, 32, 33]), stąd np. dla $L_3 = 25 \mu$ mamy $\Delta \approx 1,5 \mu$, co w granicach rzędu wielkości zgadza się z wynikami eksperymentalnymi [30, 31, 34]. Jednakże dla dużych i małych L_3 odstępstwa od wzoru (20) są znaczne.

Przez wstawienie wyrażenia (20) do (17) i (19) obliczamy minimum energii monokryształu.

Przeprowadzając analogiczny rachunek dla modelu B Landau i Lifszic wykazali, że odpowiadająca mu energia minimalna jest zawsze większa od tejże dla zaproponowanego przez nich modelu LL . Wynik ten podważa więc rezultat pracy [7].

Jest rzeczą znamienną, że przez przeszło 25 lat sprzeczność ta nie tylko nie została usunięta, ale jakby zapomniana. Bez dalszych wyjaśnień dano w praktyce pierwszeństwo strukturze LL , jakkolwiek doświadczenie nie daje ku temu dostatecznych podstaw. Co prawda przekonano się już dość dawno, że struktura domenowa w ferromagnetykach jednoosiowych nie jest strukturą w pełni zamkniętą, a w każdym razie nie wykazuje domen zamykających w rodzaju tych z pracy [25] (patrz np. [19, 35])⁴, jednakże utrzymano pogląd, iż domeny wewnętrzne mają raczej kształt lifszicowskich „płytek“ niż blochowskich „graniastosłupów“. Stosunkowo niedawno podjęto nawet próby lepszego uzasadnienia tego poglądu [36, 19, 37, 34], wprowadzając w oparciu

³ Z nowszych prac, wykazujących szczególnie dobitnie zależność szerokości domen od grubości kryształu w kierunku łatwego namagnesowania, można przytoczyć np. [29—31].

⁴ Domeny tego typu obserwuje się natomiast w kryształach wieloosiowych. Porównaj np. rys. 20 i odnośne prace.

o dane doświadczalne stopniowo najrozmaitsze modyfikacje struktury *LL*. Niektóre z nich przedstawiono na rys. 10.

Można by sądzić, iż problem ten powinno się rozstrzygnąć eksperymentalnie. Niestety, materiał obserwacyjny jest równie bogaty co chaotyczny i niekompletny. Jak dotąd nadal brak systematycznych badań w tym kierunku, które pozwoliłyby na wyciągnięcie przekonujących wniosków. Sprawę utrudnia dodatkowo fakt, że wszystkie dotychczasowe metody badania struktury domenowej⁵, a więc przede wszystkim metoda figur proszkowych [21, 23, 47], spolaryzowanego światła [48—50] i mikroskopu elektronowego [51—57], polegają na obserwowaniu powierzchni monokryształów, i to zwykle jednej, rzadziej dwóch. Na tej podstawie wnioskuje się potem o strukturze domenowej wewnątrz kryształu, co nie zapewnia jednoznaczności. Wyjątek pod tym względem stanowią dopiero ostatnie, intensywnie rozwijane badania własności magnetycznych cienkich warstw i monokryształów o mikroskopijnych rozmiarach. Umożliwią one prawdopodobnie m. in. wnikliwsze zbadanie wewnętrznej struktury domenowej większych kryształów (patrz np. zbiór prac [58]).

Dla ilustracji przytoczymy tu kilka typowych obserwacji na monokryształach jednoosiowych. Pozwolą one również lepiej zauważyć mankamenty dotychczasowej teorii.

I tak np. figury proszkowe na heksagonalnej powierzchni $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$ (rys. 11) zdają się przemawiać za typem struktury z rys. 10b lub 10d, podczas gdy figury na analogicznej powierzchni kobaltu (rys. 12) sugerują raczej strukturę typu *B* (porównaj rys. 6), tyle że niezupełnie zamkniętą i znacznie bardziej złożoną. Pomijając subtelną mozaikę (rys. 12c) nasuwa się tu pierwotna struktura Blocha z rys. 1, lub też model z rys. 10c, lecz bez płaskorównoległych domen wewnętrznych, które przyjęto nie tyle na podstawie doświadczenia, ile w oparciu o wyniki pracy [25]. Do tego problemu powrócimy jeszcze w następnym rozdziale, w którym zajmiemy się bliżej kwantową teorią struktury domenowej.

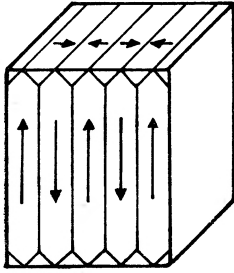
Rys. 13 i 14 przedstawiają obraz struktury domenowej na powierzchni prawie aksjalnej monokryształu kobaltu, nachylonej pod kątem 4° do osi heksagonalnej, przy czym na rys. 13 widoczne są „klinowe“ domeny „zamykające“ w rodzaju tych z rys. 10f, zaś rys. 14 pokazuje inny ciekawy typ „klinów“, tkwiących jeden w drugim.

6. Kwantowa teoria struktury domenowej

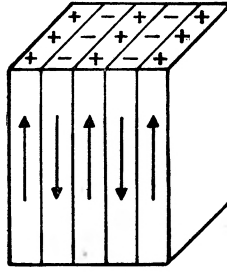
Omówione wyżej podstawy półklasycznej teorii struktury domenowej zilustrowaliśmy jak dotąd na materiale doświadczalnym i teoretycznym, odnosząc się wyłącznie do jednoosiowych monokryształów ferromagnetycznych, choć dotychczasowe teorie dla monokryształów wieloosiowych opierają się

⁵ Bliższe omówienie techniki eksperymentalnej jak również bogaty materiał obserwacyjny znaleźć można m. in. w pracach [38—42], w monografii [16] oraz w doskonałym zbiorze [43]. Teorią powstawania figur proszkowych zajmują się prace [44—46].

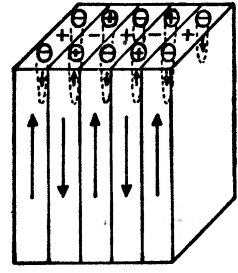
dokładnie na tych samych założeniach, zawierają tylko więcej elementów heurystycznych. Jednakże przed dokonaniem przeglądu uzyskanych i w tym zakresie wyników wskażemy na możliwości uwolnienia się od niektórych klasycznych założeń upraszczających i omówimy pobieżnie najważniejsze próby, podjęte w tym zakresie, oraz pierwsze ciekawe rezultaty, uzyskane na tej drodze, i to właśnie dla kryształów jednoosiowych.



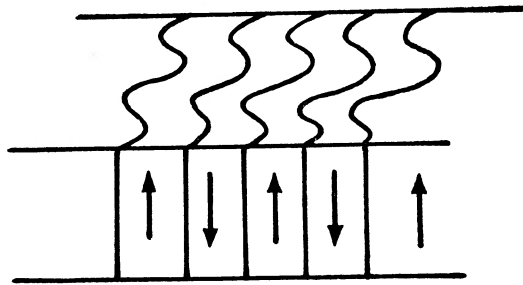
(a)



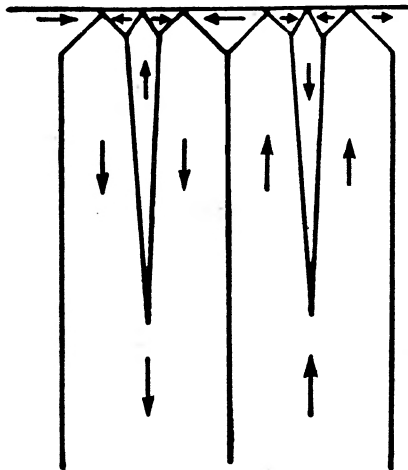
(b)



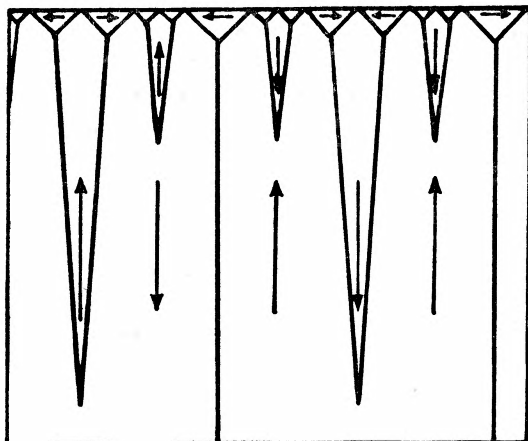
(c)



(d)



(e)



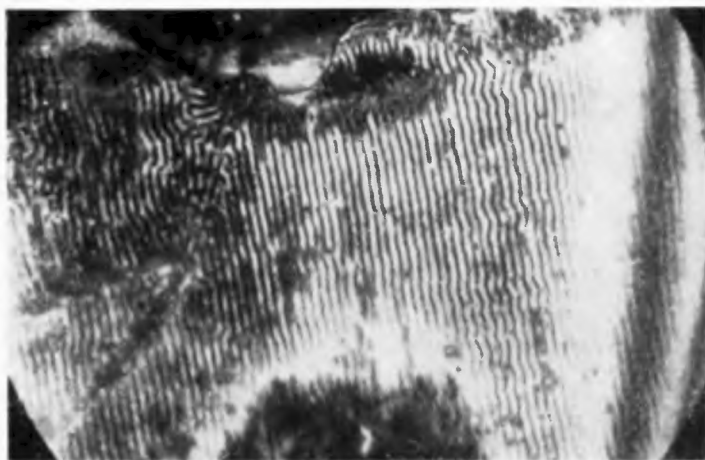
(f)

Rys. 10. Najważniejsze modyfikacje struktury LL a) i b) struktura otwarta Kittla [19], c) kliny zamykające według Focha i Tebble'a [34], d) struktura falista Goodenougha [37], e—f) klinowe domeny zamykające według Lifszica [10, 36, 52]

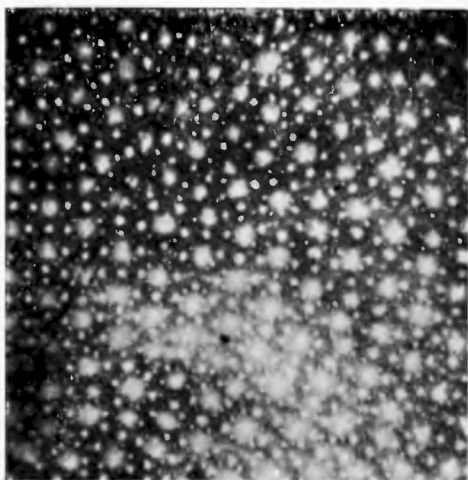
Pierwszym teoretykiem, który spróbował obejść się bez podstawowego założenia klasycznego w teorii struktury domenowej, polegającego na traktowaniu operatora spinu jako wektora liczbowego, był bodaj Ogutshi [59], kiedy to — co prawda na modelu jednowymiarowym — rozwiązał zagadnienie „ścianki“ Blocha w reprezentacji drugiego kwantowania. Niedawno Charap i Weiss [60] zaatakowali problem znacznie ogólniej, szukając przybliżonego stanu podstawowego dla operatora Hamiltona typu (4) z anizotropią magnetyczną w formie (5). Posłużyli się przy tym znaną dziś powszechnie metodą fal spinowych w ujęciu Dysona [61], będącą współczesnym rozwinięciem idei Blocha [7]. Metoda ta jest jak wiadomo bardzo efektywna przy opisie własności termodynamicznych ciał magnetycznych, jednakże nie nadaje się do opisu struktury domenowej ferromagnetyków. Znajomość bowiem stanu podstawowego monokryształu ferromagnetycznego w reprezentacji fal spinowych nie pozwala praktycznie nie wywnioskować o jego strukturze domenowej.

Ściśle kwantowo rzecz biorąc chodzi o znalezienie stanu podstawowego operatora energii typu (4) w reprezentacji położenia. Z matematycznego punktu widzenia nie jest to problem ściśle rozwiązalny i można jedynie myśleć o rozwiązaniu go w jakimś przybliżeniu, i to jak najprostszym. W pracach [62, 27] podano i zastosowano nową metodę rozwiązania tego zagadnienia. Polega ona na minimalizacji w pewnym przybliżeniu średniej wartości operatora energii w określonej klasie stanów kwantowych, dobranej w oparciu o przesłanki doświadczalne.

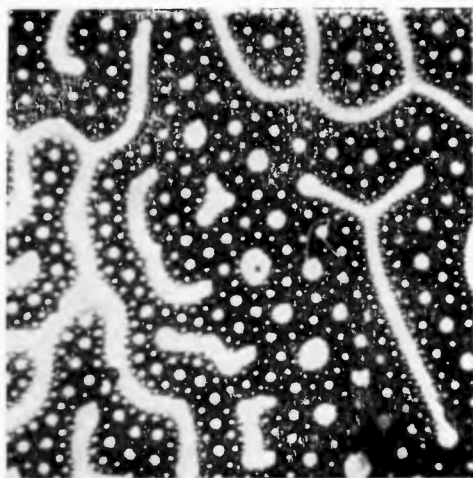
Oznaczmy np. przez $|0\rangle$ stan podstawowy operatora typu (1), tzn. stan, w którym spiny atomów we wszystkich węzłach siatki monokrystalicznego ferromagnetyku są zgodnie skierowane (np. w magnetycznie wyróżnionym kierunku) i mają wartość ekstremalną [12, 7, 61]. Ponieważ oddziaływanie



Rys. 11. Figury proszkowe na heksagonalnej powierzchni $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$ według [30]. Wskazują one na strukturę Goode-nougha we wnętrzu kryształu (rys. 10d). Grubość monokryształu wzdłuż kierunku heksagonalnego ok. 6μ

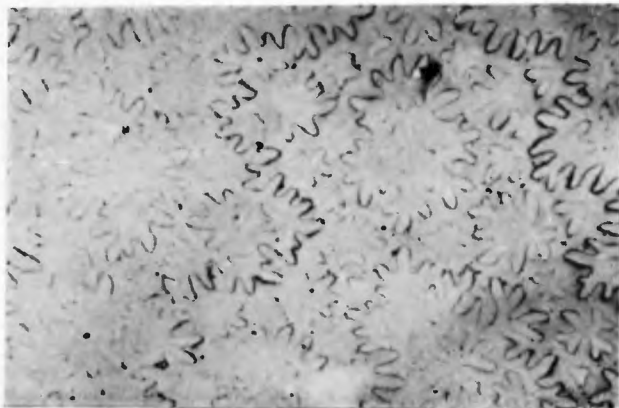


a

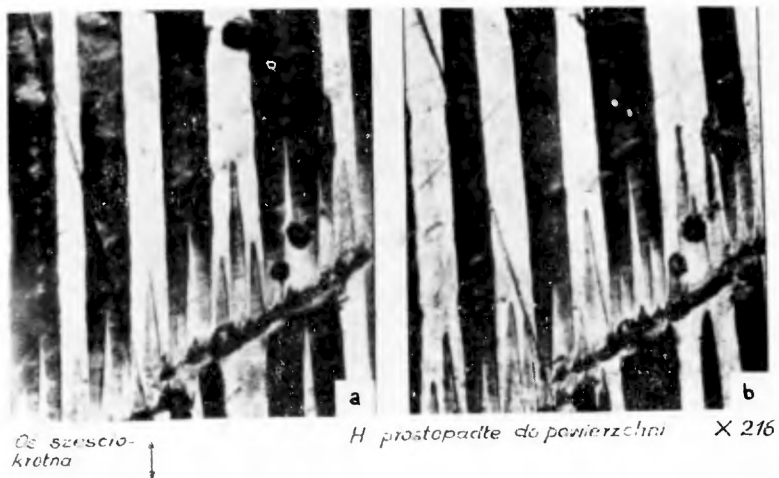


b

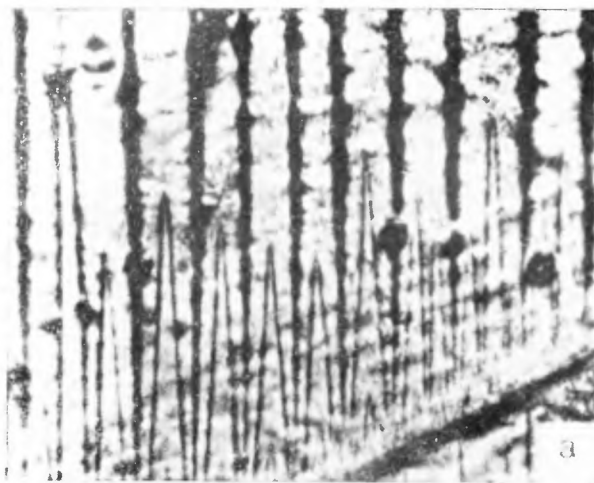
Rys. 12. Figury proszkowe na heksagonalnej powierzchni monokryształu kobaltu [31]: a) bez zewnętrznego pola magnetycznego, grubość próbki 1,5 mm, powiększenie 150 razy; b) próbka ta sama, włączono silne zewnętrzne pole magnetyczne w kierunku heksagonalnym (prostopadle do płaszczyzny obrazu), powiększenie 60 razy; c) „zdjęcie” elektronowe figur (a), powiększenie 1300 razy



c

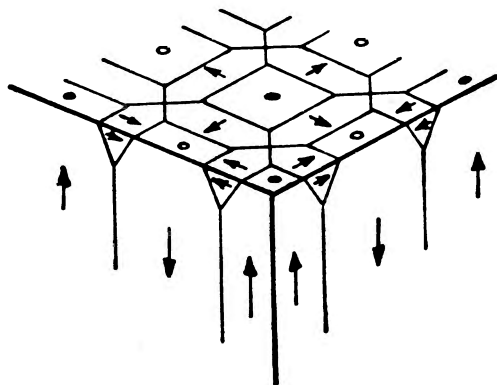


Rys. 13. Figury prozkowe na powierzchni prawie aksjalnej monokryształu kobaltu [39]. Widać klinowe domeny zamykające typu Lifszica (porównaj rys. 10f). Obie reprodukcje przedstawiają tę samą powierzchnię, przy czym przeciwny jest zwrot (słabego) zewnętrznego pola magnetycznego, prostopadłego do obserwowanej powierzchni. Powiększenie ok. 200 razy

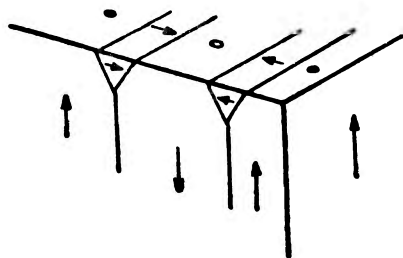


Rys. 14. Inny typ złożonych klinowych figur zamykających na aksjalnej powierzchni monokryształu kobaltu [39], bez zewnętrznego pola magnetycznego. Powiększenie ok. 140 razy

tak jak to jest w strukturach B i LL na rys. 6 i 7, to otrzymuje się modyfikację obu struktur, przedstawioną schematycznie na rys. 15 i 16. Pomijając daleko idącą idealizację obydwu struktur jest jednak rzeczą bezsporną, że na powierzchni heksagonalnej wystąpią silne lokalne bieguny magnetyczne, co w wypadku struktury B powinno się objawić np. powstaniem kolistych lub



Rys. 15. Zmodyfikowana struktura B dla monokryształu jednoosiowego według prac [62], z silnymi lokalnymi biegunami na powierzchni heksagonalnej (struktura półotwarta). Porównaj z rys. 6



Rys. 16. Zmodyfikowana struktura LL według [62]. Porównaj z zamkniętą strukturą LL z rys. 7

plamistych figur proszkowych na tej powierzchni. Reprodukacja na rys. 12a zdaje się to potwierdzać, a w pracy [35] zmierzono nawet natężenie lokalnych pól magnetycznych na heksagonalnej powierzchni kobaltu, otrzymując 10^4 erstedów!

Przechodząc w końcowej fazie rachunków do zmiennej ciągłej uzyskuje się rozwiązanie na kąt obrotu φ , które dla domen wewnętrznych pokrywa się z rozwiązaniem (16) z pracy [26].

Wyjaśniono również wspomnianą wyżej sprzeczność między wynikami prac [7] a [25]. Porównując bowiem minimalne energie struktur B i LL pokazano, że to, która z nich jest korzystniejsza, zależy od grubości monokryształu w kierunku magnetycznie wyróżnionym. Istnieje pewną *grubość krytyczną*, poniżej której korzystniejszy energetycznie jest typ struktury B z rys. 15, zaś powyżej — typ struktury LL z rys. 16. Zasadniczą cechą pierwszej jest „kolumniowy” kształt domen wewnętrznych, podczas gdy drugą charaktery-

zują „płytkowe“ domeny wewnętrzne, ciągnące się przez cały kryształ. Niestety ilościowe oszacowanie grubości krytycznej nie jest jeszcze możliwe, wobec trudności rachunkowych i braku dostatecznie ścisłych danych doświadczalnych.

Realne struktury magnetyczne jednoosiowych monokryształów są rzecz jasna znacznie bardziej skomplikowane, zwłaszcza w wypadku struktury typu *B*, w której domeny wewnętrzne powinny mieć raczej kształt figur walcowych, a mozaika na powierzchni heksagonalnej jest niezwykle zawiła (porównaj np. rys. 12c). Jednakże wydaje się, że są to subtelności, które nie powinny mieć większego znaczenia dla problemu zasadniczego, dotyczącego typu struktury domenowej. Niestety prawie wszystkie dotychczasowe doświadczenia nie pozwalają sformułować wyczerpującej odpowiedzi na to zasadnicze pytanie: jaki jest typ struktury we wnętrzu próbki? Na dobrą sprawę większość obserwacji da się modelowo wytłumaczyć zarówno jednym jak i drugim typem struktury. Wydaje się jednak, że — wbrew przekonaniu wielu obserwatorów — w większości wypadków miano mimo wszystko do czynienia z strukturami typu *B*, gdyż nawet klinowe domeny zamykające są — choćby ze względów natury symetrycznej — czymś bardziej naturalnym i zrozumiałym w strukturze typu *B* niż w strukturze typu *LL*. Dokładniejsze badania teoretyczne pozwolą z pewnością uzasadnić to przeświadczenie.

Dotkliwie odczuwa się brak systematycznych i bardziej jednoznacznych doświadczeń, w których zmieniano by parametrycznie np. grubość monokryształu w kierunku magnetycznie wyróżnionym lub też obserwowano równocześnie przynajmniej trzy powierzchnie próbki — jedną heksagonalną i dwie aksjalne. Tego rodzaju obserwacje są niezbędne do wyrobienia sobie bardziej adekwatnego obrazu wewnętrznej struktury domenowej i przeprowadzenia miarodajnych obliczeń.

7. Struktury domenowe w kryształach wieloosiowych

Kryształy ferromagnetyczne o prostej lub złożonej strukturze kubicznej posiadają większą liczbę kierunków łatwego namagnesowania. Zaznaczyliśmy już, że np. monokryształ żelaza posiada trzy takie kierunki (krawędzie sześciangu), a nikiel — cztery (przekątne sześciangu). Toteż struktura domenowa takich ferromagnetyków jest znacznie bardziej złożona i nastęrcza teorii więcej trudności. Nie tedy dziwnego, że podstawy teoretyczne opracowano tu znacznie później, i to dzięki pięknym pracom eksperymentalnym Elmore'a [63, 64], który wybitnie poprawił technikę obserwacji. Podał on mianowicie przeznaczoną do doświadczeń powierzchnię monokryształu obróbce elektrolitycznej, co wydatnie podniosło jakość figur proszkowych, likwidując zniekształcenie obrazu spowodowane naprężeniami, powstałymi w wyniku mechanicznej obróbki powierzchni próbki (patrz również prace późniejsze [22—24]).

Zasadniczą rolę dla rozwoju teorii odegrało kilka prac fizyków radzieckich ⁶ [26, 36, 65, 66] oraz prace Néela [69], poświęcone głównie strukturze domenowej odpowiednio wyciętych monokryształów trójosiowych (żelazo). Uogólnienie tych koncepcji na inne przypadki znaleźć można w pracach [57, 70—74].

Zasadnicza idea wszystkich prac jest taka sama: zakładając określony (z reguły prostopadłościenny) kształt próbki i uwzględniając położenie jej ścian zewnętrznych względem kierunków magnetycznie wyróżnionych konstruuje się — w oparciu o rozważania geometryczne i ewentualne dane doświadczalne — hipotetycznie możliwe struktury domenowe, dążąc do maksymalnego zamknięcia strumienia magnetycznego wewnątrz kryształu. Spośród nich wybiera się energetycznie najkorzystniejszą. Szerokość domen i ewentualne inne parametry wyznacza się drogą minimalizacji całkowitej energii, składającej się z reguły z energii anizotropii w postaci (6), energii ścianek Blocha [75], energii magneto-elastycznej [76] oraz energii próbki w polu magnetycznym zewnętrznym i własnym — jeśli na powierzchni kryształu występują większe bieguny magnetyczne [19] (porównaj też [77]).

Nie wnikając w szczegóły rachunkowe przedstawimy tu dla ilustracji kilka właśnie w ten sposób ⁷ wydedukowanych struktur oraz najbardziej charakterystyczne obserwacje na kryształach wieloosiowych, które pozwolą zorientować się w niezmiernie bogatym materiale doświadczalnym z tego zakresu. Bliżej zainteresowanego Czytelnika musimy odesłać do cytowanych tu prac oryginalnych.

Na rys. 17 przedstawiono dwie z zaproponowanych przez Néela prostych struktur domenowych dla odpowiednio przyciętego monokryształu żelaza. Słabe pole zewnętrzne równoległe do kierunku krystalograficznego [011] wyróżnia spośród wszystkich kierunków łatwego namagnesowania kierunki [010] i [001]. Zwróćmy uwagę na pojawienie się dodatkowych domen zamykających w obecności zewnętrznego pola magnetycznego.

Rys. 18 pokazuje figury proszkowe, otrzymane na powierzchni [100] takiego kryształu, oraz ich interpretację — bez zewnętrznego pola magnetycznego. Widać również pewne odstępstwa od struktury Néela (np. 180° ściankę Blocha, biegnącą zygzakiem przez środek kryształu).

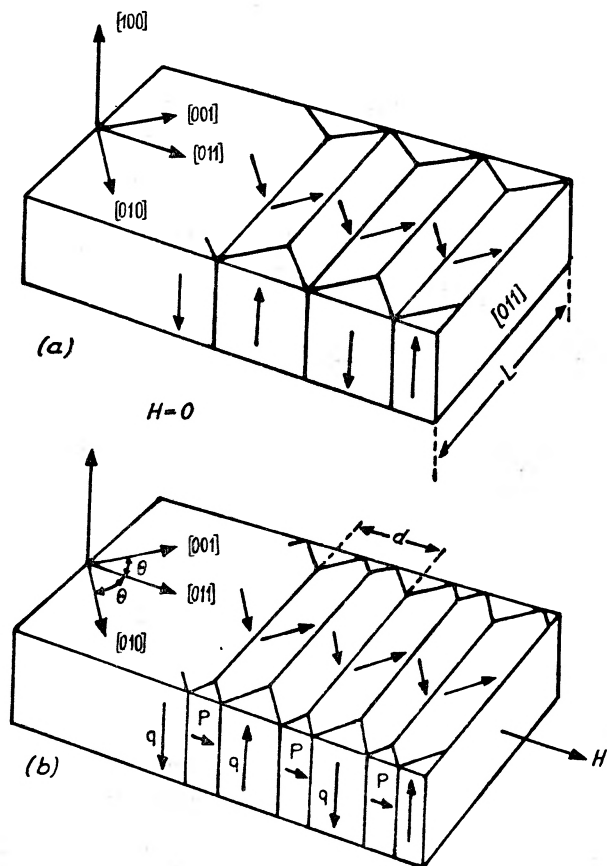
Na rys. 19a pokazano figury proszkowe z powierzchni (011) kryształu z rys. 17b (kierunek zewnętrznego pola magnetycznego [011], $B = 15\ 000$). Widać, że domeny zamykające p („łańcuszki“) są w rzeczywistości znacznie bardziej złożone, niż w modelu Néela. Ciemne pasy odpowiadają domenom q

⁶ Praca [65] jest uzupełnieniem rosyjskiego przekładu artykułu przeglądowego Browna [67] poświęconego zależności krzywej namagnesowania kryształów jednoosiowych od struktury domenowej (patrz również praca [68]).

⁷ Wszystkie struktury domenowe, wyprowadzone dotąd dla ferromagnetyków wieloosiowych na gruncie półklasycznej teorii Landaua—Néela, można również wyprowadzić i znacznie lepiej zbadać przy użyciu omówionej w rozdz. 6 metody kwantowej. Wstępne wyniki tego rodzaju rozważań podano w pracy [27]. Wyczerpująca praca na ten temat ukaże się w „Acta Physica Polonica“.

z rys. 17b. Rys. 19b przedstawia strukturę w pobliżu krawędzi monokryształu, będącej przecięciem płaszczyzn (100) i (011) na rys. 17b.

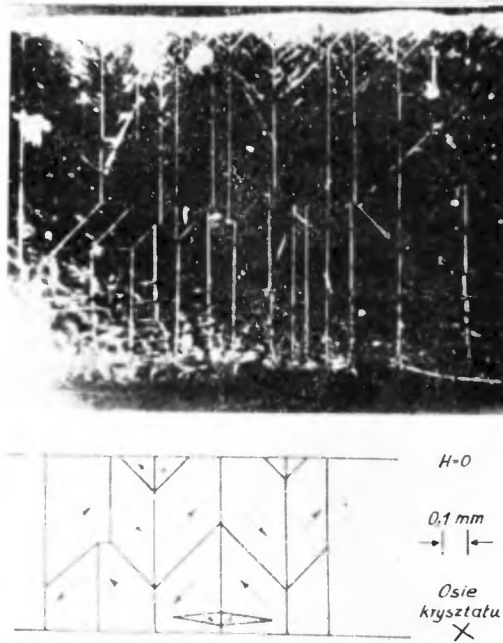
Rys. 20 pokazuje strukturę domenową (w pełni zamkniętą) na powierzchni (100) monokryształu żelaza o kształcie prostopadłościennym, którego ściany boczne są równoległe do płaszczyzn (010) i (001).



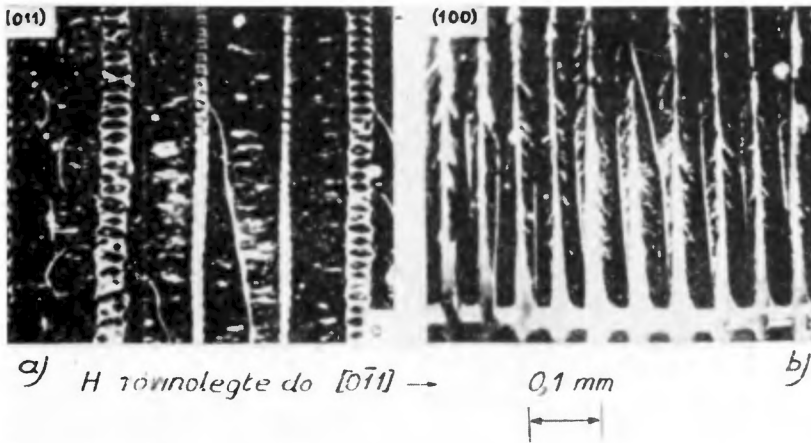
Rys. 17. Struktura domenowa w odpowiednio przyciętym monokryształ żelaza, zaproponowana przez Néela: a) bez zewnętrznego pola magnetycznego, b) w zewnętrznym polu magnetycznym, włączonym w kierunku [011]. Według [69, 42]

Dla porównania różnicy jakości obserwacji pokazano na rys. 21 wprost idealne zdjęcie elektronowe zygzakowatej ścianki Blocha (porównaj rys. 18) i struktury domenowej w cienkiej folii (2000 Å) monokryształu żelaza o wysokim stopniu czystości (99,97% Fe).

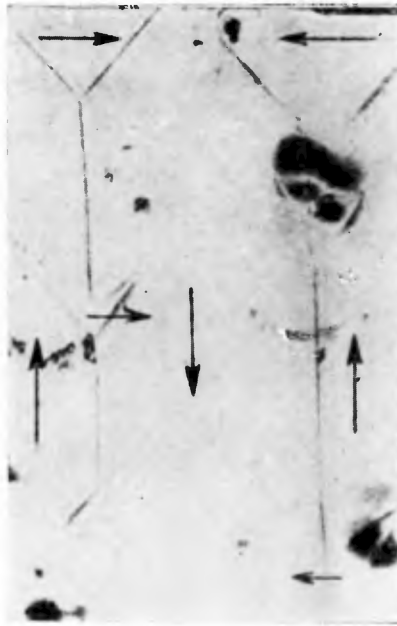
Kiedy obserwowana powierzchnia monokryształu jest lekko nachylona do któregoś z magnetycznie wyróżnionych kierunków, wtedy pojawiają się na niej najrozmaitsze, zazwyczaj bardzo skomplikowane mozaikowe figury proszkowe, których przyczyną są tworzące się w takich wypadkach niezwykle domeny zamykające, redukujące do minimum energię magnetyczną ferromagnetyku. I tak



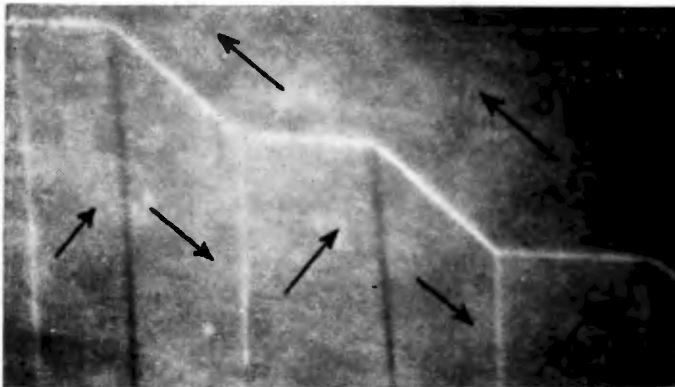
Rys. 18. Figury proszkowe na powierzchni (100) monokryształu żelaza (3,8% Si), przyciętego według rys. 17a. Poniżej interpretacja obserwowanych figur, pokazująca kierunki namagnesowania poszczególnych domen. Ścianka zygzakowata jest 180° ścianką Blocha, ścianki pionowe są ściankami 90° (zwane też ściankami drugiego rodzaju, patrz np. [65]). Reprodukacja z pracy [23]



Rys. 19. Figury proszkowe na monokryształach żelaza dla przypadku z rys. 17b: a) na powierzchni (011), b) w pobliżu krawędzi przecięcia płaszczyzn (011) i (100). Według [23]



Rys. 20. Struktura typu *LL* na powierzchni (100) prostokątnego monokryształu żelaza (4% Si), którego pozostałe ściany leżą w płaszczyznach krystalograficznych (010) i (001)
Powiększenie 300 razy. Według [78]



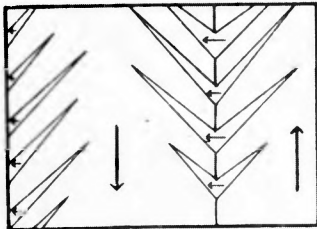
Rys. 21. Elektronogram struktury domenowej na powierzchni (100) cienkiej monokrystalicznej warstwy (2000 Å) czystego żelaza (99,97% Fe). Powiększenie 4500 razy. Reprodukacja z pracy [57]. Interpretacja własna



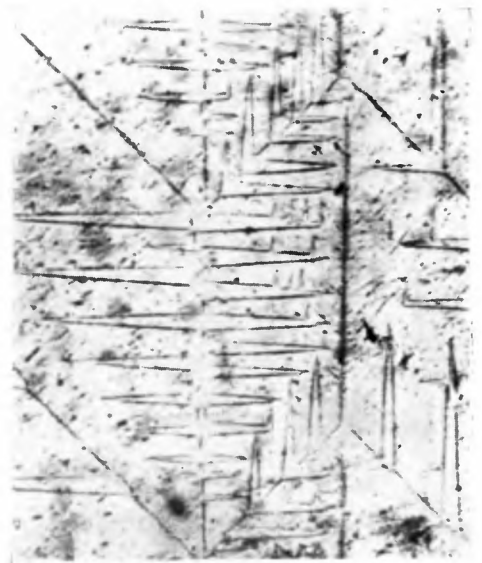
Rys. 22. „Kropelkowe“ domeny zamykające na powierzchni żelaza, nachylonej pod kątem 5° do płaszczyzny (100) (porównaj rys. 20). Są one namagnesowane antyrównoległe do domeny zasadniczej (wewnętrznej). Powiększenie 300 razy. Według pracy [78]



a)



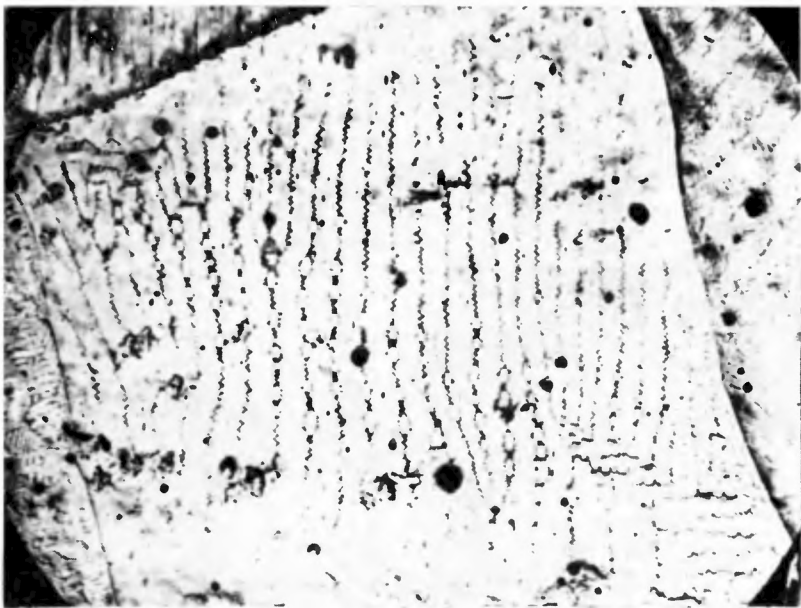
b)



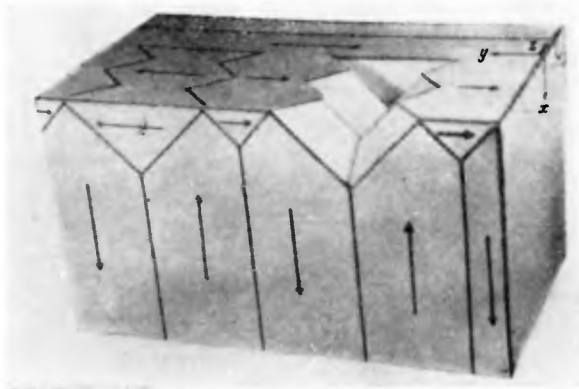
0,02 cm

c)

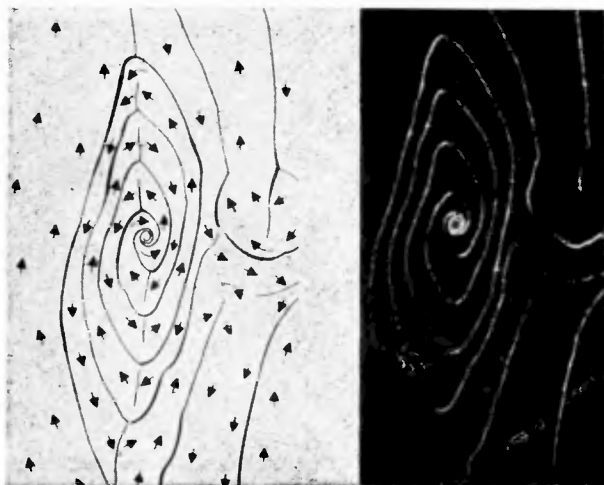
Rys. 23. „Jodelkowe“ domeny zamykające na powierzchni monokryształu żelaza, lekko nachylonej do płaszczyzny (100). Rys. b) jest interpretacją rys. a). Rys. c) odpowiada próbie przyciętej według rys. 17a (porównaj też rys. 18). Powiększenie ok. 100 razy. Według pracy [40]. Patrz również praca [23]



Rys. 24. Złożony typ „labiryntowych“ figur zamykających na powierzchni (100) krystalitu żelaza [79], tworzących rodzaj łańcuszków. Ich krzywoliniowość tłumaczy się naprężeniami, panującymi zawsze w polikryształe



Rys. 25. Model prostej struktury „labiryntowej“ w monokryształe żelaza, zaproponowany przez Batesa [52]



Rys. 26. Spiralna struktura domenowa (lokalna) wokół silnej jednoosiowej anizotropii w cienkiej warstwie permalloyu [80]. Na schemacie zaznaczono strzałkami kierunek namagnesowania w różnych punktach struktury spiralnej

np. zdarzają się tzw. „kropelkowe“ domeny zamykające (rys. 22), namagnesowane antyrównolegle do domen podstawowych, w obrębie których się tworzą (porównaj z rys. 20). Na rys. 23 widać tzw. „jodełki“, przy czym rys. 23b jest interpretacją obramowanej części rys. 23a. Rys. 23c przedstawia mozaikę jodełkową na strukturze domenowej z rys. 18.

Spśród wielu innych domen zamykających wymienimy tu jeszcze tylko tzw. domeny „labiryntowe“, których szczególnie ciekawy przypadek przedstawia rys. 24. Widać wyraźnie, jak zygzakowate linie — oddzielające od siebie poszczególne domeny zamykające — miejscami się rozdwiają, tworząc jakby oczka. W rezultacie powstają „łańcuszki“. Model prostej struktury labiryntowej, widoczny na rys. 25, został podany przez Batesa [52].

Na zakończenie naszego pobieżnego przeglądu przytoczymy jeszcze jedną, bardzo ciekawą strukturę domenową [80], zaobserwowaną niedawno w cienkiej warstwie (100 Å) permalloyu (Fe-Ni). Przedstawia ją rys. 26. Jest to struktura o charakterze lokalnym, tworzy się tylko w pobliżu wyjątkowo dużej jednokierunkowej anizotropii, przyjmując kształt podwójnego wiru magnetycznego wokół tego kierunku. 180° ścianka Blocha w formie spirali oddziela od siebie oba wiry, które są namagnesowane w przeciwnych kierunkach.

Jak widać struktura domenowa w kryształach wielokierunkowych jest niezwykle różnorodna, jej teoretyczny opis — bardzo trudny. Nic więc dziwnego, że jak dotąd matematyczna analiza ustępuje często jeszcze miejsca pogładowej heurzezie.

8. Uwagi końcowe

Powyższy przegląd najważniejszych problemów i osiągnięć w dziedzinie badań nad strukturą domenową ferromagnetyków jest oczywiście dalece niekompletny. Wiele zagadnień omówiliśmy bardzo pobieżnie, wiele pominięliśmy zupełnie. Tak np. nie omawialiśmy wpływu na strukturę domenową takich czynników, jak naprężenia, zewnętrznego pola magnetycznego, temperatury; nie omawialiśmy struktury domenowej wokół dziur, w polikryształach, w bardzo małych monokryształach, w cienkich warstwach; nie zajmowaliśmy się dynamiką ścianki Blocha. Dlatego też artykuł niniejszy należy traktować jedynie jako wprowadzenie w tę rozległą problematykę i w literaturę przedmiotu, w którym zarówno doświadczenie, jak i teoria mają jeszcze wiele do zrobienia.

Literatura

- [1] P. Weiss, *J. de Phys.*, **6**, 661 (1907).
- [2] W. Heisenberg, *Zs. f. Phys.*, **39**, 499 (1926); **49**, 619 (1928); **69**, 287 (1931).
- [3] P. A. M. Dirac, *Quantum Mechanics*, Oxford University Press, 1930.
- [4] E. Schrödinger, *Proc. R.I.A.*, **47A**, 39 (1942).

- [5] J. H. van Vleck, *Rev. Mod. Phys.*, **17**, 27 (1945).
 [6] J. H. van Vleck, *Annales de l'Institut H. Poincaré*, **10**, 57 (1947).
 [7] F. Bloch, *Zs. f. Phys.*, **61**, 206 (1930); **74**, 295 (1932).
 [8] C. Moller, *Zs. f. Phys.*, **82**, 559 (1933).
 [9] M. Fallot, *Annales de Physique*, **6**, 305 (1936).
 [10] E. Lifshitz, *J. of Phys.*, **8**, 337 (1944).
 [11] P. R. Weiss, *Phys. Rev.*, **74**, 1493 (1948).
 [12] E. Teller, *Zs. f. Phys.*, **62**, 102 (1930).
 [13] F. Bloch, G. Gentile, *Zs. f. Phys.*, **70**, 395 (1931).
 [14] H. A. Kramers, *Proc. R.A.A.*, **33**, 967 (1930).
 [15] W. F. van Peype, *Physica*, **5**, 465 (1938).
 [16] S. W. Wonsowskij, J. S. Szur, *Ferromagnetizm*, M.—L., 1948.
 [17] L. F. Bates, *Modern Magnetism*, Cambridge, 1951.
 [18] J. G. Dorfmann, *Magnitnyje svojstva i strojenije wieszczestwa*, Moskwa, 1955.
 [19] C. Kittel, *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 541 (1949).
 [20] J. H. van Vleck, *Phys. Rev.*, **78**, 266 (1950); *Proc. I.R.E.*, **44**, 1248 (1956); *Conference on Magnetism and Magnetic Materials*, Boston, 1956.
 [21] T. Bitter, *Phys. Rev.*, **38**, 1903 (1931); **41**, 507 (1932).
 [22] H. J. Williams, *Phys. Rev.*, **71**, 646 (1947).
 [23] H. J. Williams, R. M. Bozorth, W. Shockley, *Phys. Rev.*, **75**, 155 (1949).
 [24] H. J. Williams, W. Shockley, *Phys. Rev.*, **75**, 178 (1949).
 [25] L. Landau, E. Lifshitz, *Phys. Zs. Sov.*, **8**, 153 (1935).
 [26] M. J. Szirobokow, *DAN*, **24**, 426 (1939); *ŽETF*, **11**, 554 (1941); **15**, 57 (1945).
 [27] W. Ziętek, *Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III*, 221 i 599 (1961); *Acta Phys. Polon.*, **21**, 175 (1962).
 [28] A. M. Żurawskij, *Sprawoznik po ellypticzskim funkejam*, M.—L., 1941.
 [29] J. S. Szur, W. R. Abels, W. A. Zajkowa, *Izw. AN SSSR, ser. fiz.*, **21**, 1162 (1957).
 [30] E. D. Isaac, *Proc. Phys. Soc.*, **74**, 786 (1959).
 [31] L. F. Bates, D. J. Craik, P. M. Griffiths, E. D. Isaac, *Proc. Roy. Soc. A*, **253**, 1 (1959).
 [32] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, New York, 1951.
 [33] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, New York, 1956.
 [34] M. Fox, R. S. Tebble, *Proc. Phys. Soc.*, **72**, 765 (1958).
 [35] L. H. Germer, *Phys. Rev.*, **62**, 295 (1942).
 [36] E. Lifszic, *ŽETF*, **15**, 97 (1945).
 [37] J. B. Goodenough, *Phys. Rev.*, **102**, 356 (1956).
 [38] L. F. Bates, C. D. Mee, *J. Sci. Instr.*, **27**, 317 (1950).
 [39] L. F. Bates, *Revue de Metallurgie*, **49**, 185 (1952).
 [40] L. F. Bates, *J. Inst. Metals*, **82**, 417 (1953—1954).
 [41] L. F. Bates, *Endeavour*, **16**, 151 (1957).
 [42] L. F. Bates, *The Adv. of Science*, **62**, 13 (1959).
 [43] *Magnitnaja struktura ferromagnetikow*, Nowosybirsk, 1960.
 [44] W. C. Elmore, *Phys. Rev.*, **54**, 1092 (1938).
 [45] L. Néel, *Comptes Rendus*, **224**, 1488 i 1550 (1947).
 [46] C. Kittel, *Phys. Rev.*, **70**, 965 (1946); **73**, 810 (1948); **76**, 1527 (1949).
 [47] R. W. De Blois, C. D. Graham, *J. Appl. Phys.*, **29**, 931 (1958).
 [48] E. W. Lee, D. R. Callaby, A. C. Lynch, *Proc. Phys. Soc.*, **72**, 233 (1958).
 [49] C. A. Fowler, E. M. Fryer, *Phys. Rev.*, **100**, 746 (1955).
 [50] B. W. Roberts, C. P. Bean, *Phys. Rev.*, **96**, 1494 (1954).
 [51] D. J. Craik, P. M. Griffiths, *Proc. Phys. Soc.*, **70**, 1000 (1957).
 [52] L. F. Bejts, *Izw. AN SSSR, ser. fiz.*, **21**, 1149 (1957).
 [53] L. F. Bates, D. J. Craik, P. M. Griffiths, *Proc. Phys. Soc.*, **71**, 789 (1958).

- [54] I. Morton, Phys. Rev., **73**, 1475 (1948).
 [55] L. Mayer, J. Appl. Phys., **28**, 975 (1957).
 [56] M. E. Hale, H. W. Fuller, H. Rubinstein, J. Appl. Phys., **30**, 789 (1959).
 [57] J. T. Michalak, R. C. Glenn, J. Appl. Phys., **32**, 1261 (1961).
 [58] Suppl. J. Appl. Phys., **32**, (1961).
 [59] T. Ogutshi, Progr. Theor. Phys., **9**, 7 (1953).
 [60] S. H. Charap, P. R. Weiss, Phys. Rev., **116**, 1372 (1959).
 [61] F. J. Dyson, Phys. Rev., **102**, 1217 i 1230 (1956).
 [62] W. Ziętek, Acta Phys. Polon., **22**, 37 (1962) oraz prace w druku: Bull. Acad. Polon. Sci, Cl. III (A), **10** (1962); Physics Letters **1**, 63 i 159 (1962); Supl. Acta Phys. Polon., **22**, (1962); Z. Phys., **169**, (1963); Phys. Rev. Letters (1962).
 [63] W. C. Elmore, Phys. Rev., **53**, 757 (1938).
 [64] W. C. Elmore, Phys. Rev., **62**, 486 (1942).
 [65] S. W. Wonsowski, UFN, **26**, 64 (1944).
 [66] E. Lifshitz, J. Phys. USSR, **8**, 337 (1944).
 [67] W. F. Brown, J. Appl. Phys., **11**, 160 (1940).
 [68] W. F. Brown, Phys. Rev., **55**, 568 (1939).
 [69] L. Néel, J. Phys. Rad., **5**, 241 i 265 (1944); Cahiers de Physique, **25**, 1 i 21 (1944).
 [70] L. F. Bates, F. E. Neale, Proc. Phys. Soc., A, **63**, 374 (1950).
 [71] L. F. Bates, C. D. Mee, Proc. Phys. Soc., A, **65**, 129 (1952).
 [72] L. F. Bates, G. W. Wilson, Proc. Phys. Soc., A, **66**, 819 (1953).
 [73] W. S. Paxton, T. G. Nilan, J. Appl. Phys., **26**, 994 (1955).
 [74] J. Kociński, Acta Phys. Polon., **17**, 283 (1958); **18**, 196 (1959).
 [75] B. A. Lilley, Phil. Mag., **41**, 792 (1950).
 [76] C. Kittel, Phys. Rev., **101**, 1611 (1956).
 [77] K. H. Stewart, *Ferromagnetic Domains*, Cambridge-London, 1954.
 [78] J. S. Szur, ..., Izv. AN SSSR, ser. fiz., **21**, 1162 (1957).
 [79] B. Wysocki, Instytut Metalurgii, Gliwice, 1961 (inform. pryw.).
 [80] H. W. Fuller, H. Rubinstein, D. L. Sullivan, Suppl. J. Appl. Phys., **32**, 286 (1961).

Podany tu spis literatury obejmuje ze względów technicznych jedynie najważniejsze pozycje. i to w rzucie historycznym. Bogatszy zestaw literatury, uwzględniający zwłaszcza prace najnowsze, zawierać będzie następny artykuł przeglądowy (współautor B. Wysocki) poświęcony doświadczalnym badaniom struktury domenowej, który ukaże się w jednym z najbliższych zeszytów Postępów Fizyki.

Jan Głowacki

Katedra Fizyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej
Gdańsk

Wygaszanie fotoluminescencji roztworów przez obce substancje

Wstęp

Zagadnienie wzajemnego oddziaływania drobin jest w obecnych czasach nadal wszechstronnie badane zarówno ze strony fizyków, jak i chemików. Pierwszych i drugich interesują problemy natury teoretycznej, jak również problemy praktycznych zastosowań poznanych zjawisk. Do tych ostatnich zagadnień należy zaliczyć np. sensybilizację emulsji fotograficznych, sensybilizację barwnikami fotoprzewodnictwa półprzewodników, próby zastosowania migracji energii wzbudzania oraz efektów wymiennych do wyjaśniania mechanizmu fotosyntezy itp. Wygaszanie fotoluminescencji roztworów przez obce substancje należy do takiego typu zjawisk, w których indywidualne własności drobin i środowiska grają bardzo ważną rolę.

Jeżeli w roztworze luminezującym znajdują się drobinny wygaszające (wygaszacze), to natężenie światła luminescencji zostaje osłabione. Wykluczamy tu oczywiście zwykłą absorpcję światła luminescencji przez wygaszacze. W celu ilościowego określenia zmian natężenia światła luminescencji będziemy się posługiwać pojęciem względnej wydajności energetycznej luminescencji, którą definiujemy jako stosunek energii emitowanej do energii pochłoniętej badanego roztworu z drobinami wygaszającymi (η), odniesionej do takiego samego stosunku energii roztworu bez wygaszaczy (η_0).

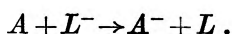
Badanie zależności wydajności luminescencji od stężenia drobin wygaszających pozwala na wyznaczenie wielu danych o samych drobinach luminezujących. Mamy tu na myśli określenie średniego czasu życia drobin w stanie wzbudzonym, określenie odpowiednich prawdopodobieństw przejść elektro-nowych, wyznaczanie orientacji oscylatorów. Badanie widm absorpcji i emisji lub stopnia polaryzacji światła luminescencji pozwala stwierdzić, czy mamy do czynienia głównie z procesami fizycznymi (migracja energii wzbudzenia, zderzenia „drugiego rodzaju“), czy też ze zjawiskami natury chemicznej (foto-reakcje, powstawanie kompleksów lub asocjacji itp.).

Poniżej zostaną omówione teorie różnych typów wzajemnego oddziaływania, które powodują wygaszanie fotoluminescencji roztworów. Podane oczywiście będą te nowe zagadnienia, których szczegółów już nie spotykamy w monografiach [1]—[6].

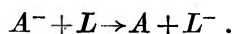
I. Wygaszanie fotoluminescencji przez obce substancje nie pochłaniające

Wygaszanie fotoluminescencji przez obce substancje nie pochłaniające zachodzi pod wpływem niektórych jonów nieorganicznych (np. J^- , Br^- , Cl^- , $S_2O_3^-$, itp.) oraz niektórych związków organicznych (np. anilina, nitrobenzen, itp.). Widma absorpcji tych wygaszaczy leżą daleko w ultrafiolecie, natomiast widma absorpcji i luminescencji wygaszanych substancji leżą zwykle w dziedzinie widzialnej lub bliskim ultrafiolecie. Wygaszaniu nie towarzyszą żadne zmiany w widmie absorpcji substancji luminezującej. Przy zmniejszaniu liczby wygaszaczy w roztworze, natężenia światła luminescencji wzrasta odpowiednio, osiągając stan pierwotny, kiedy w roztworze nie będzie znowu wygaszaczy. To zjawisko każe przypuszczać, że wygaszanie jest wynikiem takiego typu wzajemnego oddziaływania drobin luminezującej z wygaszaczem, w którym reakcje chemiczne szybko odwracalne, jeśli w ogóle zachodzą, to tylko w czasie „życia“ drobin w stanie wzbudzonym.

Niektórzy autorzy uważają, że wygaszanie polega na przyjmowaniu względnie oddawaniu elektronu przez drobinę luminezującą [7]—[11]. Są to więc reakcje podobne do reakcji redukcji lub utleniania. Schematy oraz typy wszelkich możliwych procesów takich reakcji są podane w [5] i [6]. Na ich podstawie wynika np., że wygaszanie przez jony nieorganiczne przebiega według schematu:



Jednakże produkty takiej reakcji są niestabilne i jeszcze w czasie średniego czasu życia drobin w stanie wzbudzonym, mamy reakcję, która przebiega w następujący sposób:



W ten sposób tłumaczy się tzw. wewnętrzny mechanizm wygaszania wzbudzonej drobin A przez jon wygaszacza L^- . Jak widać, tłumaczenie takie jest nader pobieżne, jakościowe i bardzo „chemiczne“. Tylko w niektórych przypadkach stwierdzono, że wygaszanie fotoluminescencji jest wynikiem reakcji chemicznej.

Fizycy natomiast, tam gdzie procesów chemicznych nie stwierdza się, uciekają się do modelowego przedstawienia mechanizmu wygaszania, wprowadzając dla drobin złożonych tzw. hiperpowierzchnie o ilości wymiarów równej ilości stopni swobody układu, które wyznaczają konfigurację wewnętrzną drobin. W punkcie przecięcia tych hiperpowierzchni mogą zachodzić dezaktywacyjne przejścia elektronowe z jednej hiperpowierzchni potencjalnej na drugą. Jeśli mamy drobinę dwuatomową, hiperpowierzchnie redukują się do dwuwymiarowych krzywych potencjalnych [12].

Przeglądając różne dane doświadczalne nieodparcie narzuca się myśl o istnieniu związku pomiędzy zdolnością wygaszania a polaryzowalnością jonów nieorganicznych; im większa jest bowiem zdolność jonu do wygaszania luminescencji, tym większą posiada polaryzowalność. Świadczyłoby to o tym, że

drobina wygaszana może indukować w wygaszaczu charakteryzującym się polaryzowalnością moment dipolowy i w ten sposób tracić elektronową energię wzbudzenia na pracę indukcji momentu dipolowego. Taką sugestię wysunął Terenin [6]. W podobnym kierunku już wcześniej szły badania Eisenbranda [13]. Badał on zdolność wygaszającą niektórych substancji szukając związku zdolności wygaszającej drobiny, takiej jak benzen, *o*-ksylen, *m*-kxylen, *p*-kxylen, naftalen, z jej egzaltacją refrakcji drobinowej. Eisenbrand wykazał, że istnieje wewnętrzna zależność zdolności wygaszającej drobiny od jej egzaltacji refrakcji.

Typ wygaszania fotoluminescencji roztworów barwników przez jony nieorganiczne zależy od natury samych drobin luminezujących. Np. fluoresceina i eozyne należą do tej samej grupy barwników, jednak wygaszaniu fluoresceiny przez J^- nie towarzyszą żadne zmiany chemiczne drobiny luminezującej, natomiast eozyne tworzy z wygaszaczem J^- niefluoryzujące kompleksy [14, 15].

Podane poniżej teorie nie dotyczą wewnętrznego mechanizmu wygaszania, ponieważ jest on, jak stwierdziliśmy, nieznan; dotyczą one tylko kinetyki wygaszania.

§ 1. Dyfuzyjna teoria wygaszania fotoluminescencji roztworów ciekłych

Zagadnienie wygaszania fotoluminescencji roztworów ciekłych w teorii dyfuzyjnej podanej przez Wawilowa [16], Franka i Wawilowa [17], Jabłońskiego [18], Swiesznikowa [19] potraktowano w sposób podobny do zagadnienia wygaszania fluorescencji par i gazów, z tym, że prędkości gazowo-kinetyczne zastąpiono przez przesunięcia w ruchu Browna drobin luminezujących i wygaszających. Do opisu liczby zderzeń wygaszających zastosowano formalizm Smoluchowskiego [20], rozwinięty w teorii koagulacji.

Poniżej podane zostaną wyniki teorii Wellera [21], która jest uogólnieniem wspomnianych teorii dyfuzyjnych. Weller rozwiązał zagadnienie wygaszania luminescencji roztworów ciekłych przy założeniu, że:

1. Wzbudzona drobina A posiada kulistą sferę czynną o promieniu R_0 .
2. Każde spotkanie między A i L prowadzi do wygaszania. Jeśli środek ciężkości wygaszacza L znajdzie się w obszarze sfery czynnej, A jest wygaszane z prawdopodobieństwem $\gamma = 1$.
3. Poza sferą czynną drobiny nie oddziałują ze sobą.

Zakłada się, że w chwili $t = 0$ rozkład drobin wygaszających jest równomierny. Dopiero od chwili $t = 0$ zaczyna się dyfuzja wygaszaczy do kuli $r = R_0$. Na powierzchni kuli stężenie wygaszaczy jest równe zeru.

Rozwiązując równanie dyfuzyjne

$$\frac{\partial c(r, t)}{\partial t} = D \frac{\partial}{r^2 \partial r} \left(r^2 \frac{\partial c(r, t)}{\partial r} \right), \quad (1)$$

dla warunków początkowych:

$$c(r, 0) = c_0, \quad (2)$$

$$c(\infty, t) = c_0, \quad (3)$$

$$c(R_0, t) = 0, \quad (4)$$

otrzymujemy funkcję rozkładu drobin wygaszających

$$c(r, t) = c_0 \left[1 - \frac{R_0}{r} \Phi \left(\frac{r - R_0}{2\sqrt{Dt}} \right) \right], \quad (5)$$

gdzie

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi.$$

Za pomocą (5) można wyznaczyć liczbę drobin wchodzących do sfery o promieniu R_0 w czasie od t do $t + dt$ i równej liczbie pierwszych zderzeń jednej wzbudzonej drobiną A z drobinami wygaszacza. Otrzymujemy

$$h_L = 4\pi R_0^2 D \left. \frac{\partial c(r, t)}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 4\pi R_0 D N c_L \left(1 + \frac{R_0}{\sqrt{\pi Dt}} \right). \quad (6)$$

Do powyższego wzoru wprowadzono stężenie molowe c_L :

$$c_L = \frac{1000}{N_L} = \frac{c_0}{N'_L}.$$

Spontaniczna emisja luminescencji przez drobinę niewygaszoną zachodzi według prawa

$$dn' = -\frac{1}{\tau_0} n dt. \quad (7)$$

Wskutek wygaszania liczba wzbudzonych drobin maleje według prawa

$$dn'' = -h_L n dt. \quad (8)$$

Liczba wzbudzonych drobin po czasie t na podstawie (7) i (8) jest więc

$$n(t, c_L) = \frac{n_0}{\tau_0} \exp - \left\{ \left(1 + k_D \tau_0 c_L \right) \frac{t}{\tau_0} + 2k'(\tau_0) c_L \sqrt{\frac{t}{\tau_0}} \right\}. \quad (9)$$

Dla skrótów wprowadzono następujące oznaczenia:

$$k'(\tau_0) = 4\pi R_0^2 N' \sqrt{\frac{D}{\tau_0}}, \quad (10)$$

$$k_D = 4\pi R_0 N' D. \quad (11)$$

Jeżeli (9) scałkujemy po czasie t od 0 do ∞ i wstawimy do następującego wzoru na wydajność luminescencji

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \frac{\int_0^{\infty} n(t, c_L) dt}{\int_0^{\infty} n(t, 0) dt},$$

to otrzymamy

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \frac{1}{1 + k_D \tau_0 c_L} [1 - \sqrt{\pi} \kappa e^{\kappa^2} \Phi(x)], \quad (12)$$

gdzie

$$\kappa = \frac{k'(\tau_0) \tau_0 c_L}{1 + k_D \tau_0 c_L}. \quad (13)$$

Wzór (12) jest zbyt skomplikowany, by go stosować w praktyce. Wystarczy zupełnie, jeśli go uprościmy, zastępując wyrażenie w nawiasie w (12) przez $\exp(-\sqrt{\pi} \kappa)$. Wówczas z dość dobrym przybliżeniem mamy

$$\sqrt{\pi} \kappa = \frac{4\pi R^2 \sqrt{D \tau_0} N' c_L}{\sqrt{1 + k_D \tau_0 c_L}} \quad (14)$$

a wzór na względną wydajność luminescencji przyjmuje następującą postać:

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \frac{\exp(- (4\pi R^2 \sqrt{D \tau_0} \eta / \eta_0 N' c_L))}{1 + k_D \tau_0 c_L}. \quad (15)$$

Wyrażenie (15) jest identyczne z wyrażeniem podanym przez Franka—Wawilowa [17], obliczonym innym sposobem i uwzględniającym już tzw. wygaszanie konfiguracyjne (drobiny zawierające wygaszacze w obszarze $4/3\pi R_0^3$ są natychmiast wygaszane i nie emitują luminescencji). Wyniki doświadczalne pracy [17] (m. in. roztwory fluoresceiny i rodaminę B, wygaszane przez J^-) były w dość dobrej zgodzie z wynikami obliczonymi na podstawie wzoru (15).

Bardziej subtelne rozważania każą nam jednak uwzględnić wpływ ładunku oddziałujących partnerów na wydajność luminescencji. Można to oczywiście zrobić, rozwiązując bardziej ogólne równanie dyfuzyjne, w którym uwzględni się siłę elektrostatycznego oddziaływania ($-\text{grad} \varphi(r)$) między A i L . Siła Coulomba wpływa na liczbę zderzeń wygaszaczy z drobiną luminezującą i w zależności od rodzaju ładunku jonów powoduje bądź zwiększenie, bądź zmniejszenie efektywnych zderzeń wygaszających. Zagadnienie to rozwiązał Weller w oparciu o teorię dyfuzji [22] i [23], otrzymując poprzez skomplikowane rachunki wyrażenie następujące

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \frac{e^{-A}}{1 + \gamma k_D \tau_0 c_L} \quad (16)$$

gdzie A jest pewną stałą, zależną między innymi od ładunków drobinę luminezującej i wygaszającej.

Przytoczone rozważania teoretyczne nie uwzględniają wpływu wtórnych zderzeń wygaszacza z drobiną luminesującą na wygaszanie luminescencji. To zagadnienie jednak zostało rozwiązane przez Swiesznikowa [24].

Rozpatrując (9) widzimy, że gaśnięcie natężenia światła luminescencji w czasie nie następuje wykładniczo, lecz zgodnie z prawem

$$J = J_0 \exp - \left\{ (1 + k_D \tau_0 c_L) \frac{t}{\tau_0} + 2k'(\tau_0) \tau_0 c_L \sqrt{\frac{t}{\tau_0}} \right\}. \quad (17)$$

Znaczy to, że spadek natężenia luminescencji w pierwszych stadiach gaśnięcia zachodzi szybciej, jeśli tylko w roztworze istnieją drobin wygaszające. Jeżeli $c_L = 0$, to gaśnięcie zachodzi według prostego prawa wykładniczego.

Wyniki doświadczalne całego szeregu prac [1, 3, 5] potwierdziły ogólne założenia teorii dyfuzyjnej odnośnie do kinetyki wygaszania (zderzenia drugiego rodzaju), teorii nic oczywiście nie mówiącej o mechanizmie wygaszania. Potwierdzone zostało przede wszystkim przypuszczenie, że dla $t \leq 10^{-8}$ sek wyrażenie $2k'(\tau_0) \tau_0 c_L \sqrt{t/\tau_0}$ w (17) nie może być opuszczone [16]. Dzięki temu nie jest spełniona równość Perrina [34].

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \frac{\tau}{\tau_0}.$$

Wywodzi się to stąd, jak podał ostatnio Swiesznikow [16], że dla określenia τ należy brać pod uwagę liczbę drobin emitujących światło luminescencji, a nie liczbę drobin znajdujących się w stanie wzbudzonym. Tylko w przypadku wykładniczego gaśnięcia luminescencji liczba wzbudzonych drobin jest proporcjonalna do liczby emitujących światło luminescencji.

§ 2. Teoria wygaszania fotoluminescencji oparta na warstwowym modelu centrum luminescencji

Teoria wygaszania fotoluminescencji roztworów oparta na warstwowym modelu centrum luminescencji zaproponowana została przez A. Jabłońskiego w r. 1954 [25]. Opiera się ona na następujących założeniach: drobin wygaszające w roztworze wykonują ciągłe, nieregularne oscylacje dookoła chwilowego położenia równowagi, zmieniającego się w czasie. Częstość zmian położenia równowagi zależy od lepkości i temperatury roztworu. Zakłada się dalej, że centrum luminescencji składa się ze wzbudzonej drobin luminoforu otoczonej powłokami, złożonymi z monomolekularnych warstw rozpuszczalnika. Centra w tym samym roztworze różnią się zawartością drobin wygaszających w warstwach. Jeżeli roztwór jest sztywny, wygaszacze pozostają nieskończenie długo w swych warstwach, natomiast w roztworze ciekłym wygaszacz je zmienia. Prawdopodobieństwo wygaszania zależy oczywiście od tego, w której warstwie znajduje się wygaszacz: wygaszanie jest największe w warstwie najbliższej wzbudzonej drobinie. Wygaszanie w roztworze jest spowodowane spotkaniami wygaszacza ze wzbudzoną drobiną, podczas których wygaszacz oscyluje dookoła swego położenia równowagi.

Dalej A. Jabłoński rozpatruje luminezujący roztwór jako układ składający się z N wzbudzonych centrów luminescencji. Wszystkie te centra podzielone są na grupy w zależności od ilości wygaszaczy w warstwach: grupę z centrami bez wygaszaczy, grupę z jednym wygaszaczem w pierwszej warstwie, itd. Jeżeli wygaszacz przejdzie z jednej warstwy do drugiej, to centrum zmienia grupę (przejście centrum z jednej grupy do drugiej).

Niech N_i będzie liczbą centrów należących do i -tej grupy, a n — liczbą grup, na które podzielone zostały wszystkie N centra, wtedy

$$\sum_{i=1}^n N_i = N. \quad (18)$$

Jabłoński zakłada, że pochodna czasowa jest postaci

$$\dot{N}_i = \sum_j (\lambda_{ji}N_j - \lambda_{ij}N_i) - (\gamma + W_0 + W_i)N_i + A_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n, \quad (19)$$

gdzie λ_{ji} i λ_{ij} oznaczają prawdopodobieństwa przejścia centrum z grupy j do grupy i i odwrotnie, γ — prawdopodobieństwo przejścia elektronu odpowiedzialnego za pasmo luminescencji, W_0 — prawdopodobieństwo wygaszania wewnętrznego, W_i — prawdopodobieństwo wygaszania przez wygaszacze należące do grupy i , A_i — liczba nowych centrów należących do grupy i i powstałych przez wzbudzenie w ciągu sekundy.

W stanie równowagi statystycznej zachodzi tyle prostych przejść, ile odwrotnych: $\lambda_{ji}N_j - \lambda_{ij}N_i = 0$. Wtedy

$$\frac{\lambda_{ji}}{\lambda_{ij}} = \frac{N_i^c}{N_j^c}, \quad (20)$$

gdzie N_i^c i N_j^c odpowiadają stanowi równowagi. Stąd $\lambda_{ji} \neq \lambda_{ij}$.

Jeżeli układ wzbudzony jest nagle w chwili $t = 0$, to $A_i = 0$. Wprowadzając wielkość $p_i = N_i/N_0$ (N_0 — liczba wzbudzonych centrów w chwili $t = 0$) mamy:

$$\sum_{i=1}^n p_i = 1 \quad \text{dla} \quad t = 0$$

i, ponieważ zachodzi zanik wzbudzonych centrów i wygaszanie,

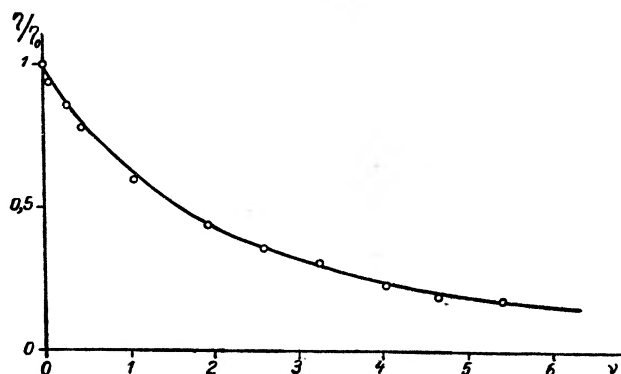
$$\sum_{i=1}^n p_i < 1 \quad \text{dla} \quad t > 0.$$

Z równania (19) otrzymujemy

$$\dot{p}_i = (\lambda_{ji}p_j - \lambda_{ij}p_i) - (\gamma + W_0 + W_i)p_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n. \quad (21)$$

Powyższy układ równań posiada skomplikowane rozwiązanie. Tylko dla roztworów sztywnych ($\lambda_{ij} = 0$) można równanie (21) rozwiązać w sposób

prosty (§ 3). Natomiast dla przypadku roztworu ciekłego, A. Jabłoński podał rozwiązanie dla upraszczającego sytuację warunku: w roztworze istnieją dwie grupy centrów, a mianowicie, centra z jednym wygaszaczem w warstwie tworzą jedną grupę i centra bez wygaszaczy tworzą drugą grupę. Otrzymany na tej podstawie wzór na względną wydajność luminescencji był doświadczalnie sprawdzany w pracy [26], przy założeniu, że prawdopodobieństwo wygaszania jest równe prawdopodobieństwu emisji dla roztworu bez wygaszaczy. Takie założenie definiowało od razu wartość promienia sfery czynnej $R(v = 4/3\pi R^3)$. Okazało się jednak, że krzywa teoretyczna zaczęła odbiegać



Rys. 1. Względna wydajność fluorescencji fluoresceiny w wodzie wygaszanej przez J^- w zależności od $\nu = nv$.

— — krzywa teoretyczna wygaszania konfiguracyjnego,
 ○ — punkty doświadczalne z pracy [26, 27]

bardzo od punktów doświadczalnych dla $\nu = nv > 1$ (n liczba wygaszaczy w jednostce objętości). Dowodziłoby to, że przy powyższym założeniu należało by uwzględnić większą liczbę wygaszaczy w danej objętości sfery czynnej. Ale jak już wspomniano, rozwiązanie układu równań dla $i > 2$ i $\lambda \neq 0$ jest zbyt skomplikowane. Wyniki doświadczalne wygaszania wodnego roztworu fluoresceiny wygaszanej przez J^- , podane w pracach [26] i [27] (rys. 1) wykazują, że główną rolę należałoby przypisać tzw. wygaszaniu konfiguracyjnemu, a więc takiemu, w którym wzbudzona drobina luminezująca zostaje natychmiast wygaszona, jeśli tylko w obrębie sfery czynnej znajdzie się wygaszacz. Ponieważ ten typ wygaszania uwzględnia różne konfiguracje wygaszaczy (wzór (27)), wynikałoby z tego, iż one grają we wspomnianym wypadku większą rolę niż dyfuzja drobin. Są to więc wnioski zupełnie odmienne od tych, jakie wynikają z teorii dyfuzyjnej wygaszania fotoluminescencji.

Stała λ z punktu widzenia teorii kinetycznej została zbadana w pracy [28]. Jeżeli przyjmiemy tylko dwie grupy centrów, jak to zrobiono wyżej, to $\lambda_2 dt$ jest prawdopodobieństwem tego, że wygaszacz wejdzie do sfery czynnej danego centrum w czasie dt . Jest to więc proces dyfuzji, który był rozpatrywany przez M. Smoluchowskiego [29]. Według [28] otrzymuje się

$$\lambda = 4\pi DRn \quad (22)$$

przy założeniu, że $\frac{2R\sqrt{\tau}}{\sqrt{\pi D}} \ll \tau$ (τ jest średnim czasem życia drobiny w stanie wzbudzonym), gdzie

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta'} \left(\frac{1}{r_l} + \frac{1}{r_a} \right)$$

jest współczynnikiem dyfuzji drobiny luminoforu i wygaszacza. Na podstawie [25]

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_2}{\nu} = \frac{\lambda_2}{n\nu}. \quad (23)$$

Wyrażenie (22) na λ zależy więc od lepkości η' roztworu i jego temperatury T oraz od promieni kinetycznych drobiny luminoforu i wygaszacza. Taka zależność jest spełniona, gdy wpływ wzajemnego oddziaływania na λ można pominąć. W wypadku, gdy drobiny są jonami, wówczas siła elektrostatyczna Coulomba wpływa na wielkość λ_2 i w zależności od rodzaju ładunku obu partnerów bądź powoduje jej zwiększenie, bądź zmniejszenie. To zagadnienie w zjawiskach dyfuzji było badane między innymi w pracach [22, 26], a do zagadnień luminescencji zastosowane w [5, 21] i [26].

§ 3. Wygaszanie fluorescencji roztworów sztywnych

Teoria dyfuzyjna nie zdaje sprawy z wygaszania fotoluminescencji roztworów sztywnych. Taką możliwość jednak daje w stosunkowo prosty sposób teoria Jabłońskiego [25, 30]. Jeżeli $\lambda_{ij} = 0$ (roztwór sztywny) to rozwiązanie układu równań różniczkowych (21) daje nam następujący wzór na wydajność luminescencji centrum należącego do grupy i -tej:

$$\eta_i = \frac{1}{1 + W_i\tau_0} \quad (24)$$

przy założeniu, że $\tau_0 = 1/(\gamma + W_0)$ jest czasem życia fotoluminescencji dla $i = 0$ oraz, że prawdopodobieństwo wzbudzenia nie zależy od odległości wygaszacza od drobiny luminezującej. Przyjmujemy również, że prawdopodobieństwo wygaszania W_i jest proporcjonalne do liczby wygaszaczy w centrum, czyli $W_i = iW_1$, gdzie W_1 jest prawdopodobieństwem wygaszania przez jeden wygaszcz. W celu określenia wartości R promienia sfery czynnej, zakładamy, że $W_1 = 1/\tau_0$. Średnia energetyczna wydajność luminescencji będzie

$$\bar{\eta} = \sum_{i=0}^{\infty} P_i(\nu)\eta_i, \quad i = 0, 1, 2, \dots, \quad (25)$$

gdzie

$$P_i(\nu) = e^{-\nu} \frac{\nu^i}{i!}$$

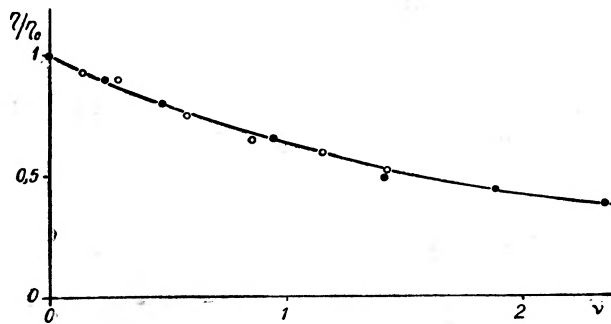
jest rozkładem Smoluchowskiego [31, 32], dającym prawdopodobieństwo znalezienia i wygaszaczy w objętości v sfery czynnej ($v = \nu/n$). Na podstawie powyższych założeń otrzymujemy

$$\eta_i = \frac{\eta_0}{1+i}. \quad (26)$$

Wstawiając (26) do (25) i uwzględniając podane prawo rozkładu, otrzymujemy ostateczny wzór na wydajność energetyczną luminescencji następującej postaci

$$\frac{\bar{\eta}}{\eta_0} = e^{-\nu} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\nu^i}{(1+i)!} = \frac{1-e^{-\nu}}{\nu}. \quad (27)$$

Wzór (27) był sprawdzany doświadczalnie dla roztworów sztywnych w pracy [26]. Użyto do tego celu barwników fluoresceiny i rodaminę B rozpuszczonych



Rys. 2. Względna wydajność fluorescencji roztworów sztywnych wygaszanych przez J^- w zależności od $\nu = n\nu$.

- krzywa teoretyczna wygaszania konfiguracyjnego,
 - — punkty doświadczalne dla fluoresceiny w syropie cukrowym,
 - — punkty doświadczalne dla rodaminę B w „szkle cukrowym“.
- Dane wzięte są z pracy [26, 27]

w bardzo lepkiem roztworze cukrowym (lepkość około 200 pois) i w „szkle cukrowym“, wygaszanych przez jony J^- . Jak widać z rys. 2, wyniki doświadczalne bardzo dobrze zgadzają się z krzywą teoretyczną obliczoną na podstawie (27) w badanym przedziale stężeń wygaszaczy i zdają się wskazywać na to, że przebieg krzywej wygaszania nie przebiega według prostego prawa wykładniczego [17]. Znalezione z doświadczenia promienie sfer czynnych są: dla fluoresceiny $R = 5,74 \text{ \AA}$, dla rodaminę B $R = 6,8 \text{ \AA}$. Te wartości promieni sfer czynnych każą nam sądzić, że wygaszanie zachodzi wtedy, gdy wygaszacz znajduje się w bezpośrednim sąsiedztwie drobiny wygaszającej.

Niektóre barwniki w roztworach sztywnych fosforyzują. Jednak, jak wykazano w [1] i [33], rodaminę nie dają fosforescencji w roztworach sztywnych w temperaturze pokojowej, ani w temperaturze ciepłego powietrza. Z tego względu nadają się szczególnie do badania fluorescencji roztworów sztywnych. Również fosforescencji fluoresceiny w cukrze, w przedziale widmowym odpowiadającym pasmu fluorescencji, w temperaturze pokojowej nie zauważono.

W pracy [26] wykazano również, że w przypadku wygaszania konfiguracyjnego spełniona jest zależność

$$\frac{\bar{\eta}}{\eta_0} = \frac{\tau}{\tau_0} \quad (28)$$

taka sama, jaką wcześniej otrzymał na innej zupełnie drodze. F. Perrin [34].

§ 4. Zagadnienie polaryzacji anizotropii emisji przy wygaszaniu fotoluminescencji

Jak już wspomniano, wygaszaniu fotoluminescencji towarzyszy skrócenie średniego czasu życia drobiny w stanie wzbudzonym. Spełniona jest przy tym zależność (28). Wzór (28) jest oczywiście uproszczony i słuszny tylko w nielicznych przypadkach. W pracy [35], w oparciu o dyfuzyjną teorię wygaszania fluorescencji wykazano, że wskutek zaburzenia wykładniczego gaśnięcia luminescencji przy wygaszaniu przez obce substancje, proporcjonalność wydajności do średniego czasu życia luminescencji nie zachodzi.

Gdy mamy do czynienia z roztworem mało lepkim, w którym może zachodzić depolaryzacja rotacyjna luminescencji [36, 37] (p. obszerny artykuł A. Kaskiego na ten temat [38]), skrócenie czasu życia drobiny w stanie wzbudzonym wywołanym jej wygaszaniem przez obcą drobinę, prowadzi do zmniejszenia działania czynnika depolaryzacyjnego, co w efekcie daje wzrost stopnia polaryzacji luminescencji roztworu. Według Perrina [36], który pierwszy badał zależność stopnia polaryzacji światła luminescencji roztworów od stężenia wygaszaczy, spełniony jest następujący związek

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{p_\infty} + \frac{\tau}{\tau_0} \left(\frac{1}{p_0} - \frac{1}{p_\infty} \right), \quad (29)$$

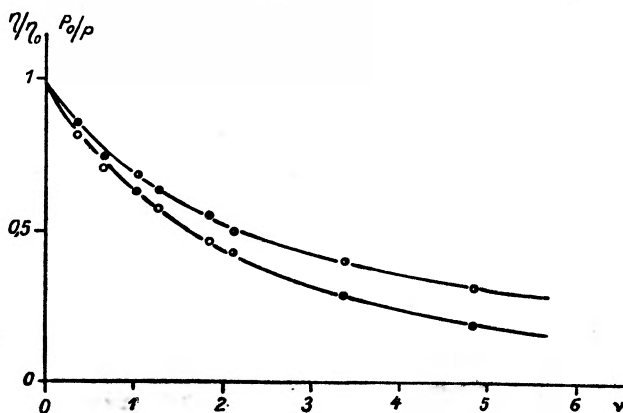
gdzie: p — stopień polaryzacji przy danym stężeniu wygaszaczy; p_∞ — stopień polaryzacji przy całkowitym wygaszeniu luminescencji; p_0 — stopień polaryzacji dla roztworu, w którym brak jest wygaszaczy; τ_0 — średni czas życia drobiny w stanie wzbudzonym dla roztworu, w którym brak jest wygaszaczy; τ — średni czas życia drobiny w stanie wzbudzonym przy danym stężeniu wygaszaczy. Na podstawie (28) i (29) otrzymuje się liniową zależność odwrotności stopnia polaryzacji światła luminescencji od wydajności luminescencji:

$$\frac{p_0}{p} = \frac{p_0}{p_\infty} + \frac{\eta}{\eta_0} \left(1 - \frac{p_0}{p_\infty} \right). \quad (30)$$

Wzór ten bardzo dobrze zgadza się z danymi doświadczalnymi [36, 17, 26]. Pokazuje to rys. 3.

Wzrost stopnia polaryzacji światła luminescencji przy wygaszaniu może służyć również jako metoda określania mechanizmu wygaszania [15]. Dzielimy wygaszanie fotoluminescencji roztworów na dwa typy: wygaszanie dynamiczne (lub wygaszanie drugiego rodzaju według terminologii Wawiłowa) i wygaszanie statyczne (lub wygaszanie pierwszego rodzaju). Przy wygaszaniu

dynamicznym widmo absorpcji luminoforu nie zmienia się ze wzrostem stężenia wygaszaczy; zmienia się czas życia i stopień polaryzacji luminescencji. Wygaszanie statyczne jest wynikiem tworzenia się asocjatów lub kompleksów między drobiną luminoforu a wygaszaczem. Temu wygaszaniu towarzyszą



Rys. 3. Zależność względnej wydajności luminescencji rodaminu *B* wygaszanej przez J^- i odwrotności względnego stopnia polaryzacji luminescencji od $\nu = \nu_w$.

— krzywa teoretyczna,

○ i ● — punkty doświadczalne Franka—Wawiłowa [17] dla wydajności i polaryzacji,
⊙ i ⊗ — odpowiednie punkty doświadczalne z pracy [26, 27] dla większych stężeń wygaszaczy

zmiany w widmie absorpcji substancji luminezującej, natomiast stały jest czas życia i stopień polaryzacji. Widzimy zatem, że do wyznaczenia typu wygaszania, wystarczy na podstawie (30) zbadać tylko stopień polaryzacji luminescencji, bez uciekania się do metod analizy widmowej lub pomiaru czasu życia luminescencji, do czego są potrzebne fluorometry [39—45].

II. Migracja elektronowej energii wzbudzenia w roztworach

Wygaszanie fotoluminescencji przez migrację energii należy zaliczyć do przypadku, którego mechanizm wygaszania wewnętrznego jest znany. Jest to mianowicie przypadek, kiedy widmo absorpcji substancji wygaszającej nakłada się na obszar widma luminescencji substancji luminezującej. Ciekawy przy tym jest fakt, że promień sfery czynnej wielokrotnie przewyższa wartość średnicy drobin oraz ich średnie przesunięcie brownowskie w czasie życia drobin w stanie wzbudzonym. To „zdalne“ oddziaływanie wygaszacza na wzbudzoną drobiną luminezującą wywołane jest migracją (wędrówką) energii wzbudzenia od wzbudzonej drobiną do wygaszacza.

Pierwszy J. Perrin zaczął badać migrację energii wzbudzenia wprowadzając koncepcję „indukcji drobinowej“ (*induction moléculaire*) [46, 47]. Kwantowo-mechaniczną teorię migracji energii wzbudzenia podał F. Perrin [48] przyjmując, że pasmo absorpcji substancji wygaszającej całkowicie pokrywa pasmo luminescencji substancji luminezującej. Taki przypadek nie zawsze

jednak zachodzi; w bardzo wielu wypadkach pokrycie pasma luminescencji przez pasmo absorpcji wygaszacza jest tylko częściowe. Ten przypadek uwzględnił dopiero Förster [49], a za nim Dexter [50]. Z prac doświadczalnych należy wymienić prace szkoły Wawiłowa [4, 51—54].

Rozważania Dextera stanowią dalsze rozwinięcie teorii Förstera i dotyczą sensybilizowanej luminescencji w nieprzewodzących kryształach. Ale jak wykazali Hellera i Marcus [55] przy dużych odległościach oddziałujących drobin migracja nie jest związana z periodycznością siatki kryształu. Dlatego mechanizm Dextera może być zastosowany w rozpatrywanych przez nas roztworach.

Migracja energii wzbudzenia zależy od pokrycia elektromagnetycznych pól (a nie nałożenia funkcji falowych) wzajemnie oddziałujących układów. Dexter przyjmuje fizyczny model kryształu, w którego siatce krystalicznej podstawowej substancji znajduje się sensybilizator i aktywator. Przyjmuje się, że migracja między drobinami sensybilizatora S nie zachodzi z powodu małego stężenia, jak również nie ma miejsca fotoprzewodnictwo oraz brak jest innych rekombinacyjnych procesów. Przy tych założeniach Dexter otrzymał następujące wyrażenie na prawdopodobieństwo migracji energii od drobin sensybilizatora S do drobin aktywatora A

$$P_{SA}(dd) = \frac{3\hbar^4 c^4 Q_A}{4\pi R^6 n^4 \tau_S} \int \frac{f_S(E) F(E)}{E^4} dE, \quad (31)$$

gdzie R jest odległością drobin S od A , c — prędkość światła, Q_A — obszar pasma absorpcji akceptora, τ_A — jego naturalny czas życia w stanie wzbudzonym, $f_S(E)$ — unormowane ($\int f(E) dE = 1$) widmo emisji drobin wzbudzonej, $F_A(E)$ unormowane ($\int F(E) dE = 1$) widmo absorpcji akceptora.

Wprowadźmy za Försterem prawdopodobieństwo W wygaszania na jednostkę czasu przez A takie, że

$$W = \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^6, \quad (32)$$

gdzie τ_0 — średni czas życia drobin S w stanie wzbudzonym w roztworze, w którym brak jest wygaszaczy A ; R_0 — taka odległość wygaszaczy A od wzbudzonej drobin S , dla której prawdopodobieństwo wygaszania jest równe prawdopodobieństwu emisji. Na podstawie (31) i (32) widzimy, że

$$R_0^6 = \frac{3\hbar^4 c^4 Q_A \tau_0}{4\pi n^4 \tau_S} \int \frac{f_S(E) F_A(E)}{E^4} dE. \quad (33)$$

Z określenia wydajności kwantowej η_Q luminescencji wynika, że

$$\eta_Q = \frac{\tau_0}{\tau_S}. \quad (34)$$

Dlatego τ_S może być zastąpione przez wielkości mierzalne w doświadczeniu η_Q i τ_0 . Całka występująca w (31) i (33) nazywa się całką pokrycia widma emisji S

przez widmo absorpcji A i według Gałanina [54] można ją traktować jako przejaw zasady Francka—Condon dla bezpromienistej migracji energii między dwiema drobinami. Pokrycie widm, jak widać, jest warunkiem koniecznym do istnienia rezonansowej migracji energii wzbudzenia z S do A .

Powyższe rozważania oparte były na założeniu, że odległość między układami S i A jest bardzo duża w porównaniu z ich rozmiarami. Jednakże z badań Förstera [56] wynika, że również w cieczach migracja energii wzbudzenia może zachodzić przy odległościach stosunkowo niewielkich. Teoretycznie zagadnienie to było rozpatrywane między innymi przez Gołębiewskiego i Witkowskiego [57].

Wzór (32) uwzględnia oddziaływanie dipolowo-dipolowe. Jednakże w teoretycznych pracach [49, 50, 51, 53, 54] i [58] zostały opracowane jeszcze inne przypadki międzydrobinowych oddziaływań wzbudzonych drobin (które nazywa się często sensybilizatorami lub donorami) i nie wzbudzonych (nazywanych często akceptorami) przyjmujących energię wzbudzenia, a prowadzące do bezpromienistego przekazania energii: 1) oddziaływanie elektrycznego kwadrupola z dipolem, 2) oddziaływanie elektrycznego dipola z magnetycznym dipolem i 3) oddziaływanie wymienne, będące wynikiem nakładania się elektronowych powłok oddziałujących drobin. Według Dextera oddziaływanie dipolowo-dipolowe jest 30-krotnie silniejsze od oddziaływania dipolowo-kwadrupolowego i 10^8 razy silniejsze od oddziaływania elektrycznego dipola z magnetycznym dipolem. Natomiast efekty wymienne mogą być tego samego rzędu co oddziaływania dipolowo-kwadrupolowe. Wszystkie oddziaływania, z wyjątkiem efektów wymiennych, prowadzą do zależności wartości prawdopodobieństwa migracji energii od mocy oscylatora wzbudzającego elektronowego przejścia w akceptorze przy jednakowych pokryciach unormowanych widm.

§ 5. Wygaszanie fotoluminescencji przez migrację energii wzbudzenia

Teoria migracji energii wzbudzenia była wykorzystana przez wielu autorów w celu otrzymania wzoru wyrażającego zależność wydajności luminescencji od stężenia wygaszających drobin [53, 59]. Poniżej zostanie omówiona teoria A. Jabłońskiego [60], w której wykorzystano podstawową zależność Förstera (32).

Dla danej konfiguracji z wygaszaczy (zakładając addytywność W) mamy:

$$\frac{\eta(R_1, \dots, R_z)}{\eta_0} = \frac{\frac{1}{\tau}}{\frac{1}{\tau} + \frac{R_0^6}{\tau} \sum_{l=1}^z R_l^{-6}} = \frac{1}{1 + R_0^6 \sum_{l=1}^z R_l^{-6}}, \quad (35)$$

gdzie η_0 oznacza wydajność luminescencji roztworu bez wygaszaczy. Jabłoński wprowadza też pojęcie sfery czynnej centrum i definiuje jej promień R' przez

warunek, że dla jednego wygaszacza w centrum względna wydajność luminescencji $\bar{\eta}_1/\eta_0 = 1/2$, przy czym wygaszanie przez wygaszacze położone poza sferą czynną centrum, tzn. dla $R > R'$ jest zaniedbane.

Dla przypadku wygaszania przez jeden tylko wygaszacz (35) upraszcza się

$$\frac{\eta_1(R)}{\eta_0} = \frac{1}{1 + \left(\frac{R_0}{R}\right)^6}. \quad (36)$$

Znając prawdopodobieństwo $w(R)$ rozkładu wygaszaczy, obliczymy średnią względną wydajność

$$\frac{\bar{\eta}_1}{\eta_0} = \int_0^{R'} \frac{\eta_1(R)}{\eta_0} w(R) dR. \quad (37)$$

Jabloński przyjmuje, że

$$w(R) = 3 \frac{R^2}{R'^2}, \quad (38)$$

wobec tego, po wykonaniu rachunku, otrzymujemy

$$\frac{\bar{\eta}_1}{\eta_0} = 1 - \frac{\operatorname{arctg} \left(\frac{R'}{R_0}\right)^3}{\left(\frac{R'}{R_0}\right)^3}. \quad (39)$$

Z warunku, że $\bar{\eta}_1/\eta_0 = 1/2$, znajdujemy

$$R' = 1,327 R_0.$$

Względna wydajność η'_0/η_0 dla centrum bez wygaszaczy Jabloński oblicza na podstawie (35) w następujący sposób:

$$\frac{\eta'_0}{\eta_0} = \frac{1}{1 + R_0^6 \sum_{i=1}^N R_i^{-6}} = \frac{1}{1 + R_0^6 \frac{4\pi N}{V} \int_{R'}^{R''} \frac{R^2}{R^6} dR} \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{R''}{R_0}\right)^6 \cdot \nu}, \quad (40)$$

ponieważ promień sfery R'' objętości V roztworu jest bardzo wielki w porównaniu z R' ($R'' \gg R'$), a stężenie wygaszaczy w centrum jest dane przez

$$n = \frac{N}{V} = \frac{\nu}{\vartheta} = \frac{\nu \cdot \nu}{\frac{4}{3}\pi R'^3}.$$

Wzór (40) obliczony został przy założeniu, że rozkład N wygaszaczy poza obszarem centrum w objętości V roztworu jest jednakowy.

Jeżeli centrum należy do grupy $i \neq 0$ (i wygaszaczy w centrum), to $\bar{\eta}_i/\eta_0$ obliczamy kolejno, począwszy od $i = 1, 2, \dots$, itd., czyli

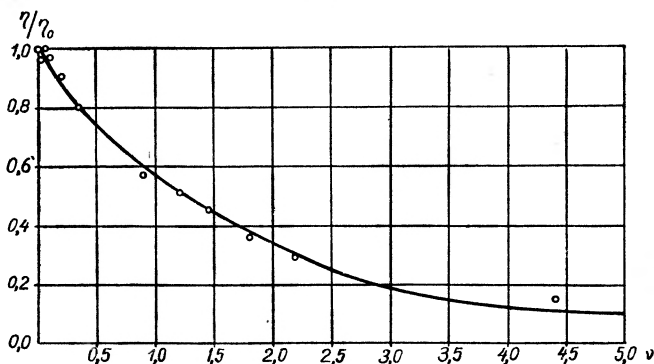
$$\frac{\bar{\eta}_i}{\eta_0} = \frac{\bar{\eta}_i}{\eta_{i-1}} \cdot \frac{\bar{\eta}_{i-1}}{\eta_0}. \quad (41)$$

Na podstawie (35)

$$\frac{\eta_i}{\eta_{i-1}} = \frac{1 + R_0^6 \sum_{l=1}^{i-1} R_l^{-6}}{1 + R \sum_{l=1}^i R_l^{-6}} = \frac{1}{1 + \eta_{i-1} \left(\frac{R_0}{R_i}\right)^6}. \quad (42)$$

Przyjmując znów, że

$$\frac{\eta_i}{\eta_{i-1}} = \frac{1}{1 + \bar{\eta}_{i-1} \left(\frac{R_0}{R_i}\right)^6} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\varrho_{i-1}}{R_i}\right)^6}, \quad (43)$$



Rys. 4. Względna wydajność luminescencji trypafławiny w metanolu wygaszanej przez rodaminę B w zależności od $\nu = nv$.

— krzywa teoretyczna,

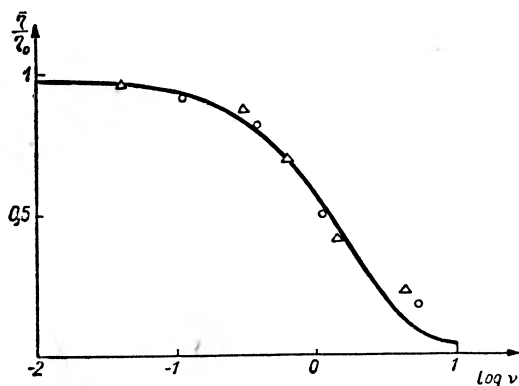
○ — punkty doświadczalne wzięte z pracy Förstera [59]

gdzie $\varrho_{i-1} = R_0 \bar{\eta}_{i-1}^{-6}$, średnia wartość (43) jest

$$\frac{\bar{\eta}_i}{\bar{\eta}_{i-1}} = \int_0^{R'} \frac{\eta_i}{\bar{\eta}_{i-1}} w(R) dR = 1 - \frac{\arctg \left(\frac{R'}{\varrho_{i-1}}\right)^3}{\left(\frac{R'}{\varrho_{i-1}}\right)^3}. \quad (44)$$

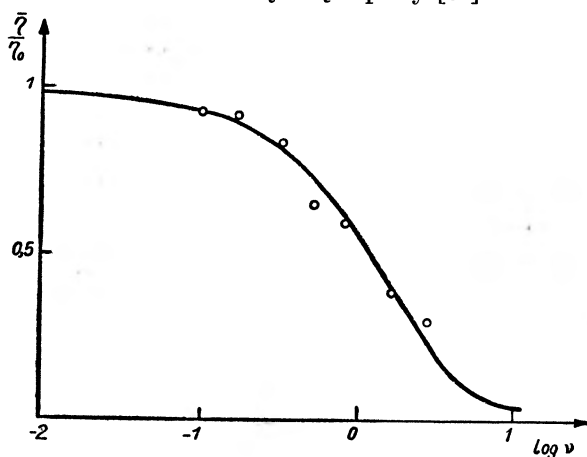
Względną średnią wydajność luminescencji całego roztworu zależną od ν (tj. stężenia wygaszaczy) można obliczyć na podstawie (25), obliczając uprzednio z (44) średnie wartości wydajności dla różnych i . Otrzymana w ten sposób krzywa teoretyczna bardzo dobrze zgadza się z danymi doświadczalnymi Förstera [59] (rys. 4), Bowena i Brocklehursta [61] oraz Pohoskiego i autora niniejszego artykułu [62] (rys. 5 i 6). W pracach [59] i [61] badano roztwory ciekłe, natomiast w [62] również roztwory sztywne, dla których powyższa teoria (jak i obliczenia w [60]) została właśnie zbudowana. Dla roztworów ciekłych, dla których średnie przesunięcie brownowskie w czasie τ jest dużo mniejsze od R_0 , omawiane wnioski można również stosować. W [62] wykazano, że stężenie substancji luminezującej, ani lepkość rozpuszczalnika nie mają większego wpływu na wartość promienia sfery czynnej R_0 , która dla fluoresceiny w etanolu, wygaszanej przez rodaminę B wynosiła 78 Å, a dla trypafławiny w etanolu wygaszanej przez rodaminę B — 56 Å. Wyniki te są

dość zgodne z obliczonymi ($R_0 \sim 50 \text{ \AA}$) na podstawie (33). Dla roztworu sztywnego (polimetakrylan metylu), w którym rozpuszczona była fluoresceina wygaszana przez rodaminę B, otrzymano $R_0 = 79 \text{ \AA}$.



Rys. 5. Względna wydajność fluorescencji fluoresceiny i tryptaflawiny w etanolu wygaszanej przez rodaminę B.

- — krzywa teoretyczna,
 ○ — punkty doświadczalne dla tryptaflawiny,
 △ — punkty doświadczalne dla fluoresceiny.
 Dane wzięte są z pracy [62]



Rys. 6. Względna wydajność fluorescencji fluoresceiny w polimetakrylanie metylu (pleksiglas) wygaszanej przez rodaminę B.

- — krzywa teoretyczna,
 ○ — punkty doświadczalne wzięte z pracy [62]

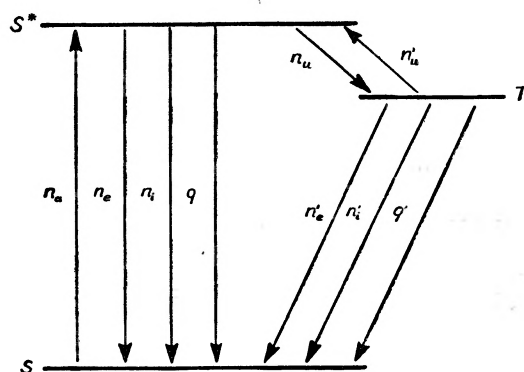
Według teoretycznych rozważań i doświadczeń Gałanina [53] krzywa wydajności luminescencji ze wzrostem stężenia wygaszaczy nie przebiega równoległe do krzywej malenia średniego czasu życia luminescencji.

Próby, mające na celu uwzględnienie ewentualnego wpływu na wydajność luminescencji dyfuzji wygaszaczy, zostały przedstawione w [63].

Należy też wspomnieć, że zastosowanie modelu warstwowego centrum luminescencji [25] do wygaszania przez migrację energii wzbudzenia znajdujemy w pracy Bojarskiego [64].

§ 6. Wygaszanie fosforescencji i migracja energii między stanami metatrwałymi

Wygaszanie fosforescencji, ze względu na poziom metatrwały [65—67], staje się zjawiskiem bardziej skomplikowanym niż wygaszanie fluorescencji: trzeba bowiem uwzględnić wygaszanie luminescencji na poziomie wzbudzonym S^* , jak również na poziomie metatrwałym T . Na każdym z tych poziomów wygaszanie może być różne, tzn. scharakteryzowane jest przez różne stałe wygaszania. Nie będziemy tutaj nic zakładać o samej naturze poziomów S^* i T , gdyż w naszych rozważaniach nie jest to konieczne, a^{co} do której istnieją



Rys. 7. Schemat poziomów energetycznych Jabłońskiego w drobinie.
 S — poziom podstawowy singletowy, S^* — poziom wzbudzony singletowy, T — poziom metatrwały trypletowy;

różne wersje (cytowana wyżej literatura). Również mechanizmowi procesu wewnętrznej konwersji do stanu metatrwałego, tzn. przejściu wymuszonemu z S^* do T , nie poświęcimy specjalnie wiele miejsca.

Jedno z ciekawszych zagadnień związanych z wygaszaniem fosforescencji, badanych teoretycznie i doświadczalnie przez Koizumi i Kato [68] — to podanie sposobu określenia, na jakim poziomie następuje wygaszanie i w jakim stopniu. Nie wdając się w szczegółowe rachunki, przytoczymy tylko ich końcowe wzory na początkowe natężenie i na naturalny czas świecenia τ fosforescencji:

$$J_p = J_{p0} e^{-\alpha t}, \quad (45)$$

gdzie

$$J_{p0} = \frac{n_u Q}{(n_e + n_i + n_u + q)(n'_e + n'_i + n'_u + q') - n_u n'_u} \left(n'_e + \frac{n'_u n_e}{n_e + n_i + n_u + q} \right) \quad (46)$$

i

$$\alpha = \frac{1}{\tau} = n'_e + n'_i + q' + \frac{n'_u(n_e + n_i + q)}{n_e + n_i + n_u + q}, \quad (47)$$

przy czym Q jest liczbą pochłoniętych fotonów, n — prawdopodobieństwo przejść z poziomu S^* (rys. 7): n_e — do stanu podstawowego z emisją światła, n_i — wygaszania wewnętrznego, q — wygaszania zewnętrznego (np. przez obecne substancje), n_u — przejście z S^* do T , n' — odpowiednie przejście z poziomu T . Koizumi i Kato rozpatrywali przypadki wynikające z (53) i (54):

1. Brak wygaszania zewnętrznego:

$$J_{p0}^0 = \frac{Q}{\alpha^{(0)}} \cdot \frac{n_u \{ n_e' (n_e + n_i + n_u) + n_e n_u' \}}{(n_e + n_i + n_u)^2}, \quad (48)$$

$$\alpha^{(0)} = n_e' + n_i' + \frac{n_u' (n_e + n_i)}{n_e + n_i + n_u}. \quad (49)$$

2. Wygaszanie tylko na poziomie T :

$$\alpha^{(q')} = \alpha^{(0)} + q', \quad (50)$$

$$J_{p0}^{(q')} = \frac{Q}{\alpha^{(q')}} \cdot \frac{n_u \{ n_e' (n_e + n_i + n_u) + n_e n_u' \}}{(n_e + n_i + n_u)^2} = J_{p0}^{(0)} \frac{\alpha^{(0)}}{\alpha^{(q')}}. \quad (51)$$

Widzimy, że w tym przypadku początkowe natężenie światła fosforescencji jest proporcjonalne do czasu życia τ .

3. Wygaszanie tylko na poziomie S^* :

$$\alpha^{(q)} = n_e' + n_i' + \frac{n_u' (n_e + n_i + q)}{(n_e + n_i + n_u + q)^2}, \quad (52)$$

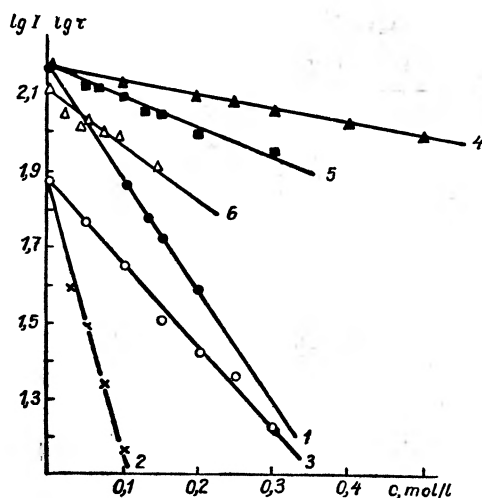
$$J_{p0}^{(q)} = \frac{Q}{\alpha^{(q)}} \cdot \frac{n_u \{ n_e' (n_e + n_i + n_u + q) + n_e n_u' \}}{(n_e + n_i + n_u + q)^2} = J_{p0}^{(0)} \frac{\alpha^{(0)}}{\alpha^{(q)}} \cdot \frac{(n_e + n_i + n_u)^2}{(n_e + n_i + n_u + q)^2} \cdot \frac{n_e' (n_e + n_i + n_u + q) + n_e n_u'}{n_e' (n_e + n_i + n_u) + n_e n_u'}. \quad (53)$$

W tym wypadku nie ma prostej zależności między J_{p0} i τ .

Wspomniani autorzy badali stężeniowe wygaszanie fosforescencji tryptaflawiny na bibule i wykazali, że proces wygaszania nie może zachodzić na poziomie T .

Natomiast wygaszaniem fluorescencji długotrwałej (przejście $T \rightarrow S$) przez obce substancje nie pochłaniające zajęła się Pankiejewa [69]. Autorka badała wygaszanie fluorescencji długotrwałej takich związków organicznych, jak fluoresceina i tryptaflawina w temperaturze ciekłego powietrza przez wygaszacze: NiSO_4 , $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$, MnCl_2 , $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2$. Wyniki doświadczalne wskazują, że zanik natężenia fluorescencji długotrwałej i czasu życia ze wzrostem stężenia drobin wygaszających przebiegają według prostego prawa wykładniczego (rys. 8). Pankiejewa wykazała również, iż zależność (51) nie jest w badanych przypadkach spełniona (rys. 9), co świadczyłoby o tym, że istnieje również wygaszanie na poziomie S^* , które jest kilkakrotnie mniejsze od wygaszania na poziomie T .

Wspomniane silne wygaszacze fosforescencji należą do substancji paramagnetycznych i wygaszają fluorescencję bardzo słabo. Inaczej wygląda sytuacja z jonami diamagnetycznymi (np. J^- , Br^- , Cl^-), które, zamiast wygaszania, powodują wzrost natężenia światła fluorescencji długotrwałej, tzn. zwiększają prawdopodobieństwo przejścia drobin z stanu S^* do stanu T . Wygaszanie zaś fluorescencji [długotrwałej] przez jony paramagnetyczne wiąże się

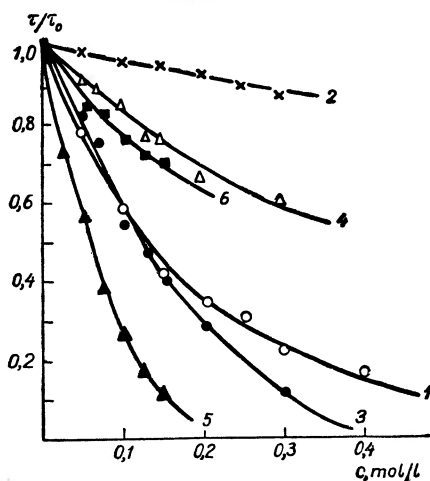


Rys. 8. Wygaszanie fluorescencji długotrwałej barwników przez paramagnetyczne substancje w zależności od stężenia wygaszaczy.

Zależność $\lg I$ od c : 1 — fluoresceina w kwasie mrówkowym, wygaszacz NiSO_4 , 2 — tryptofawina w kwasie octowym, wygaszacz $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$, 3 — tryptofawina w kwasie octowym, wygaszacz MnCl_2 .

Zależność $\lg \tau$ od c dla fluoresceiny w kwasie mrówkowym: 4 — wygaszacz NiSO_4 , 5 — $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2$, 6 — $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2$.

Dane wzięte są z pracy [69]



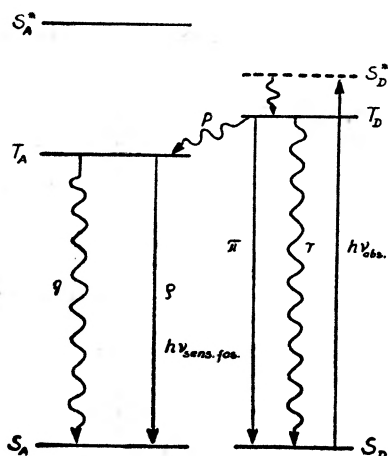
Rys. 9. Wygaszanie fluorescencji długotrwałej barwników przez substancje paramagnetyczne słabe elektrolity w zależności od stężenia wygaszaczy: tryptofawina w kwasie octowym, wygaszacz MnCl_2 ; 1 — $I/I_0(c)$, 2 — $\tau/\tau_0(c)$; fluoresceina w kwasie mrówkowym, wygaszacz NiSO_4 ; 3 — $I/I_0(c)$, 4 — $\tau/\tau_0(c)$; tryptofawina w etanolu, wygaszacz $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2$; 5 — $I/I_0(c)$, 6 — $\tau/\tau_0(c)$.

Dane wzięte są z pracy [69].

ze wzrostem, pod ich wpływem, prawdopodobieństwa przejścia bezpromienistego elektronu ze stanu metatrwałego do stanu podstawowego. Jeśli chodzi o mechanizm tego procesu, to według teoretycznych rozważań w [70] mamy tu

do czynienia z efektami wymiennymi oddziaływań wzbudzonej drobin z jonom paramagnetycznym, spowodowanym nałożeniem się zewnętrznych powłok elektronowych obu partnerów.

Migracja energii wzbudzenia między stanami metatrwałymi (tzw. sensybilizowana fosforescencja), jak wykazali Terenin i Jermołajew [71, 72], ma miejsce w zamrożonych roztworach i to od drobin znajdujących się w stanie metatrwałym trypletowym do nie wzbudzonych drobin innej substancji i przeniesienia ich do poziomu trypletowego. W rezultacie takiego procesu migracji akceptor emituje pasmo luminescencji. Do substancji, dla których obserwo-



Rys. 10. Wzajemne położenie poziomów energetycznych drobin akceptora (A) i donora (D), według [71, 72]. S — normalny poziom singletowy, S^* — wzbudzony poziom singletowy
 T — metatrwały poziom trypletowy

wano sensybilizowaną fosforescencję należą następujące donory energii: benzaldehyd, benzofenon, acetofenon, itp. i następujące akceptory energii: naftalen, dwufenyl, α -metylonaftalen, itp. Poglądowo zjawisko sensybilizowanej fosforescencji przedstawione jest na rys. 10, na którym pokazane są poziomy energetyczne drobin donorowej D i akceptorowej A , przy czym S_A oznacza podstawowy, S_A^* — wzbudzony, T_A — niższy trypletowy poziom elektronowy akceptora; podobne oznaczenia mamy dla donora po prawej stronie rysunku. Dalej: π i r — prawdopodobieństwa przejść z poziomu trypletowego drobin donorowej na poziom podstawowy z emisją i bez emisji luminescencji; q i q — odpowiednie prawdopodobieństwa przejścia z emisją i bez emisji luminescencji ze stanu trypletowego T do stanu podstawowego S_A . Prawdopodobieństwo bezpromienistej migracji energii $p(c_A)$ zależy od stężenia akceptora. Jeżeli spełnione są warunki stacjonarnego wzbudzenia, to stosunek natężeń luminescencji akceptora do donora daje

$$\frac{J_A}{J_D} = \frac{p(c_A) \cdot q}{\pi(q + q)} \quad (55)$$

Stosunek J_A/J_D nazwano względną wydajnością sensybilizowanej fosforescencji.

Jeżeli zachodzi migracja energii między D i A , to należałoby oczekiwać skrócenia czasu życia drobinę typu donorowego. Rozważania teoretyczne wykazały, że spełniona jest zależność

$$\frac{\tau_0 - \tau}{\tau} = \frac{p(c_A)}{r + \pi}; \quad (56)$$

gdzie τ_0 — czas życia luminescencji drobinę typu donorowego podczas nieobecności akceptora, τ — czas życia luminescencji podczas obecności drobin akceptorowych i przy istnieniu migracji z prawdopodobieństwem $p(c_A)$. Wyniki doświadczalne potwierdzają (56).

Trzeba od razu wspomnieć o pewnej różnicy, jaka istnieje między migracją energii wzbudzenia drobin fluoryzujących a sensybilizowaną fosforescencją. Otóż Terenin i Jermołajew [73] zwrócili uwagę na to, że podczas sensybilizowanej fosforescencji suma spinów układu donor-akceptor nie ulega zmianie. To prawo Wignera odróżnia nam powyższe dwa typy migracji energii.

W roku 1959 ukazała się praca [74], w której donoszono o nowej własności sensybilizowanej fosforescencji. Jermołajew, badając zależność prawdopodobieństwa P_{DA} migracji energii od mocy oscylatora tryplet-singletowego przejścia w drobinie akceptora, stwierdził, że P_{DA} nie zależy w niektórych przypadkach od mocy oscylatora akceptora. Wykazano to na szeregu substancji, takich jak naftalen, 1-chloro-, 1-bromo-, 1-jodonaftalen, które posiadają jednokowe widma luminescencji, natomiast bardzo różne czasy życia w stanie wzbudzonym T . Z wymienionej pracy wynika, że wygaszanie jest jednakowe przy stałym stężeniu badanych akceptorów i nie zależy od jego mocy oscylatora. W związku z tym Jermołajew przypuszcza, że mamy do czynienia z oddziaływaniem wymiennym donora z akceptorem. Jak wspomniano już we wstępie do rozdz. II, efekty wymienne były badane przez Dextera [50]. Dla tego typu oddziaływań autor otrzymał

$$P_{DA}(cx) \cong \left(\frac{2\pi}{\hbar}\right) Y e^{-2R/L} \int f_D(E) F_A(E) dE, \quad (57)$$

gdzie: Y — stała $\ll 1$, L — średni efektywny bohrowski promień wzbudzonej i nie wzbudzonej drobinę. Dla bardzo małych R , całka wymiany ze względu na wykładnicze malenie $P_{DA}(cx)$ dla rosnącego R daje większy wkład do prawdopodobieństwa migracji energii niż oddziaływanie dipolowo-dipolowe. Również $P_{DA}(cx)$ nie zależy od mocy oscylatora, na co zwrócono już wcześniej uwagę i co zdaje się potwierdzać wyniki Jermołajewa.

Jak wynika z [6, 75-80], stan metatrwały złożonych drobin organicznych odgrywa bardzo dużą rolę w wielu reakcjach fotochemicznych. W związku z tym przypuszcza się, że oddziaływanie wymienne zjawiska sensybilizowanej fosforescencji może mieć miejsce w procesach fotosyntezy u roślin, gdyż tam istnieją warunki do tego (stężenie chlorofilu wynosi około 0,1 mol/l), jak również we wspomnianych już procesach sensybilizacji barwnikami klisz fotograficznych oraz fotoprzewodnictwa półprzewodników.

Zakończenie

W niniejszym artykule opisano bardzo pobieżnie niektóre fizyczne teorie wygaszania luminescencji przez obce substancje. Nie wspomniano natomiast nic o technice doświadczeń przeprowadzanych przez różnych autorów. Inne zjawiska związane z wygaszaniem, np. problem polaryzacji luminescencji, zagadnienie gaśnięcia luminescencji oraz skrócenie czasu życia drobin w stanie wzbudzonym, były poruszane tylko marginesowo.

W optyce molekularnej, oprócz wygaszania luminescencji przez obce substancje, bada się również stężeniowe wygaszanie luminescencji, które stanowi osobny, bardzo ważny i jeszcze zupełnie nie rozwiązany problem. To zagadnienie również nie było przez nas rozpatrywane.

Literatura

- [1] P. Pringsheim, *Fluorescence and Phosphorescence*, New York-London, 1949.
- [2] P. Pringsheim, M. Vogel, *Luminescence*, New York, 1946.
- [3] W. L. Lewszin, *Fotoluminescencija židkich i twierdych wieszczestw*, Moskwa-Leningrad, 1951.
- [4] S. I. Wawiłow, *Mikrostruktura światła* PWN (Tłum. z ros.), Warszawa, 1953.
- [5] Th. Förster, *Lumineszenz organischer Verbindungen*, Göttingen, 1951.
- [6] A. N. Terenin, *Fotochimija krasitielaj*, AN SSSR, 1947.
- [7] F. Perrin, C. R. Acad. Sci. (Paris) **184**, 1121 (1927); J. Chim. phys. **25**, 531 (1928).
- [8] M. Privault, C. R. Acad. Sci. (Paris) **184**, 1120 (1927).
- [9] E. Baur, Z. physikal. Chem. **16**, 465 (1932).
- [10] J. Weiss, H. Fischgold, Z. physikal. Chem. **32**, 135 (1936).
- [11] J. Weiss, Trans. Faraday Soc. **35**, 48 (1939); **152**, 133 (1946).
- [12] A. Jabłoński, *O wpływie oddziaływań międzycząsteczkowych na zjawiska absorpcji i emisji światła*, Warszawa, 1934.
- [13] J. Eisenbrand, Z. physikal. Chem. **22**, 145 (1933).
- [14] W. J. Svirbely, N. G. Sharpless, J. Chem. Soc. **76**, 1404 (1954).
- [15] R. Epple, Th. Förster, Z. Electrochem. **58**, 783 (1954).
- [16] S. I. Wawiłow, Z. Phys. **50**, 52 (1928); Acta Phys. Polon. **5**, 417 (1936).
- [17] I. M. Frank, S. I. Wawiłow, Z. Phys. **69**, 100 (1931).
- [18] A. Jabłoński, Praca doktorska (1928) (prywatna informacja).
- [19] W. Swiesznikow, Acta physicochim. USSR **3**, 257 (1935).
- [20] M. Smoluchowski, Z. phys. Chem. **92**, 129 (1917).
- [21] A. Weller, Z. phys. Chem. **13**, 335 (1957).
- [22] M. Smoluchowski, Ann. Physik **48**, 1103 (1915).
- [23] S. Chandrasekhar, Rev. mod. Physics **15**, 1 (1943).
- [24] W. Swiesznikow, Dokl. Akad. Nauk SSSR **3**, 61 (1936).
- [25] A. Jabłoński, Acta Phys. Polon., **13**, 175 (1954).
- [26] J. Głowacki, *Wygaszanie fotoluminescencji roztworów przez obce substancje*, Gdańsk, 1960.
- [27] J. Głowacki, Acta Phys. Polon., **19**, 513 (1960).
- [28] A. Jabłoński, Acta Phys. Polon. **15**, 263 (1956).
- [29] M. Smoluchowski, Z. phys. chem. **92**, 129 (1917).
- [30] A. Jabłoński, Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III, **5**, 513 (1957).
- [31] M. Smoluchowski, *Boltzmann-Festschrift* 1904, pag. 626.
- [32] M. Smoluchowski, Bull. internat. Acad. Polon. Sci., 1057 (1907).

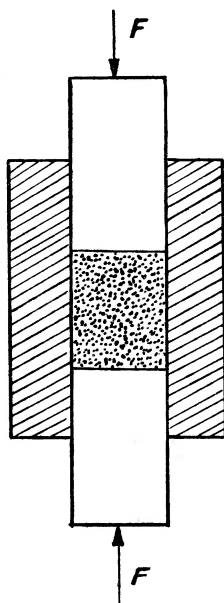
- [33] S. I. Wawilow i W. L. Lewszin, Z. Phys. **35**, 920 (1926).
- [34] F. Perrin, *La fluorescence des solutions, Thèse*, Paris (1929), pag. 97.
- [35] W. Swiesznikow, P. I. Kudriaszowa, Dokl. Akad. Nauk SSSR **115**, 894 (1957).
- [36] F. Perrin, J. Physique Radium **7**, 390 (1926); Comptes Rendus **180**, 581 (1925); **182**, 928 (1926); Ann. de phys. **12**, 169 (1929).
- [37] W. L. Lewszin, Z. Phys. **26**, 274 (1924).
- [38] A. Kawski, Postępy Fizyki **12**, 443 (1961).
- [39] M. D. Gałanin, Trudy Inst. Fiziki AN SSSR **5**, 341 (1950).
- [40] W. Hanle, A. Sezarmann, Z. Naturforsch. **7a**, 635 (1952).
- [41] A. Schmillen, Z. Phys. **135**, 294 (1953).
- [42] E. A. Bailey, G. K. Rollefson, J. Chem. Phys. **21**, 1315 (1953).
- [43] C. F. Ravillions, R. T. Farrar, S. F. Liebson, J. Opt. Soc. America, **44**, 238 (1954).
- [44] J. W. Birks, W. A. Little, Proc. Phys. Soc. A **66**, 921 (1953).
- [45] R. Bauer, M. Rozwadowski, Postępy Fizyki **11**, 379 (1960).
- [46] J. Perrin, 2-me Conseil de chimie Solvay, 1925, pag. 322; Comptes Rendus **154**, 1097 (1927); **189**, 1219 (1929); Acta Phys. Polon. **5**, 319 (1936).
- [47] J. Perrin, M-lle Choucroun, Comptes Rendus **183**, 329 (1928).
- [48] F. Perrin, Ann. de physique **12**, 196 (1929); **17**, 283 (1932).
- [49] Th. Förster, Ann. Phys. (Leipzig) **2**, 55 (1948).
- [50] D. L. Dexter, J. Chem. Phys. **21**, 836 (1953).
- [51] M. D. Gałanin, I. M. Frank, Żurnał eksp. i teoret. fiziki, **21**, 114 (1951).
- [52] M. D. Gałanin, L. W. Lewszin, Żurnał eksp. i teoret. fiziki, **21**, 121 (1951).
- [53] M. D. Gałanin, Żurnał eksp. i teoret. fiziki **21**, 126 (1951); **28**, 485 (1955).
- [54] M. D. Gałanin, Prace Inst. Fizyki AN ZSRR, 1955.
- [55] W. E. Hellera, A. Marcus, Phys. Rev. **48**, 809 (1951).
- [56] Th. Förster, Z. Electrochem. **53**, 93 (1949).
- [57] A. Gołębiewski, A. Witkowski, Roczniki Chem. **33**, 1443 (1959).
- [58] F. Perrin, Comptes Rendus **178**, 1978 (1924).
- [59] Th. Förster, Z. Naturforsch. **4a**, 321 (1949).
- [60] A. Jabłoński, Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III, **6**, 663 (1958).
- [61] E. J. Bowen, B. Brocklehurst, Trans. Faraday Soc. **49**, 1131 (1953).
- [62] J. Głowacki, R. Pohoski, Bull. Acad. Polon. Sci. **7**, 301 (1959).
- [63] J. A. Kurskij, A. S. Seliwanienko, Opt. i Spekt. **8**, 643 (1960).
- [64] Cz. Bojarski, Acta Phys. Polon. **19**, 631 (1960).
- [65] A. Jabłoński, Nature **131**, 839 (1933); Z. Phys. **94**, 38 (1935); Bull. Acad. Polon. Sci. Cl. III, **6**, 589 (1958).
- [66] J. Franck, R. Livingstone, J. Chem. Phys. **9**, 184 (1941).
- [67] G. N. Lewis, M. Kasha, J. Am. Chem. Soc. **66**, 2100 (1944).
- [68] M. Koizumi, S. Kato, J. Chem. Phys. **21**, 2088 (1953).
- [69] A. E. Pankiejewa, Izw. AN ZSRR **23**, 112 (1959).
- [70] G. J. Hoijtink, Mol. Phys. **3**, 67 (1960).
- [71] A. N. Terenin, W. L. Jermołajew, Dokl. Akad. Nauk SSSR **85**, 547 (1952); Trans. Faraday Soc. **52**, 1042 (1956).
- [72] W. L. Jermołajew, Izw. AN SSSR **20**, 514 (1956).
- [73] A. N. Terenin, W. L. Jermołajew, Usp. Fiz. Nauk. **58**, 37 (1956).
- [74] W. L. Jermołajew, Opt. i Spekt. **6**, 642 (1959).
- [75] G. Oster, A. H. Adelman, J. Amer. Chem. Soc. **78**, 313 (1956).
- [76] A. N. Terenin, *Fotochimija chlorofila i fotosintez, VI. Bachowskijsze cztienija*, 1955.
- [77] J. Franck, Proc. Nat. Acad. Sci. USA **44**, 941 (1958).
- [78] V. Zanker, E. Miethke, Z. Naturforsch. **12a**, 385 (1957); Z. phys. Chem., **12**, 1 (1957).
- [79] M. Imamura, J. of Institute of Polytechnics, Japan, **31**, 62 (1958).
- [80] V. Zanker, W. Peter, Z. phys. Chem. **26**, 159 (1960).

Jan Przedmojski

Katedra Fizyki Ogólnej B
Politechnika Warszawska

Rentgenowskie komory ciśnieniowe

Spośród metod pozwalających wykrywać przemiany polimorficzne ciał najpewniejsza jest metoda rentgenowska. W szczególności jednoznaczną odpowiedź na pytanie, czy następuje przemiana polimorficzna, czy mamy do



Rys. 1.

czynienia z wewnętrznymi przejściami w atomach, co jednakowo przedstawia się w postaci nieciągłości na wykresach $V-P$, (V — objętość, P — ciśnienie) mogą dać tylko odpowiednie rentgenogramy.

W tym celu trzeba używać odpowiednich komór ciśnieniowych, w których badane ciało znajduje się pod ciśnieniem. Badania te zapoczątkowane zostały przez W. Cohna [1].

Komory ciśnieniowe podzielić można na trzy grupy:

1) komory gazowe, w których ciało badane poddane jest hydrostatycznemu ciśnieniu gazu,

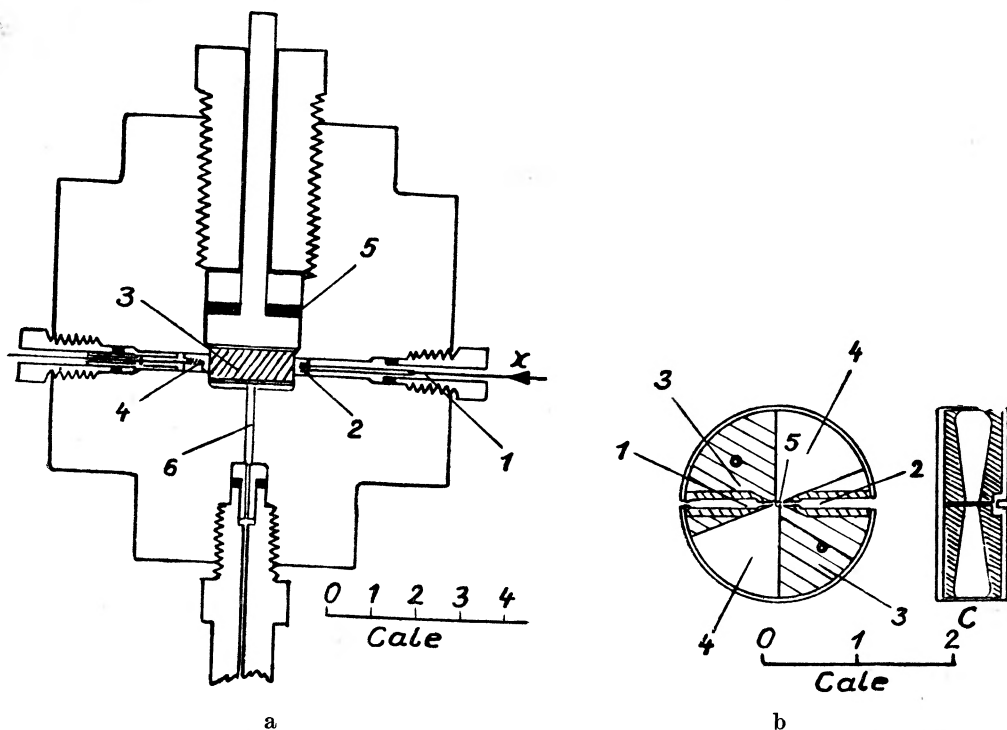
2) komory cieczowe, w których ciśnienie na ciało badane wywierane jest za pośrednictwem cieczy,

3) komory, w których ciśnienie tłoka przenoszone jest bez pośrednictwa gazu i cieczy, np. za pomocą ciała stałego, litu, parafiny, jak pokazane jest na rys. 1. Jednakże w tym przypadku ciśnienie jest tylko quasi-hydrostatyczne.

Podział ten uzasadniony jest również wielkością otrzymywanego ciśnienia. W komorach gazowych osiągnąć ciśnienia są stosunkowo niewielkie. Komory cieczowe pozwalają osiągać wyższe ciśnienia, ale przy ciśnieniach powyżej $15\ 000\ \text{kg/cm}^2$ ciecz „zamraża” się. Wysokie ciśnienia wytwarza się najwygodniej stosując ciała stałe do przenoszenia ciśnienia na próbkę.

I. Komory gazowe

Rentgenowską komorę gazową pierwszy skonstruował R. Jacobs [2]. Przekroje pionowe i poziome aparatury i komory rentgenowskiej pokazane są na rysunku 2a i 2b. Promienie X kolimowane przez wąski kanał 1 wchodziły przez płytkę berylową 2 do kolimatora komory rentgenowskiej Debye'a—Scherrera



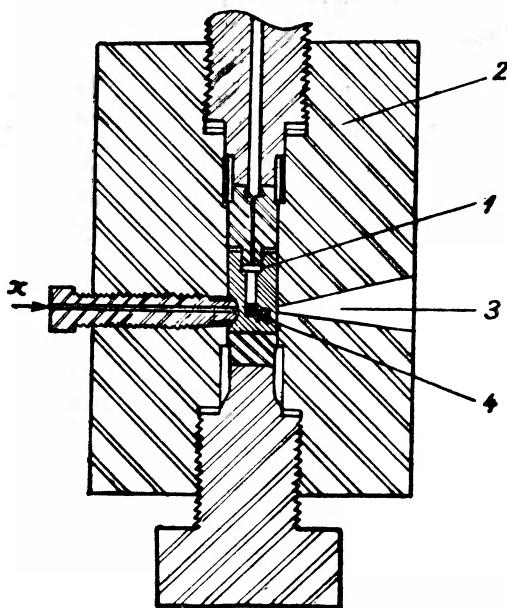
Rys. 2a. Przekrój rentgenowskiej aparatury ciśnieniowej. 1 — wejście promieni X , 2 — okienko berylowe, 3 — ciśnieniowa komora Debye'a—Scherrera, 4 — cewka oporowa do pomiaru ciśnienia, 5 — uszczelka, 6 — doprowadzenie helu pod wysokim ciśnieniem do komory rentgenowskiej

Rys. 2b. Przekroje rentgenowskiej komory Debye'a—Scherrera. 1 — kolimator, 2 — chwytacz, 3 — bloki stalowe zmniejszające pojemność komory, 4 — ułożenie kliszy rentgenowskiej, 5 — preparat badany

tera 3. Hel pod ciśnieniem do 5000 kg/cm^2 doprowadzony był z kompresora do komory rentgenowskiej. Użyto helu o dużej czystości, aby zapobiec osłabieniu wiązki rentgenowskiej. W absolutnie czystym helu pod ciśnieniem 5000 kg/cm^2 na drodze 5 cm następuje osłabienie wiązki o 50%. Komora średnicy 5 cm miała specjalną konstrukcję, aby pojemność jej była jak najmniejsza ze względu na bezpieczeństwo i zużycie helu. Klisza rentgenowska poddana była również ciśnieniu, lecz jego wpływ na czułość emulsji i rozciąganie jest niewielki. Komory gazowe nie są dziś stosowane, ponieważ mają dużo wad, mimo że otrzymywane rentgenogramy są względnie dobre. Główną wadą jest stosunkowo niewielkie osiągalne ciśnienie, duże trudności z uszczelnieniem komory oraz niebezpieczeństwo w wypadku awarii.

II. Komory cieczowe

Obecnie stosowane komory cieczowe składają się z berylowego cylindra, wewnątrz którego znajduje się badane ciało pod ciśnieniem. Klisza umieszczona jest na zewnątrz cylindra. Pierwsza komora tego typu skonstruowana przez



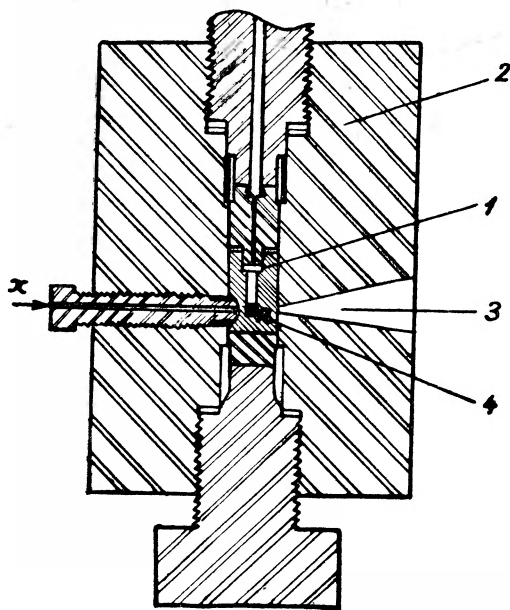
Rys. 3. Przekrój rentgenowskiej komory ciśnieniowej z berylowym cylindrem.
1 — berylowy cylinder, 2 — stalowa obudowa, 3 — wycięcie w stalowej obudowie do przepuszczenia promieni ugiętych, 4 — preparat

A. Lawsona [3] jest pokazana na rysunku 3. Berylowy cylinder 1 wpraszony jest w stalową obudowę 2 wzmacniającą wytrzymałość naczynia berylowego. W stalowym korpusie zrobione jest wycięcie 3, przez które promienie ugięte padają na półkolistą kasetę z kliszą rentgenowską (nie narysowaną na

tera 3. Hel pod ciśnieniem do 5000 kG/cm^2 doprowadzony był z kompresora do komory rentgenowskiej. Użyto helu o dużej czystości, aby zapobiec osłabieniu wiązki rentgenowskiej. W absolutnie czystym helu pod ciśnieniem 5000 kG/cm^2 na drodze 5 cm następuje osłabienie wiązki o 50%. Komora średnicy 5 cm miała specjalną konstrukcję, aby pojemność jej była jak najmniejsza ze względu na bezpieczeństwo i zużycie helu. Klisza rentgenowska poddana była również ciśnieniu, lecz jego wpływ na czułość emulsji i rozciąganie jest niewielki. Komory gazowe nie są dziś stosowane, ponieważ mają dużo wad, mimo że otrzymywane rentgenogramy są względnie dobre. Główną wadą jest stosunkowo niewielkie osiągalne ciśnienie, duże trudności z uszczelnieniem komory oraz niebezpieczeństwo w wypadku awarii.

II. Komory cieczowe

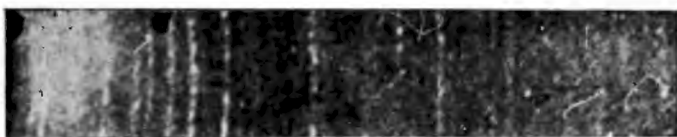
Obecnie stosowane komory cieczowe składają się z berylowego cylindra, wewnątrz którego znajduje się badane ciało pod ciśnieniem. Klisza umieszczona jest na zewnątrz cylindra. Pierwsza komora tego typu skonstruowana przez



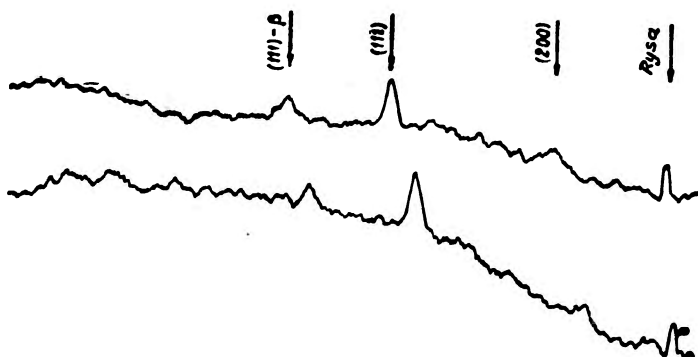
Rys. 3. Przekrój rentgenowskiej komory ciśnieniowej z berylowym cylindrem.
1 — berylowy cylinder, 2 — stalowa obudowa, 3 — wycięcie w stalowej obudowie do przepuszczenia promieni ugiętych, 4 — preparat

A. Lawsona [3] jest pokazana na rysunku 3. Berylowy cylinder 1 wprasowany jest w stalową obudowę 2 wzmacniającą wytrzymałość naczynia berylowego. W stalowym korpusie zrobione jest wycięcie 3, przez które promienie ugięte padają na półkolistą kasetę z kliszą rentgenowską (nie narysowaną na

rysunku). W komorze tej otrzymano ciśnienie do 15 000 kG/cm². Ciśnieniowe naczynia berylowe mają swoje wady: beryl daje silne tło, wymagany jest beryl monokrystaliczny, i nie otrzymuje się ugięć pod dużymi kątami. Na rysunku 4a i 4b przedstawiony jest rentgenogram otrzymany w komorze gazowej [2] i mikrofotogram rentgenogramu otrzymanego w komorze cieczowej z naczyniem berylowym [4]. Współczesne rentgenowskie komory ciśnieniowe odznaczają się dużą precyzją wykonania i prostotą w użyciu. Cechy te dobrze obrazuje rentgenowska komora ciśnieniowa do badań monokryształów [5]. Komora do monokryształów musi mieć większe wycięcie w stalowym korpusie wzmacnia-



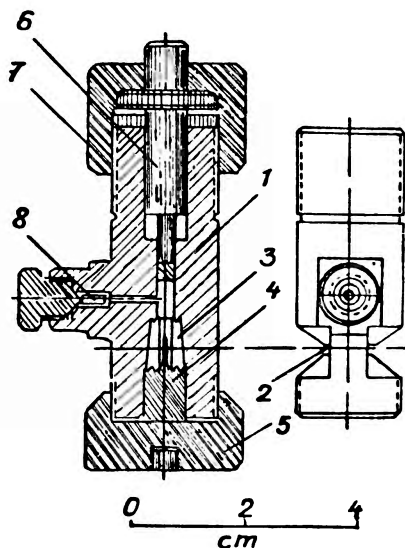
Rys. 4a



Rys. 4b

jącym, aby na rentgenogramie można było zarejestrować przynajmniej 1 lub 2 warstwy. Dlatego uzyskiwane ciśnienia w tych komorach nie przekraczają ok. 7000 KG/cm². Na rys. 5 pokazany jest schematyczny rysunek komory, jej naturalna wielkość wynosi ok. 7 cm. Komora składa się ze stalowego korpusu 1 z wycięciem bocznym 2 wysokości 3 mm dla wyjścia promieni ugiętych, w który wprasowane jest stożkowe berylowe naczynie ciśnieniowe 3. Od dołu naczynie berylowe uszczelnione jest wpasowanym walcem 4, opierającym się na przykręconej od spodu korpusu stalowego przykrywie dolnej 5. Ciśnienie w cieczy (benzynie) wytworzone jest za pomocą stalowego tłoka 6 pod zwykłą ręczną prasą hydrauliczną (nacisk ok. 500 KG), a położenie tłoka utrzymane jest potem przez dokręcenie pierścienia 7. Następnie całą komorę ciśnieniową wstawia się w komorę rentgenowską na aparacie rentgenowskim. Przy dobrym uszczelnieniu ciśnienie utrzymuje się ok. 2 doby. Pomiar ciśnienia dokonuje się manganinową cewką oporową 8. Otrzymane w tej komorze pod ciśnieniem 4000 kG/cm²

zdjęcie NaCl mimo silnego tła i pierścieni Debye'a—Scherrera od naczynia berylowego, ma wyraźnie zaznaczone warstwy i, jak sądzą autorzy, możliwa jest również analiza intensywności refleksów.

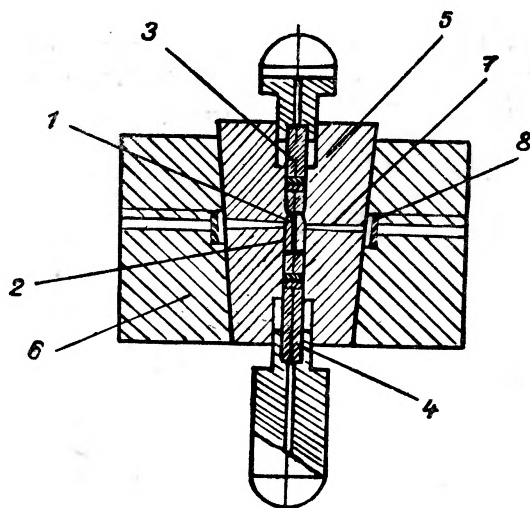


Rys. 5. Przekrój rentgenowskiej komory ciśnieniowej do badań monokryształów

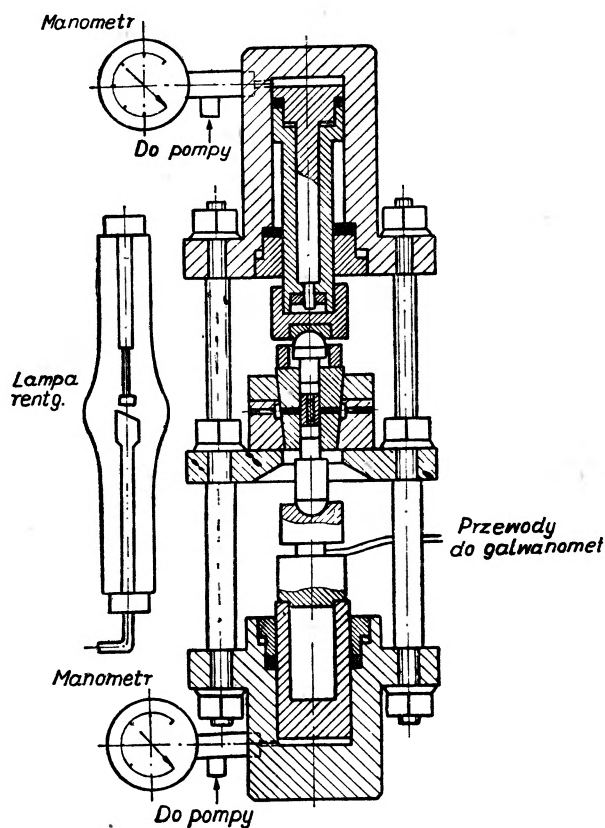
III. Komory na ciało stałe

W ostatnich latach osiągnięto dalszy postęp, jeśli chodzi o zwiększenie ciśnienia [6], [7]. L. Wereszczagin [7] uzyskał ciśnienie do 30 000 KG/cm². Zostało to osiągnięte dzięki odpowiedniemu stożkowemu (nie walcowemu, jak w przypadku A. Lawsona) ukształtowaniu naczynia berylowego i jego wzmocnieniu stalowymi elementami także stożkowego kształtu. Szczelina do wnikania pierwotnego promieniowania, jak i wychodzenia promieni ugiętych zmniejszona została do minimum. Na rysunku 6 przedstawiona jest komora wysokociśnieniowa, a na rys. 7 cała aparatura wraz z lampą rentgenowską. L. Wereszczagin użył litu do przenoszenia ciśnienia na próbkę. Użycie ciała stałego do przenoszenia ciśnienia zmniejsza wymagania co do uszczelnień aparatury wysokociśnieniowej.

Dotychczasowe rentgenowskie komory ciśnieniowe odznaczają się stosunkowo małą dokładnością pomiarów, ograniczoną małymi kątami ugięcia i licznymi refleksami. Związane jest z tym ograniczone zastosowanie tych komór tylko do układów o dużej symetrii. Zastosowanie diamentu zamiast berylu pozwala na osiąganie dużych ciśnień, do 40 000 kG/cm² [6], [8], jednakże postęp w uzyskaniu dokładniejszych pomiarów nawet przy zastosowaniu dyfraktometru jest niewielki.



Rys. 6. Przekrój rentgenowskiej komory ciśnieniowej na wysokie ciśnienia.
 1 — preparat, 2 — stożkowe naczynie berylowe, 3 i 4 — tłoki stalowe, 5 i 6 — stalowe pierścienie wzmacniające naczynie berylowe, 7 — szczelina do przepuszczenia wiązki pierwotnej i do wyjścia promieni ugiętych, 8 — kasetta z kliszą rentgenowską



Rys. 7. Rentgenowska aparatura wysokociśnieniowa

Literatura

- [1] W. Cohn, Proc. Amer. Phys. Soc., **63** (1933).
- [2] R. B. Jacobs, Phys. Rev., **54**, 325 (1938).
- [3] A. W. Lawson, N. A. Riley, Rev. sci. Instrum., **20**, 763 (1949).
- [4] W. W. Jewdokimowa, A. F. Wierieszczagin, Fiz. twierd. Tiała, **2**, 1701 (1960).
- [5] A. F. Wierieszczagin, S. S. Kabalkina, W. W. Jewdokimowa, Pribory i Tech. Eksper., **3**, 90 (1958).
- [6] A. W. Lawson, Ting-Yuan Tand, Rev. sci. Instrum., **21**, 815 (1950).
- [7] A. F. Wierieszczagin I. W. Brandt, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **108**, 423 (1956).
- [8] J. C. Jamieson, J. Geology, **65**, 334 (1957).

Ludwik Kowalski

Katedra Radiologii
Politechniki Warszawskiej

Pierre Radvanyi

Laboratorium Fizyki Jądrowej
Orsay

Półprzewodnikowe złącza zaporowe jako detektory promieniowań jądrowych

1. Wstęp

W ciągu ostatnich lat do zakresu środków detekcyjnych fizyki jądrowej weszły specjalnie przygotowane diody półprzewodnikowe, które w pewnych wypadkach skutecznie zastępują impulsowe komory jonizacyjne oraz liczniki proporcjonalne i scyntylicyjne, przy czym wiąże się to z ich cennymi parametrami technicznymi, z małymi wymiarami, a także z prostotą eksploatacji i względnie niską ceną.

W roku 1960 odbyły się trzy konferencje [1, 2, 3], na których omawiano różne możliwości zastosowania tych nowych detektorów.

Celem tego artykułu jest przegląd bibliografii dotyczącej półprzewodnikowych detektorów zaporowych [4] oraz pobieżny opis zasady ich działania z podaniem głównych charakterystyk i możliwości zastosowań. (Patrz też prace przeglądowe [5, 6, 7, 8, 9]).

Detektory zaporowe stanowią uwieńczenie wielu prób wykorzystania ośrodka stałego do detekcji promieniowań jonizacyjnych [10, 11, 12, 13, 14, 15]. Istotnym nowym elementem jest tu tzw. warstwa zaporowa, tworząca się na granicy styku półprzewodników typu n i p , gdzie panuje silne pole elektryczne. Ładunki wytworzone przez cząstkę naładowaną w tej cienkiej warstwie zaporowej są wyciągane z bardzo dużą szybkością ($\approx 10^7$ cm/sek) w stronę elektrod półprzewodnikowych, na których indukowane są impulsy napięciowe o amplitudzie proporcjonalnej do energii straconej przez cząstkę badaną w warstwie zaporowej.

McKay [16] pierwszy zastosował złącze $n-p$ do detekcji cząstek alfa, używając do tego celu punktowej diody germanowej spolaryzowanej w kierunku zaporowym. W roku 1951 opisuje on detektor będący diodą płaską [17]. W tym samym czasie badaniem detektorów zaporowych zajmował się Orman ze współpracownikami [18, 19]. Mayer i Gossik zrealizowali złącze $n-p$,

znajdujące się tuż pod powierzchnią germanu, używając go do pomiaru energii cząstek alfa [20].

Badaniem germanowych detektorów cząstek alfa i analizą mechanizmu ich pracy zajmowali się Airpetians i Rywkin [21, 22, 23]. Wykazali oni, że w bardzo niskich temperaturach stosunek sygnału do szumu (a więc i zdolność rozdzielcza) jest znacznie większy [24], a także zbudowali prosty diodowy czujnik promieni gamma [25]. Davis [27] zastąpił w złączu german przez krzem, uzyskując przez to znacznie niższy poziom szumów. Walter wraz z współpracownikami [28, 29] pracując ze złączem germanowym przy temperaturach poniżej 77°K uzyskali dla cząstek alfa zdolność rozdzielczą 4%, a także rejestrowali fragmenty podziału¹. Koch wraz z współpracownikami [30, 31] badała różne typy detektorów diodowych, potwierdzając między innymi możliwość powielania ładunku [32]. Uzyskana przez nich zdolność rozdzielcza w najlepszym wypadku wynosiła 4%. Autorzy opisują dawkomierz promieni gamma zbudowany na półprzewodniku As-Ga, a także zaporowy detektor neutronów, odznaczający się czułością $5 \cdot 10^{-6} \text{ imp/n/cm}^2 \text{ sek}$. McKenzie i Bromley [33, 34, 35], wykorzystując złącze germanowe w temperaturze ciekłego helu badali reakcje $\text{F}^{19}(p, \alpha)\text{O}^{16}$, uzyskali dla cząstek alfa zdolność rozdzielczą 2,7%.

W roku 1959 do opracowania technologii wytwarzania nowych detektorów przystępują grupy badawcze dużych laboratoriów: Oak Ridge National Laboratory, Chalk River, California Institute of Technology, AERE Harwell, RCA-Montreal, Hughs Aircraft oraz Bell Telephone Laboratory [36, 37, 38, 39, 40].

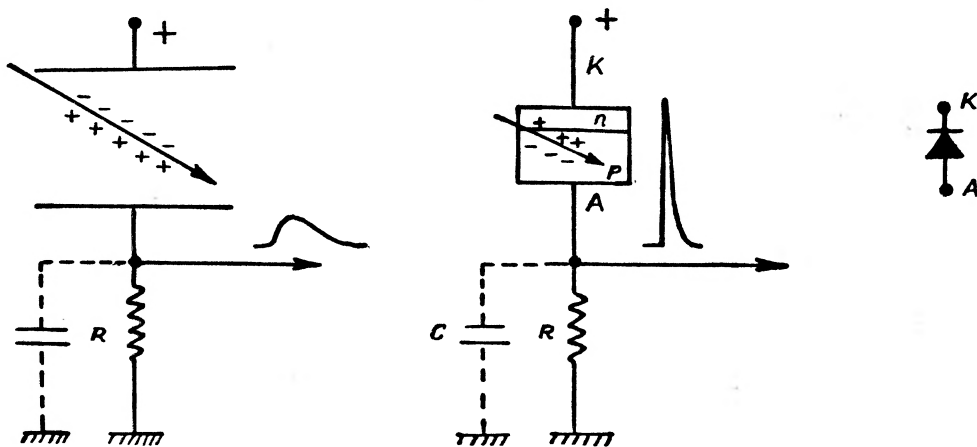
Obecnie krzemowe detektory zaporowe są produkowane w skali przemysłowej i ich parametry są znacznie lepsze od tych, które były cytowane w przeglądzie historycznym. We Francji wytwarzaniem złączy detekcyjnych zajmują się firmy: LTT, CSF, Radiotechnique CFTH i inni.

2. Zasada działania

Detektory zaporowe są odpowiednikiem impulsowych komór jonizacyjnych (rys. 1); przy czym ośrodek gazowy został tu zastąpiony przez półprzewodnikowe złącze n - p . Cząstka naładowana przechodząc przez półprzewodnik przerzuca elektrony poprzez pasmo wzbronione do pasma przewodnictwa. Ten proces tworzenia elektrono-dziurowych par jest odpowiednikiem jonizacji atomów w detektorach gazowych. Bezpośrednie pomiary wykazują [32, 29, 41, 42], że dla krzemu średnia energia $\bar{\epsilon}$ zużyta na wytworzenie jednej pary ładunków, wynosi 3,5 eV. Tego samego rzędu jest też odpowiednia wartość $\bar{\epsilon}$ dla germanu [32, 42, 43, 17, 37, 44, 61]. Doświadczenie wykazuje, że $\bar{\epsilon}$ dla danego ośrodka pozostaje praktycznie stałe w bardzo szerokim zakresie energii, mas i ładunków cząstek bombardujących [6]. Teoretycznym obliczaniem tej średniej energii $\bar{\epsilon}$ zajmował się ostatnio Shockley [45], znajdując wartość zbliżoną do doświadczalnej.

¹ Przez zdolność rozdzielczą rozumiana tu jest połówkowa szerokość prążka, odpowiadającego cząstkom monoenergetycznym, wyrażona w procentach całkowitej energii tych cząstek.

Zauważmy, że w detektorach półprzewodnikowych na wytworzenie jednej pary ładunków potrzebna jest energia około dziesięciokrotnie mniejsza aniżeli w wypadku gazów. W związku z tym amplitudy impulsów elektrycznych odpowiadające cząstkom o żądanej energii będą w wypadku ośrodka półprzewodnikowego dziesięciokrotnie większe, zaś fluktuacje statystyczne amplitud $\approx \sqrt{10}$ -krotnie mniejsze. Ruchliwość ładunków w ośrodku półprzewodnikowym jest większa aniżeli w gazach i dlatego czasy trwania impulsów wyjściowych mogą



Rys. 1. Schematyczne porównanie gazowej komory jonizacyjnej i złącza zaporowego przy pracy impulsowej

tam być bardzo krótkie. Również z punktu widzenia wymiarów detektory półprzewodnikowe są znacznie wygodniejsze od gazowych. Np. dla pochłonięcia cząstki alfa o energii 5,30 MeV wystarczy grubość germanu $12,3 \mu$, podczas gdy dla powietrza w warunkach normalnych zasięg cząstek alfa o tej energii wynosi 3,9 cm. Cząstka naładowana o energii T będąc pochłonięta przez ośrodek detekcyjny tworzy na swej drodze T/C par ładunków elementarnych. Ładunki każdego ze znaków poruszając się w jednorodnym polu elektrycznym E indukują w obwodzie prąd i :

$$i = \frac{e\mu V}{X^2}. \quad (1)$$

We wzorze tym [47] e — to ładunek elementarny, μ — ruchliwość ładunku odpowiedniego znaku, V — napięcie przyłożone, zaś X — to odległość elektrod. Prąd i płynie w ciągu czasu t rozładowując kondensator (czas narastania impulsu wyjściowego)

$$t = \frac{X}{\mu E}. \quad (2)$$

W przeciwieństwie do detektorów gazowych ruchliwość elektronów μ_n i dodatnich dziur μ_p są tego samego rzędu i w temperaturze pokojowej dla krzemu wynoszą one odpowiednio 1200 i 500 $\text{cm}^2/\text{V sek}$ [46, 49, 50]. Dla germanu μ_n

i μ_p są większe [49, 50]. Tak więc składowe prądu elektronowego i dziurowego mają ten sam rząd wielkości i porównywalne czasy przepływu. Właśnie ten fakt określa cenną cechę specyficzną dwuelektrodowych detektorów półprzewodnikowych — praktyczną niezależność amplitudy impulsu wyjściowego od położenia śladu cząstki jonizacyjnej względem elektrod. Przypomnijmy, że w wypadku gazów elektroujemnych μ_n i μ_p różnią się przeszło 100-krotnie i dla uzyskania jednoznacznej zależności amplitudy impulsu od energii cząstek badanych wprowadza się dodatkową elektrodę, zwaną siatką [51]. Dla cząstki alfa o energii 7,2 MeV pochłoniętej w krzemie otrzymamy $2 \cdot 10^6$ par nośników prądu co odpowiada ładunkowi $Q = 3,2 \cdot 10^{-13}$ C. Jeżeli pojemność detektora wraz z pojemnością wejściową wzmacniacza (rys. 1) wynosi $C = 32$ pF, to przy niezbyt małym oporze zbierającym R uzyskamy impuls napięciowy $U = Q/C = 10$ mV. Gdy grubość warstwy detekcyjnej $X = 0,01$ cm (100 μ) i gdy przyłożone do niej jest napięcie $V = 100$ V ($E = 10^4$ V/cm), to czas narastania impulsu wyjściowego będzie $t \sim 10^{-9}$ sek, co jest przeszło 100-krotnie mniej aniżeli w komorach gazowych.

$$i_{sr} \sim Q/t = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ A} = 320 \text{ } \mu\text{A} .$$

Nie należy jednak zapominać, że swobodnemu ruchowi ładunków w objętości międzyelektrodowej mogą się przeciwstawiać rekombinacje ich na pułapkach wszelkiego rodzaju [52], a także rekombinacja ładunków różnych znaków w kolumnie jonizacyjnej stanowiącej ślad cząstki naładowanej w półprzewodniku. Gęstość objętościowa ładunku w kolumnie jonizacyjnej (mikroplazmie) wynosi $\approx 10^{16}$ par ładunków na cm^3 [47]. Pułapki określają tzw. średni czas życia swobodnych nośników w półprzewodniku τ , który może być określony z wzoru

$$\tau = \frac{1}{N\sigma v}$$

gdzie: N — to koncentracja odpowiednich pułapek,

σ — przekrój czynny współdziałania nośników z pułapkami,

v — prędkość cieplna nośników odpowiadająca temperaturze pracy detektora.

W dostatecznie czystych (wysokoomowych) kryształach Si lub Ge, τ jest znacznie większy od 10^{-6} sek. Po to, aby rekombinacja nie zdażyła nastąpić, musi być spełniony warunek: $\tau \gg t$. Skracanie czasu t poprzez stosowanie silnych pól E (wzór 2) będzie mało skuteczne, albowiem przy $E > 10^4$ V/cm następuje zmniejszanie się wartości μ [53, 49]. Poza tym przebicia i wyładowania w złączu określają praktyczną granicę stosowanych napięć. Wydłużanie τ ograniczone jest trudnościami technologicznymi związanymi z otrzymywaniem bardzo czystych półprzewodników (małe N). Jakość materiału półprzewodnikowego bywa często określana przez jego opór właściwy ρ , który związany jest z koncentracją domieszek N wzorem

$$\rho = \frac{1}{Ne\mu} . \quad (3)$$

W przypadku dobrego półprzewodnika typu n koncentracja domieszek donorowych może wynosić $10^{18}/\text{cm}^3$, co daje $\rho_n = 520 \Omega \cdot \text{cm}$. Przy starannym przygotowaniu kryształów krzemu typu p udaje się uzyskać $\rho_p = 20\,000 \Omega \cdot \text{cm}$ [54, 55], co odpowiada $N_p \approx 5 \cdot 10^{11}/\text{cm}^3$. Często przy realizacji detektora następuje znaczne obniżenie się ρ wywołane niezbędnymi operacjami technologicznymi, jakim musi być poddany kryształ [38].

Jak już wspominaliśmy, proste zastąpienie ośrodka gazowego przez półprzewodnik jednorodny jest niemożliwe, albowiem przez ośrodek półprzewodnikowy płynie duży prąd stały. Cylindryczna płytka z krzemu o średnicy 5 mm o grubości 1 mm nawet w wypadku użycia bardzo czystego materiału ($\rho = 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$) stanowi opór 5 k Ω i przy napięciu 1000 V niezbędnym dla osiągnięcia dużej wartości E płynie przez nią prąd 0,2 A. Dla zmniejszenia tego prądu stałego do wartości mniejszej od amplitudy impulsów prądowych towarzyszących pochłanianiu cząstek naładowanych jednorodny ośrodek półprzewodnikowy [musi być zastąpiony przez złącza n - p [50, 56, 57, 59]. Detektorem jest więc dioda spolaryzowana w kierunku nieprzewodzenia prądu. W diodzie takiej wytworzy się tzw. warstwa zaporowa, reprezentująca opór rzędu setek megomów, ogromny w porównaniu z oporem pozostałych części półprzewodnika. Całe więc napięcie zewnętrzne V przypada praktycznie na tę cienką warstwę o grubości X , stanowiącej od kilku do kilkuset mikronów. Przy $X = 100 \mu$ i $V = 100$ V mamy $E \sim 10^4$ V/cm. Właśnie ta warstwa zaporowa X (rys. 2) jest objętością roboczą detektora, pozostała zaś część półprzewodnika spełnia rolę elektrod doprowadzających. Jedna część warstwy zaporowej X przypada na półprzewodnik typu n , reszta zaś X_p — na półprzewodnik typu p . W układzie CGSE grubość warstwy zaporowej w odpowiednim elemencie n lub p złącza zaporowego może być oszacowana na podstawie wzoru [47, 57, 58, 59]

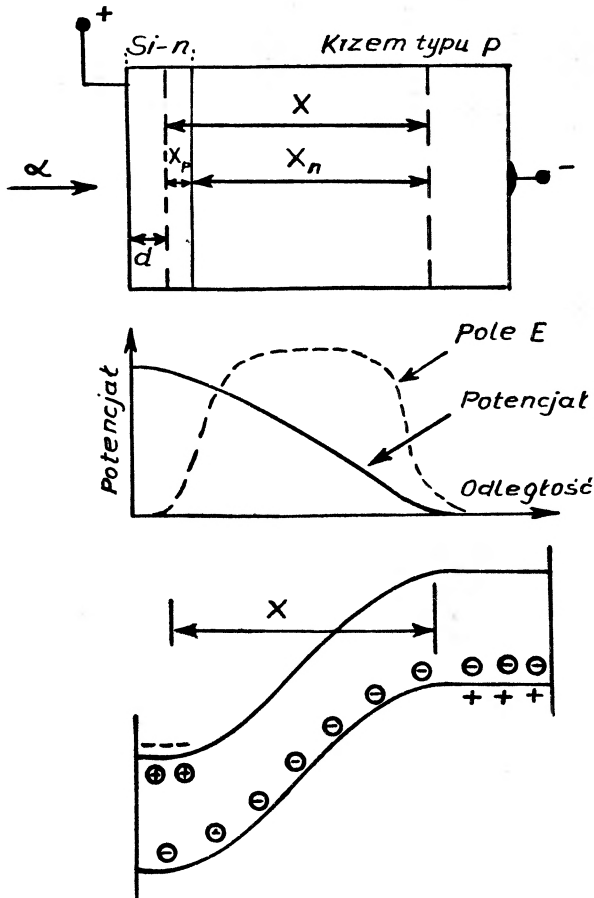
$$X_{np} = \sqrt{\frac{k \cdot V_{np}}{2\pi e N_{np}}} = 1,82 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{kV_{np}}{N_{np}}} \quad (4)$$

gdzie: V_{np} —spadek napięcia na odpowiednim elemencie n lub p ,
 N_{np} — koncentracja domieszek większościowych w tym elemencie,
 k — stała dielektryczna półprzewodnika.

Praktycznie przy budowie złącza zaporowego elementem podstawowym jest płytka wysokoomowego półprzewodnika typu n lub p . Na jednej z powierzchni tej płytki poprzez odpowiednią obróbkę technologiczną realizuje się warstwę półprzewodnikową typu odmiennego o grubości rzędu 1 μ . Ta warstwa powierzchniowa zawiera dużą ilość domieszek N i dlatego jej opór właściwy ρ jest bardzo mały. Całe więc napięcie zewnętrzne V przyłożone jest do wysokoomowego elementu n lub p złącza zaporowego (wzór [4] i rys. 2), które praktycznie stanowi warstwę detekcyjną (rys. 2). Tak więc

$$X = X_{np} = 1,82 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{k(V + V_0)}{300 N_{np}}} \approx 1052 \sqrt{\frac{kV}{N_{np}}} = 4,2 \cdot 10^{-7} \sqrt{\rho V k \mu}.$$

We wzorze tym napięcie wyrażone jest w woltach, V_0 — to kontaktowa różnica potencjałów ($\approx 0,65$ V dla Si), która często może być pominięta. Koncentracja domieszek N_{np} w półprzewodniku wysokoomowym typu n lub p wyrażona została przez jego opór właściwy (wzór 3). k dla krzemu wynosi 12,5. Podsta-



Rys. 2. Złącze zaporowe $n-p$, rozkład potencjału na nim oraz schematyczne przedstawienie mechanizmu tworzenia się warstwy zaporowej

wiając wartości μ_{np} : 1200 lub 500 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sek}$ odpowiednio dla wypadku detektorów zbudowanych w oparciu o płytkę wysokoomowego półprzewodnika typu n lub p uzyskamy wzory praktyczne:

$$X = X_p \cong 3,3 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho_p V}; \quad X = X_n = 5,1 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho_n V}. \quad (5)$$

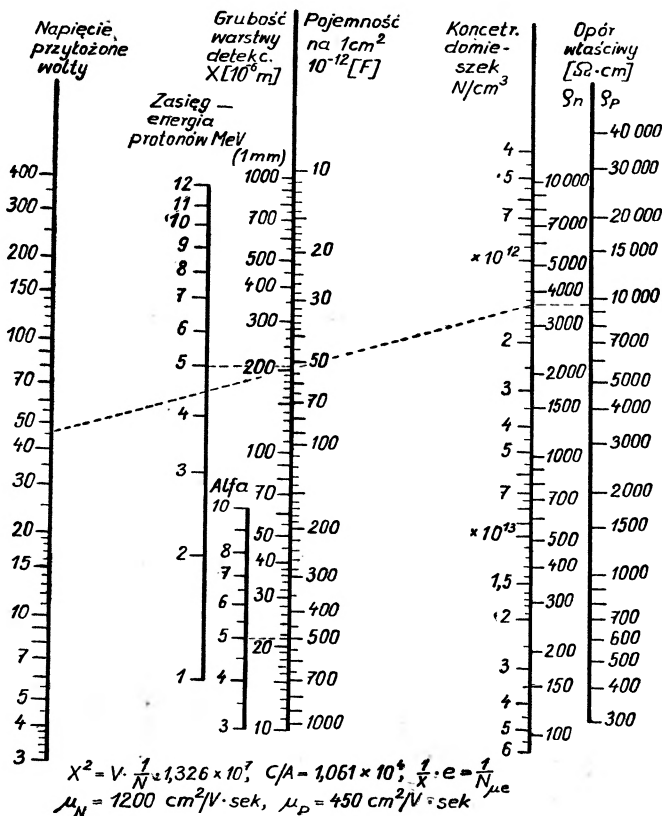
Np. dla $\rho_p = 100 \Omega \cdot \text{cm}$ przy $V = 100$ V uzyskamy $X = 33 \mu$ przy podstawie zaś typu n w tych samych warunkach uzyskamy $X = 51 \mu$.

Widzimy, że przy użyciu materiałów o dużym ρ warstwa detekcyjna może być dość gruba i że w danym detektorze może ona być regulowana za pomocą

napięcia polaryzującego. Bezpośrednie pomiary wykazały [6, 37], że złącze traktowane może być jako kondensator płaski. Dla krzemu mamy

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi X} \approx 1,0 \frac{S}{X}. \quad (6)$$

A więc złącze o powierzchni $S = 0,2 \text{ cm}^2$ przy $X = 100 \mu = 10^{-2} \text{ cm}$ będzie posiadało pojemność $C = 20 \text{ cm} = 22 \text{ pF}$.



Rys. 3. Nomogram służący do określenia parametrów krzemowego złącza zaporowego [36]

Specyfikacją detektorów zaporowych jest zależność X i C od przyłożonego napięcia. Taka zależność miałaby miejsce w komorze jonizacyjnej, w której odległość elektrod wzrastałaby wraz z przyłożonym napięciem.

Nie należy jednak zapominać, że wzór (4), będący rozwiązaniem równania Poissona, odnosi się do pewnego wypadku idealnego. Rzeczywisty przestrzenny rozkład koncentracji domieszek w złączu zależy od procesu technologicznego i może on być bardzo różny od przypadku idealnego. W związku z tym przytoczone wyżej wzory mają charakter bardzo przybliżony. Analiza tego zagadnienia dokonana jest w pracy [60].

Na rys. 3 przytoczony jest wygodny nomogram pozwalający na szybkie określenie parametrów krzemowego złącza zaporowego. Widzimy z niego, że

koncentracja domieszek $N = 1,5 \cdot 10^{12}/\text{cm}^3$, odpowiadająca $\rho_n = 3600 \Omega \cdot \text{cm}$ lub $\rho_p = 9500 \Omega \cdot \text{cm}$ przy napięciu pracy $V = 45 \text{ V}$ daje barierę o grubości $\approx 200 \mu$ co odpowiada zasięgowi protonów o energii 5 MeV. Pojemność złącza $C = 52 \text{ pF/cm}^2$. Wartości liczbowe otrzymane za pomocą nomogramu są nieco inne od tego, co dają przytoczone wzory. Wynika to z tego, że przy budowie nomogramu założono $\mu_p = 450$. W pracy [50] znaleźć można wygodne wykresy, pozwalające określić parametry złącz germanowych.

Z rys. 2 widzimy, że aby dostać się do objętości roboczej cząstka naładowana musi przejść przez tzw. martwą warstwę okienkową d , gdzie jest duża koncentracja pułapek i gdzie panuje bardzo słabe pole E . Ładunki wytworzone przez cząstkę badaną w warstwie d detektora ulegają więc rekombinacji i tylko nieznaczna ich ilość dostanie się do objętości detekcyjnej na drodze powolnej dyfuzji. To samo odnosi się do ładunków wytworzonych przez cząstkę badaną z drugiej strony warstwy zaporowej (gdy X jest mniejsze od zasięgu cząstek). Powolna dyfuzja ładunków z warstw przyległych do objętości roboczej tworzy impulsy o długim czasie narastania.

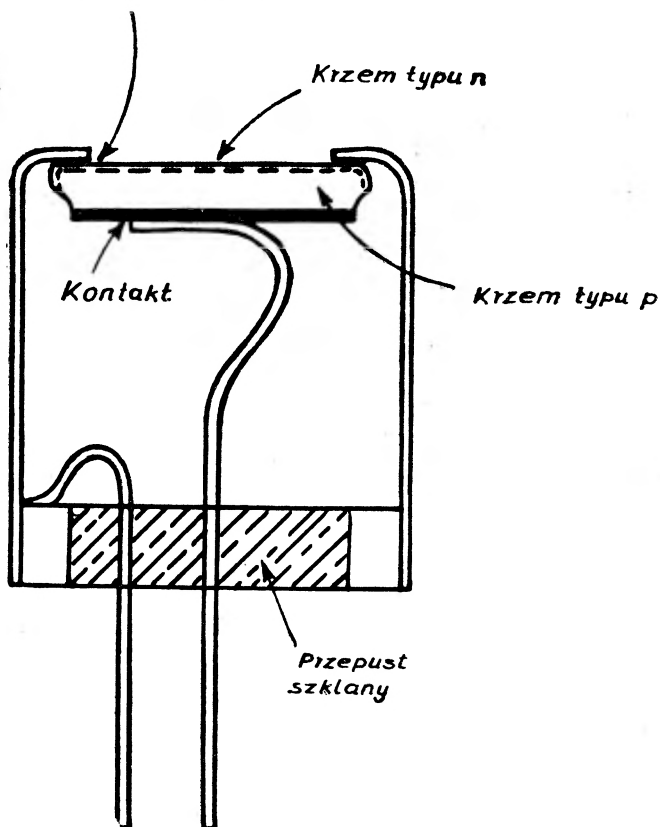
Na ogół staramy się pracować przy możliwie cienkim okienku (0,01 do kilku μ) i przy X większym od zasięgu cząstek badanych. Nadmienmy, że w zasadzie okienko jest cieńsze aniżeli niskoomowa warstwa półprzewodnika powierzchniowego, albowiem ze wzrostem napięcia warstwa zaporowa zbliżać się może do zewnętrznej powierzchni detektora (wzór 5).

3. Właściwości detektorów zaporowych

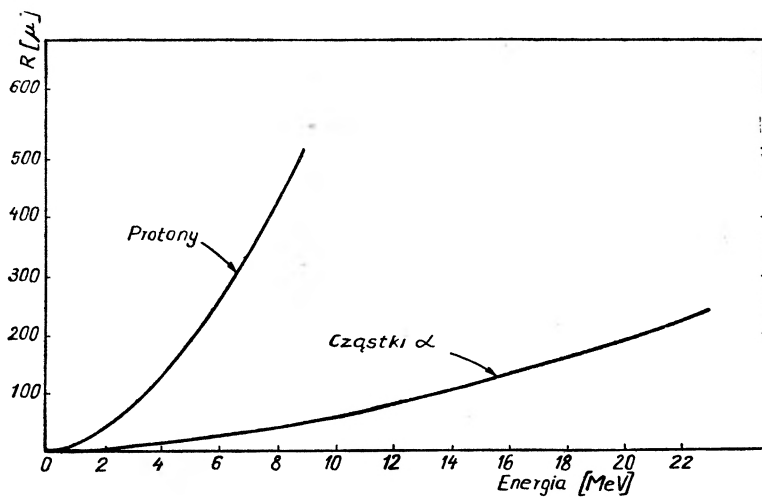
Schemat konstrukcyjny typowego krzemowego złącza detekcyjnego pokazany jest na rys. 4 [55]. Powierzchnia czuła detektora może się wahać od ułamka mm^2 do kilku cm^2 . Grubość warstwy detekcyjnej może sięgać do $\approx 800 \mu$, co odpowiada zasięgowi protonów o energii $\approx 10 \text{ MeV}$ (rys. 5 i 3). Zdolność rozdzielcza dla cząstek alfa o energii kilku MeV może wynosić 0,3%, zaś czasy narastania impulsów są często krótsze od 10^{-8} sek.

Praktycznie znalazły zastosowanie dwa typy złączy zaporowych. Pierwsze, zwane złączami bariero-powierzchniowymi, realizuje się poprzez utlenianie powierzchni czystego Si lub Ge typu n , przy czym warstwa tlenku stanowi półprzewodnik typu p . Nad warstwą tą napyla się cienką błonkę złota ($\approx 100 \text{ \AA}$) służącą do odprowadzenia prądu. Detektory te są względnie łatwe do samodzielnego wykonania w warunkach laboratoryjnych [36, 20, 37, 5, 62, 41]. Drugi typ złącz detekcyjnych uzyskuje się na drodze dyfuzyjnego wprowadzania pierwiastków III lub V grupy pod powierzchnię czystego kryształu typu p lub n . Zewnętrzna warstwa nasycona domieszkami stanowi półprzewodnik typu odmiennego. Opór właściwy tej warstwy jest mały i ona stanowi elektrodę doprowadzającą. W warunkach fabrycznych formowanie cienkiej warstwy zewnętrznej może być dobrze kontrolowane poprzez temperaturę i czas trwania procesu dyfuzyjnego. Jej grubość może wynosić od 0,1 do kilku mikronów.

Może być przylutowana
do powierzchni detektora



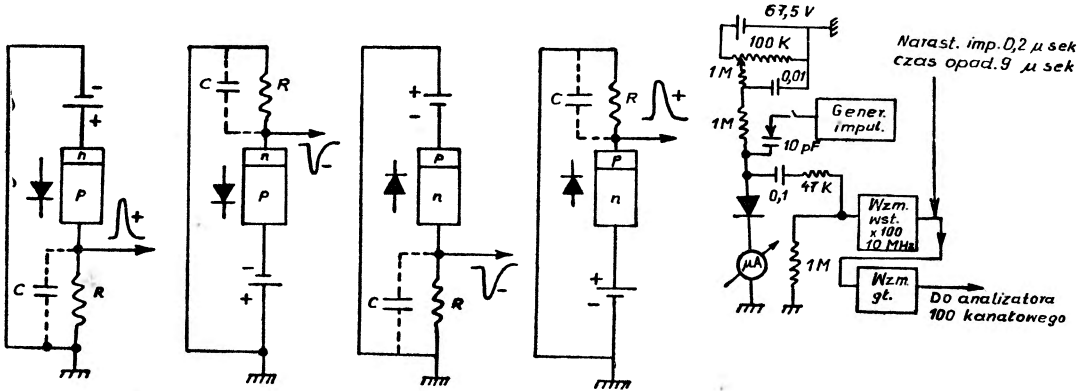
Rys. 4. Schemat konstrukcyjny złącza krzemowego firmy RCA [55]



Rys. 5. Zasięgi cząstek alfa i protonów w krzemie [67]

Elementy technologii wytwarzania złączy dyfuzyjnych znaleźć można w pracach [62, 63, 64, 65].

Z punktu widzenia zdolności rozdzielczej, a także z punktu widzenia maksymalnych grubości X oba typy detektorów są sobie równoważne [66, 106]. Zaletą złączy bariero-powierzchniowych jest prosta technologia ich wytwarzania, a także to, że proces technologiczny nie przewiduje grzania do wysokiej temperatury, która obniża opór właściwy półprzewodnika wysokoomowego. Jednakże w porównaniu do diod dyfuzyjnych są one bardziej czułe na wszelkiego rodzaju zanieczyszczenia powierzchniowe, a także wykazują większy rozrzut parametrów przy poszczególnych egzemplarzach tej samej serii.



Rys. 6. A — Ideowe schematy obwodów elektrycznych pozwalających uzyskać impulsy dowolnego znaku na wyjściu złączy zaporowych zrealizowanych w oparciu o kryształy typu p lub n , B — Praktyczny schemat pracy spektrometrycznej złącza zaporowego

W przeciwieństwie do zwykłych radiotechnicznych diod półprzewodnikowych złącza służące do detekcji cząstek o małym zasięgu nie mogą na ogół być szczelnie odizolowane od otoczenia, w którym znajdują się badane źródła. Zwiększa to ich czułość na wszelkiego rodzaju efekty związane z zanieczyszczeniami powierzchniowymi. Detektory są więc używane w komorach próżniowych zawierających badane źródła lub w otoczeniu suchych gazów szlachetnych. To samo odnosi się do długiego ich przechowywania. Szczególnie czułym miejscem detektora jest powierzchnia boczna, gdzie ze względu na duże E możliwe są wszelkiego rodzaju wyładowania zwiększające szumy detektora.

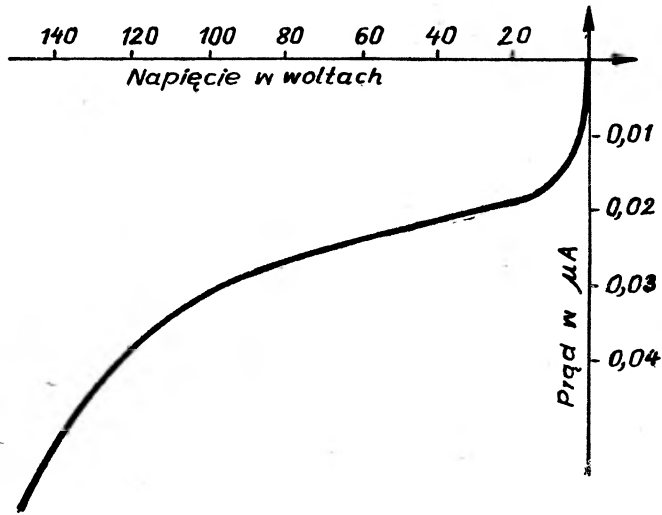
Większość detektorów zaporowych po kilkudziesięciogodzinnym przebywaniu w powietrzu zaczyna wykazywać wzrost upływności (prąd zaporowy), jednakże po wstawieniu ich do wysokiej próżni następuje obniżenie się prądu zaporowego. W niektórych wypadkach zwykła „kapiel próżniowa“ nie wystarcza i należy myć powierzchnię detektorów specjalnymi roztworami. Nadmienimy, że firma RCA realizuje złącza mogące pracować w powietrzu [55]. Złącza detekcyjne są bardzo czułe na działanie światła zwiększającego prąd zaporowy, a wraz z nim szumy własne detektora i dlatego powinny one pracować w zupełnej ciemności. Na rys. 6 podano ideowe schematy połączeń elektrycznych dla diod zrealizowanych na materiale p lub n , pozwalające uzyskać dla każdego

z wypadków impulsy o dowolnej biegunowości. Na tym samym rysunku przytoczony jest schemat praktyczny pracy spektrometrycznej złącza zaporowego [85]. Regulacja napięcia polaryzującego złącze odbywa się przy równoczesnej kontroli prądu zaporowego. Wzorcowy generator impulsów może być podłączony do układu pomiarowego, indukując impulsy podobne do tych, które towarzyszą absorpcji cząstek badanych [68]. Na wyjściu wzmacniacza wstępnego podłączony jest układ różniczkujący, spełniający rolę filtra górno-przepustowego i poprawiający znacznie stosunek sygnału do szumu. Czas narastania impulsów wyjściowych określony jest tu nie przez złącze, lecz przez stałe czasu układu elektronowego. Należy dążyć do zmniejszenia pojemności montażowej, która dodając się do pojemności złącza i wzmacniacza, zmniejsza amplitudę impulsu, pomniejszając przez to stosunek sygnału do szumu. Przy zadanym C amplituda impulsów rośnie wraz z oporem R , dążąc do wartości Q/C , gdy iloczyn $R \cdot C$ staje się znacznie większy od czasu t (wzór 2). Przy niezbyt grubych złączach czas t jest mniejszy od 10^{-8} sek [69, 27]. W pracy [70] dokonano analizy wpływu różnych czynników na czas zbierania ładunków i na formę impulsu wyjściowego.

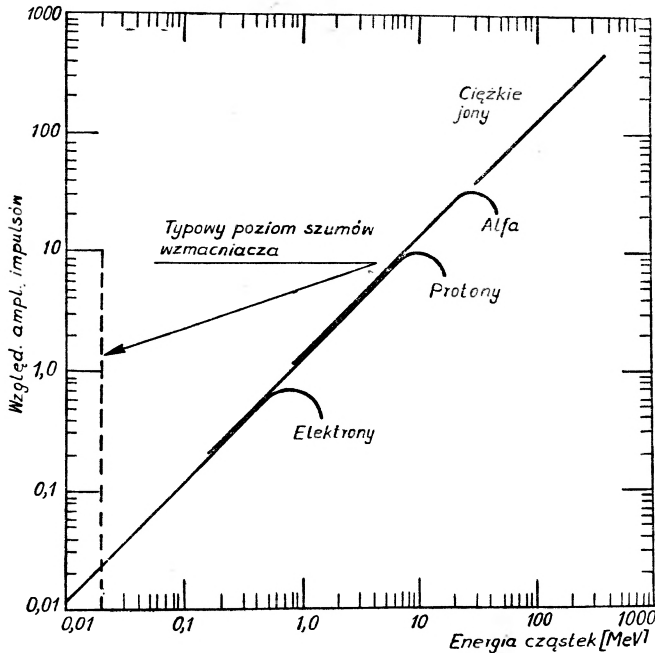
Krótkotrwałość sygnału wymaga użycia odpowiednio szybkich wzmacniaczy impulsowych, przy czym nadmierne rozszerzanie pasma przenoszenia w stronę niskich częstotliwości prowadzi do niepotrzebnego zwiększenia poziomu szumów na wyjściu wzmacniacza [71, 72]. Często przy pracy ze złączami zaporowymi używane są tzw. wzmacniacze ładunku, w których sygnał wyjściowy, będąc proporcjonalny do Q , nie zależy od pojemności C [38, 66]. Wygoda użycia tych wzmacniaczy polega na tym, że przy napięciowej regulacji grubości warstw detekcyjnej X , nie występuje zmiana amplitudy impulsów odpowiadająca cząstkom o zadanej energii T , pomimo że wartość pojemności złącza nie jest stała (wzory 5 i 6). Wzmacniacze do pracy ze złączami zaporowymi powinny mieć bardzo niski poziom szumów ($\approx 10 \mu\text{V}$) i bardzo dużą stabilność. Bez spełnienia tych wymagań nie udaje się w pełni wykorzystać dużej zdolności rozdzielczej detektorów. W pracach [68, 73, 74, 72] znaleźć można szczegóły dotyczące odpowiednich układów elektronowych.

Praca z cząstkami o dużej energii wymaga stosowania odpowiednio grubych warstw zaporowych (rys. 5). Do tego celu używane są półprzewodnikowe materiały o dużym ρ i złącza detekcyjne pracują przy dużym napięciu polaryzacji (wzór 5). Jednakże możliwość zwiększania napięcia na złączu zaporowym ograniczona jest przez szумы, które zaczynają gwałtownie rosnać w miarę zbliżania się do przebicia. Dane dotyczące wyładowań lawinowych i przebicia złączy n - p znaleźć można w pracach [75, 76].

Typowa charakterystyka złącza zaporowego pokazana jest na rys. 7. Złącze jest tym lepsze, im mniejszy jest prąd zaporowy przypadający na jednostkę powierzchni i im większe napięcie zdolne jest ono wytrzymać przed gwałtownym wzrostem szumów. Nadmienmy, że praca w -20°C prowadzi do 100-krotnego zmniejszenia prądu zaporowego w porównaniu do temperatury pokojowej [77].



Rys. 7. Typowa charakterystyka prądowo-napięciowa złącza zaporowego $n-p$ o powierzchni $0,1-0,5 \text{ cm}^2$



Rys. 8. Zależność amplitudy impulsu od energii cząstek różnego rodzaju dla pewnego złącza dyfuzyjnego [78]

Przy użyciu Si typu p o oporze właściwym $10000 \Omega \cdot \text{cm}$ uzyskano złącze mogące pracować przy 400 V , przy czym grubość detekcyjna sięga do 680μ [38]. Takie złącze posiada liniową zależność amplitudy impulsów od energii protonów do 10 MeV (rys. 5).

Na rys. 8 pokazane są granice liniowości złączy dyfuzyjnych firmy SSR [78] dla cząstek różnego rodzaju. Przy niższych napięciach pracy i gorszych materiałach półprzewodnikowych zanik liniowości następuje wcześniej [37, 5].

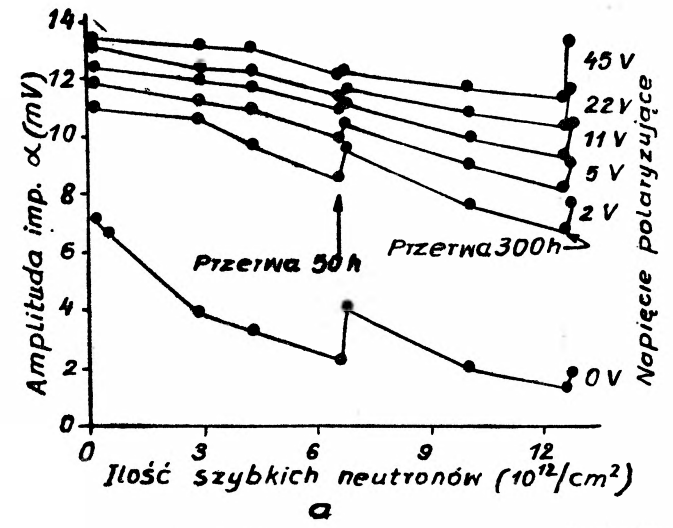
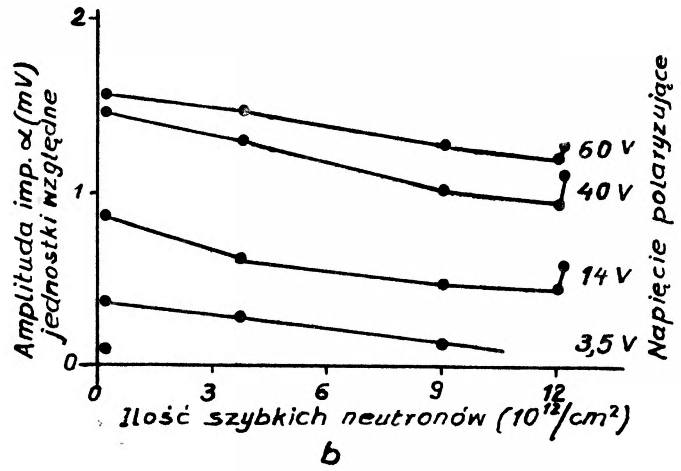
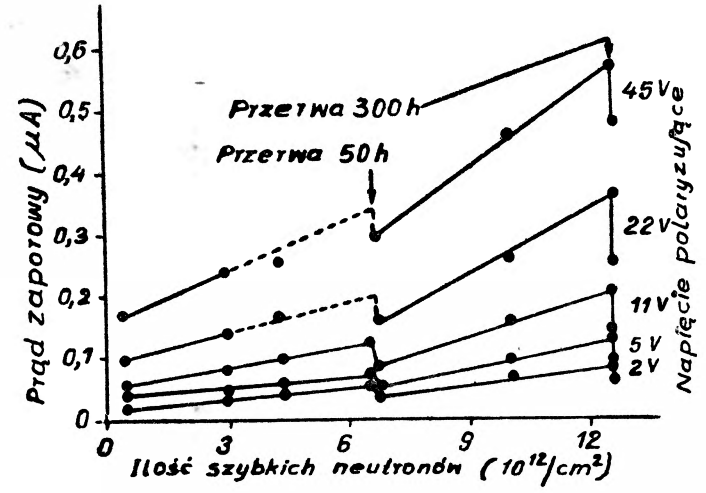
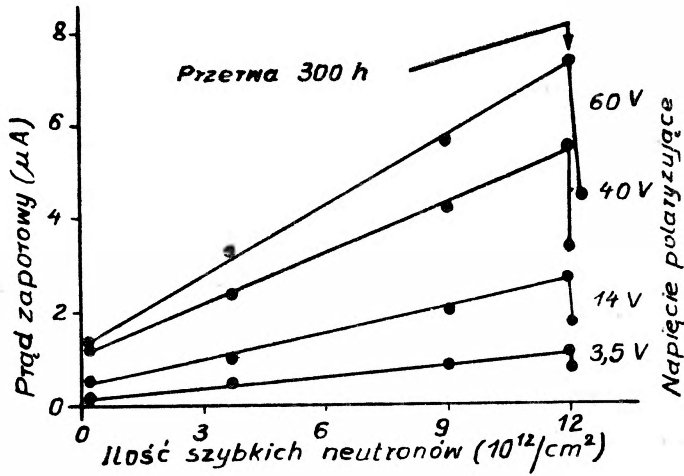
Określając granicę liniowości złącza dla cząstek danego rodzaju można wyznaczyć grubość warstwy detekcyjnej w danych warunkach pracy. Korzystamy przy tym z zależności pomiędzy energią i zasięgiem cząstek w materiale półprzewodnikowym (rys. 5). Inny sposób określania X polega na pomiarze pojemności złącza, przy czym opieramy się tu o wzór (6). Pomiar pojemności może być dokonany albo bezpośrednio, albo też w oparciu o wzór $U = Q/C$, gdzie Q określa się według znanej energii cząstek alfa z wykorzystaniem wartości 3,5 eV, zaś U mierzy się za pomocą metody porównawczej z użyciem generatora wzorcowego. Z rys. 8 widzimy, że gdy cząstki badane mają zasięg większy od X , to następuje zmniejszanie się amplitudy impulsów wraz ze wzrostem ich energii. Spowodowane jest to tym, że amplituda impulsu zależy od energii dT , straconej w warstwie detekcyjnej dX , zaś dT/dX maleje wraz ze wzrostem energii T .

Jak już wspominaliśmy, impulsy odpowiadające cząstkom o zasięgu większym od X mają składową wywołaną powolną dyfuzją ładunków z warstwy leżącej poza objętością roboczą. Analiza formy impulsu pozwala więc odróżnić sygnały wywołane cząstkami o dużej energii od impulsów o takiej samej amplitudzie odpowiadającej cząstkom o mniejszej energii, całkowicie pochłoniętym w objętości roboczej [79, 80, 81, 60, 82].

Podczas pracy z cząstkami o dużej energii złącze może być bombardowane nie prostopadle, lecz równolegle do warstwy zaporowej [83]. W tych warunkach do uzyskania dużej zdolności rozdzielczej potrzebna jest bardzo dobra kolimacja pocisków analizowanych, ale za to „grubość” warstwy detekcyjnej sięgać może do kilku centymetrów przy równoczesnym zachowaniu krótkotrwałości impulsów (małe X we wzorze 2).

Podobnie jak detektory scyntylacyjne złącza zaporowe ulegają „zmęczeniu” pod wpływem bardzo silnych dawek. Zmęczenie to związane jest ze wzrostem ilości defektów radiacyjnych w półprzewodniku. Prowadzi to do obniżenia się wartości ρ (wzór 3). Następuje wzrost prądu zaporowego i związane z nim obniżenie się zdolności rozdzielczej, jak również obniżenie się amplitudy impulsów wywołane wzrostem wartości C (wzory 5 i 6). Zmęczenie złączy barieropowierzchniowych badane było w pracy [34]. Wykazano, że złącza realizowane w oparciu o Si- n o oporze właściwym $\rho = 300\text{--}1000 \Omega \cdot \text{cm}$ po zarejestrowaniu 10^{11} cząstek alfa na 1 cm^2 powierzchni mają większy prąd zaporowy i gorszą zdolność rozdzielczą.

Zmęczenie złączy dyfuzyjnych pod wpływem szybkich neutronów (0,5—6 MeV), a także pod wpływem naturalnych cząstek alfa było badane w pracy [85]. Wykazano, że amplituda impulsów maleje o 25% po zarejestrowaniu 10^{12} cząstek alfa na jeden cm^2 złącza. Na rys. 9 przytoczone są charakterystyki zmęczenia złączy produkowanych przez Hughes Aircraft i przez RCA pod wpływem neutronów. Złącza badane zrealizowane były w oparciu o Si- p i posia-



Rys. 9. Efekty zmęczenia złączy dyfuzyjnych pod wpływem szybkich neutronów przy różnych grubościach warstwy detekcyjnej (różne napięcia pracy) a — złącze Hughes — XSD-1 pow. $0,02\text{ cm}^2$ b — złącze RCA typ A, pow. $0,05\text{ cm}^2$

Tabela 1
Parametry i ceny detektorów SSR

Nr kolejny	Powierzchnia w mm ²	Minimalny opór właściwy ρ [$\Omega \cdot \text{cm}$]	Napięcie pracy	Cena w dol.
1	5 · 5 = 25	300	25	25
2	5 · 5	300	50	50
3	5 · 5	300	100	100
4	5 · 5	1000	25	25
5	5 · 5	1000	50	50
6	5 · 5	1000	100	100
7	5 · 5	5000	25	35
8	5 · 5	5000	50	60
9	5 · 5	5000	100	110
10	10 · 10 = 100	300	25	50
11	10 · 10	300	50	100
12	10 · 10	300	100	200
13	10 · 10	1000	25	50
14	10 · 10	1000	50	100
15	10 · 10	1000	100	200
16	10 · 10	5000	25	65
17	10 · 10	5000	50	115
18	10 · 10	5000	100	230

Tabela 2
Parametry detektorów RCA

Typ (złącza RCA)	A	B	C	D	E
Powierzchnia detekcyjna	5 mm ²	5 mm ²	20 mm ²	20 mm ²	2 cm ²
Maksym. napięcie pracy	50V	10 V	50 V	10 V	25 V
Prąd wsteczny przy 50V	< 1 μA		< 2 μA		< 2 μA
Stosunek sygn./szumów Napięcie 50V. Czastki α 5 MeV	> 50		> 25		
Zdolność rozd. cz. α 5 MeV Napięcie 50V	< 1%		< 2%		< 6%
Zakres liniowości dla cząstek alfa z dokład. do 5% (50V)	1,5—10		1,5—10		
Pojemność (przy 50V)	25 pF		60 pF		400 pF
Czas narast. impulsu	12 μsek				

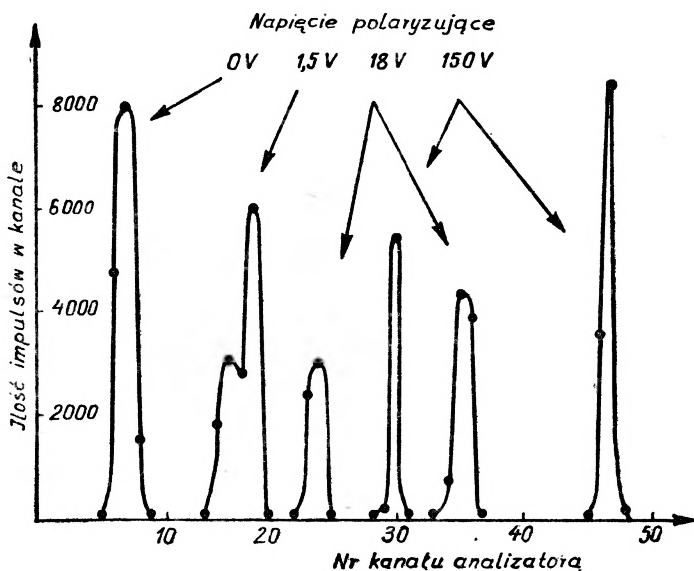
dały powierzchnię odpowiednio 0,02 i 0,05 cm², grubości warstw detekcyjnych zaś przy napięciu 45 V wynosiły odpowiednio 140 i 80 μ . Widzimy, że wzrost prądu zaporowego i obniżenie się amplitudy impulsów odpowiadających cząstkom alfa są proporcjonalne do ilości neutronów przechodzących przez detektor. Spora część defektów posiada charakter przejściowy i dlatego 50- i 300-godzinowe przerwy w pracy prowadzą do częściowego poprawienia się charakte-

rystyk złącza. W pracy [84] podkreśla się, że podgrzewanie złącza może wpłynąć na usunięcie części efektów zmęczenia. W pracy [86] zaznaczono, że $5 \cdot 10^9$ fragmentów rozszczepienia padając na powierzchnię 1 cm^2 nie wywołuje jeszcze wyraźnych efektów radiacyjnych.

W tabelce 1 przytoczone są typy krzemowych złączy zaporowych wytwarzanych przez jedną z firm amerykańskich [78] oraz ceny tych detektorów. W tabelce 2 przytoczone są dane prowizoryczne dotyczące jednej z pierwszych serii detektorów RCA [87]. Właściwości detektorów tej firmy opisane są w pracy [54].

4. Zastosowania złączy zaporowych

Jednym z częstych zastosowań detektorów półprzewodnikowych są pomiary energii cząstek naładowanych (α , p , d , ciężkie jony i fragmenty rozszczepienia). Na rys. 10 podane są wyniki pomiaru widma energetycznego

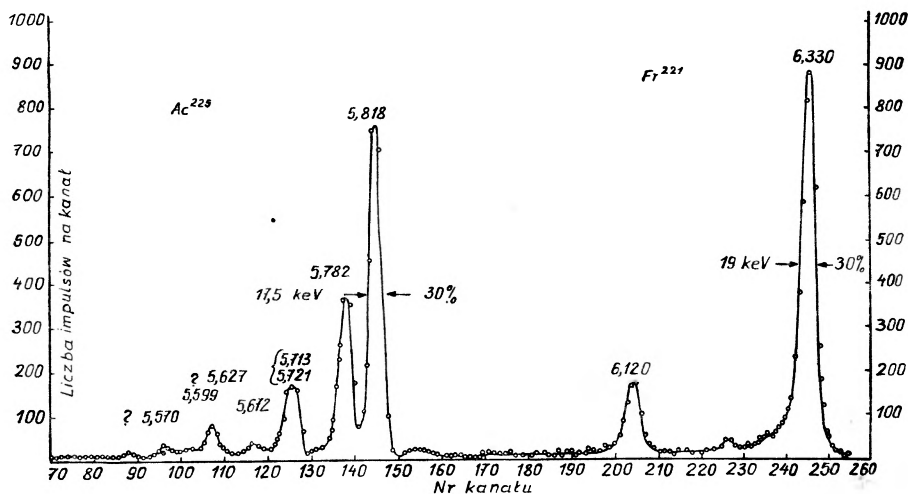


Rys. 10. Widmo energetyczne cząstek alfa ze źródła Pb^{212} , określone przy różnych napięciach polaryzacji złącza zaporowego

cząstek alfa ze źródła Pb^{212} (6,05 i 8,78 MeV) przy różnych napięciach polaryzacji złącza dyfuzyjnego. Wykorzystane było złącze produkcji CSF zrealizowane w oparciu o Si- n o oporze właściwym $\rho \approx 80 \Omega \cdot \text{cm}$. Przy zerowym napięciu zewnętrznym prążki energetyczne nie są rozdzielone, albowiem w tych warunkach (kontaktowa różnica potencjałów) grubość warstwy detekcyjnej X jest mniejsza od zasięgu cząstek alfa— R_α . Poza tym przy małym E rekombinacja ładunków może odgrywać istotną rolę. Gdy napięcie pracy jest wystarczająco duże i spełniony jest warunek $X > R_\alpha$, to dalszy powolniejszy wzrost

amplitudy w funkcji napięcia zgodny jest ze zmianą pojemności złącza (wzory 5 i 6). Ze wzrostem napięcia następuje wzrost zdolności rozdzielczej uwarunkowanej poprawieniem się stosunku sygnału do szumów złącza. Optymalna zdolność rozdzielcza 2% odpowiada napięciu 150 V, poczynając zaś od 180 V gwałtowny wzrost szumów uniemożliwia pracę. Sprawdzone, że 2% zdolność rozdzielcza nie jest uwarunkowana możliwościami złącza, lecz poziomem szumu i niestabilnością wzmacniacza, nie przystosowanego specjalnie do pracy z detektorem półprzewodnikowym. Przy użyciu odpowiednich wzmacniaczy optymalna zdolność rozdzielcza może być znacznie lepsza.

Na rys. 11 przedstawione jest widmo cząstek alfa określone przy pomocy złącza dyfuzyjnego o dużym oporze właściwym [6]. Szerokość prążka dla czą-



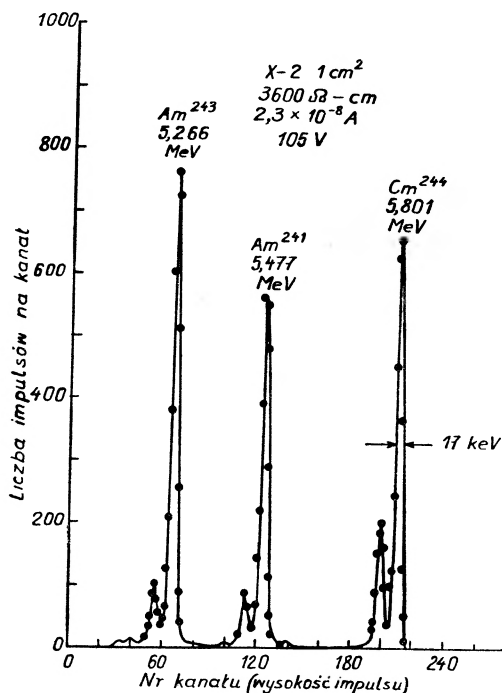
Rys. 11. Widmo cząstek alfa określone za pomocą złącza dyfuzyjnego o powierzchni $0,01 \text{ cm}^2$

stek alfa o energii 5,8 MeV wynosiła 17 keV, przy czym rozmycie wywołane szumami i niestabilnością wzmacniacza odpowiadało 10 keV. Na rys. 12 przedstawione jest widmo zdjęte za pomocą złącza bariero-powierzchniowego o powierzchni $0,01 \text{ cm}^2$ [66]. Udział fluktuacji prądu zaporowego w wynoszącym 15 keV rozmyciu szerokości prążka energetycznego był znikomy, o czym świadczy praktyczna niezmiennosc zdolności rozdzielczej w miarę obniżania temperatury do 78°K .

W obu cytowanych wypadkach zbliżono się do maksymalnej zdolności rozdzielczej złącza uwarunkowanej fluktuacjami statystycznymi ładunków Q , wytworzonych przez poszczególne monoenergetyczne cząstki alfa [88]. Prążki energetyczne na rys. 11 i 12 są węższe aniżeli w wypadku użycia komór jonizacyjnych z siatką. Wynika to stąd, że średnia energia tworzenia pary ładunków \mathcal{E} jest dla półprzewodników mniejsza aniżeli dla gazów, a więc większy jest ładunek Q wytworzony przez cząstkę o energii T . Tak więc z punktu widzenia zdolności rozdzielczej spektrometry półprzewodnikowe cząstek alfa [89]

zajmują miejsce pośrednie pomiędzy impulsowymi komorami jonizacyjnymi i dużymi spektrometrami magnetycznymi [90].

Pomiary energii cząstek o dużym zasięgu wymagają użycia detektorów o dużym X , natomiast przy pracy z cząstkami o bardzo małym zasięgu napotyka się na trudności związane z tzw. efektem okienkowym. Efekt ten polega na tym, że część energii zostaje bezużytecznie zmarnowana na pokonanie nieczulej warstwy d , gdzie panuje znikome pole E i gdzie prawdopodobieństwo rekombinacji jest duże ze względu na znaczną koncentrację prawdopodobnych pułapek.

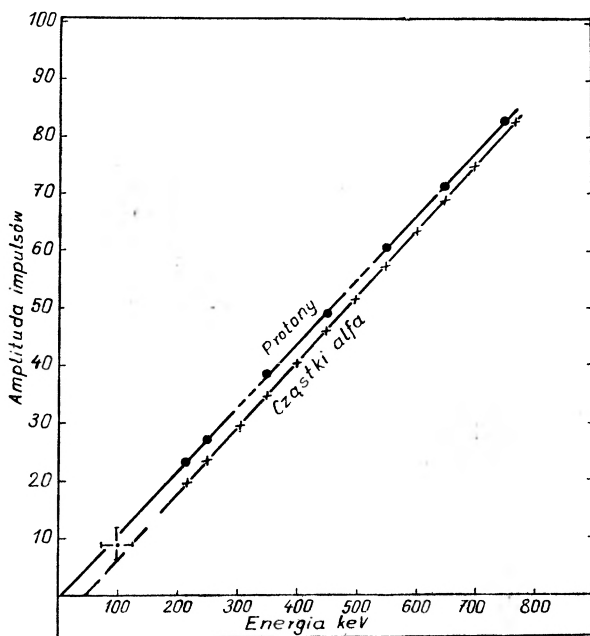


Rys. 12. Widmo cząstek alfa zdjęte przy użyciu złącza bariero-powierzchniowego [66]

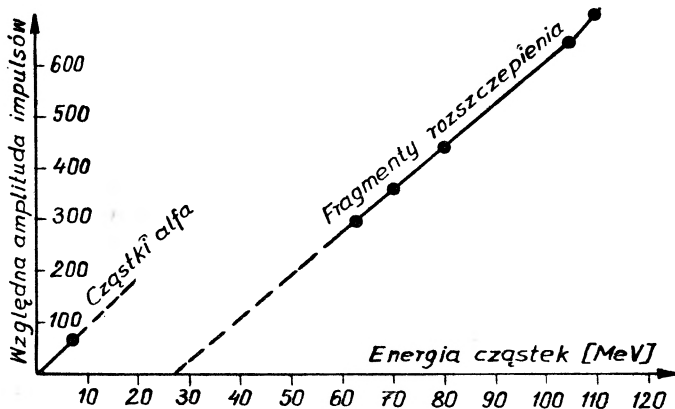
Na rys. 13 pokazana jest zależność amplitudy impulsów od energii cząstek alfa i protonów [6], określona za pomocą złącza dyfuzyjnego, w którym zewnętrzny półprzewodnik posiada grubość około 1μ . Widzimy tu wyraźnie efekt okienkowy polegający na niereagowaniu złącza na cząstki alfa o energii poniżej 50 keV . Efekt okienkowy może być szczególnie uwypuklony w wypadku pracy z fragmentami rozszczepienia lub z przyśpieszonymi ciężkimi jonami, które mają małe zasięgi.

Na rys. 14 pokazany jest efekt okienkowy dla fragmentów rozszczepienia spontanicznego Cf^{252} [91]. Zauważmy, że grubość okienka jest nieco cieńsza od grubości półprzewodnika powierzchniowego, albowiem przy dużym napięciu warstwa detekcyjna ogarnia też częściowo ten półprzewodnik (rys. 2). Pomiar grubości warstwy nieczulej d może być pobieżnie dokonany na podstawie

rys. 13. Znacznie dokładniejsze pomiary uzyskuje się jednak przy użyciu metody optycznej. Metoda ta polega na badaniu reagowania złącza zaporowego, będącego zawsze doskonałą fotodiodą, na światło o różnej długości fali.



Rys. 13. Amplituda impulsów w funkcji energii cząstek alfa i protonów dla pewnego złącza dyfuzyjnego [6]

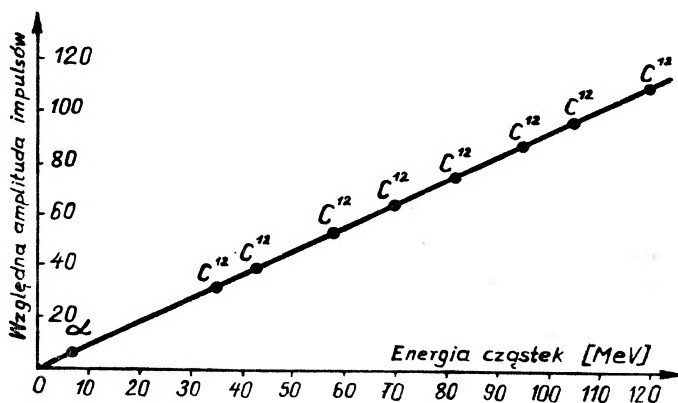


Rys. 14. Amplituda impulsów w funkcji energii odłamków z rozszczepienia spontanicznego Cf^{252} [91]

W pracy [55] za pomocą metody optycznej określono, że pewne złącze dyfuzyjne o dużym e , u którego grubość półprzewodnika zewnętrznego typu n wynosi około $0,3 \mu$, posiada przy odpowiednio dużym napięciu pracy warstwę nieczulą $d = (0,013 \pm 0,002) \mu$. Efekt okienkowy u takiego złącza prawie że

nie istnieje. Również w pracy [6] opisano złącze nie wykazujące praktycznie efektu okienkowego przy rejestracji przyśpieszonych jonów C^{12} . Na rys. 15 widzimy, że zarówno cząstki alfa, jak też przyśpieszone jony C^{12} o różnej energii dają punkty układające się dobrze na wspólnej linii prostej. Dla fragmentów rozszczepienia efekt okienkowy był tu jednak nie do pominięcia.

Możliwość regulacji grubości warstwy detekcyjnej X może być wykorzystana do dyskryminacji różnych cząstek o tej samej energii. Na przykład, gdy chcemy liczyć cząstki alfa o energii 5 MeV na tle protonów o tej samej energii, to należy pracować z złączem, którego grubość X tylko nieznacznie

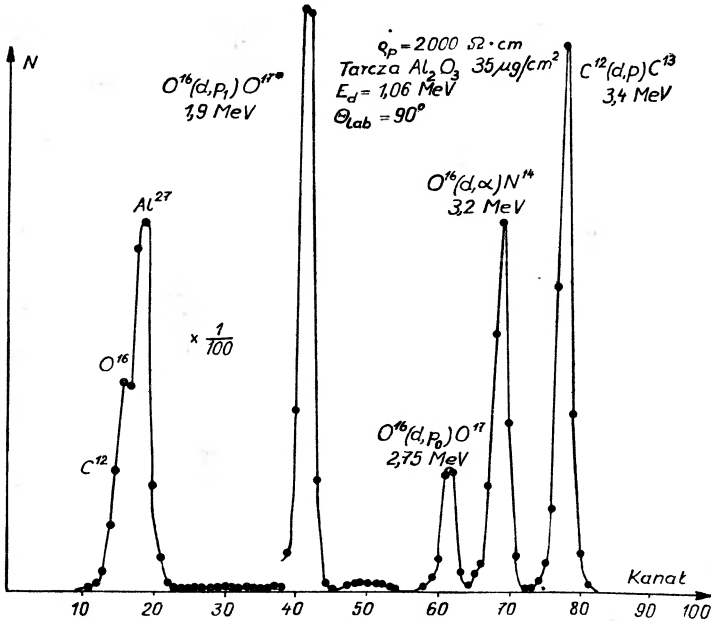


Rys. 15. Amplitudy impulsów w funkcji energii dla cząstek alfa i dla przyśpieszonych jonów C^{12} [6]

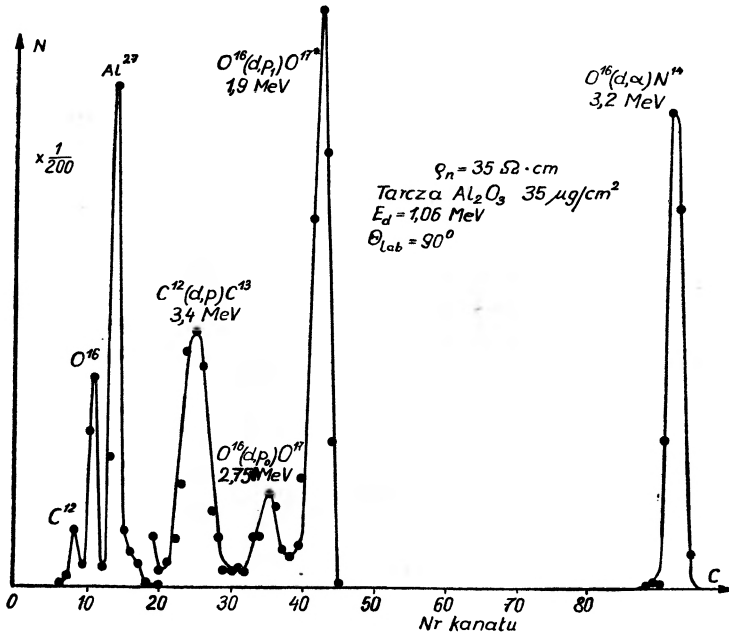
przekracza zasięg badanych cząstek alfa w krzemie. Impulsy protonowe będą w tych warunkach znacznie mniejsze, bo tylko część zasięgu protonów przypada na warstwę detekcyjną (rys. 5). Efekt ten był wykorzystany w pracy [80 i 82], z której wzięte są rysunki 16 i 17, odnoszące się do produktów reakcji wywoływanych przez deuterony w cienkiej tarczy Al_2O_3 .

Widzimy, że przy użyciu złącza o małej grubości warstwy detekcyjnej prążek odpowiadający reakcji $O^{16}(d, a)N^{14}$ łatwo może być rejestrowany przy dyskryminacji protonów o zbliżonych energiach, co byłoby trudniejsze w wypadku użycia grubszej warstwy X . Na rys. 18 przytoczone są widma energetyczne fragmentów rozszczepienia spontanicznego Cf^{252} , określone metodami czasu lotu i przy użyciu detektora zaporowego [92]. Widzimy, że odpowiedź detektorów półprzewodnikowych jest proporcjonalna do energii fragmentów rozszczepienia dostających się do warstwy detekcyjnej.

Pod tym względem, a także pod względem szybkości reagowania detektory półprzewodnikowe dorównują scyntylatorom gazowym, są jednak znacznie prostsze od tych ostatnich. Zastosowanie detektorów zaporowych do pomiaru przekrojów reakcji (nf) powinno pozwolić na pomiar parametrów rezonansów rozszczepieniowych w zakresie energii sięgających do około 100 eV, podobnie jak to miało miejsce przy użyciu scyntylatorów gazowych [93].

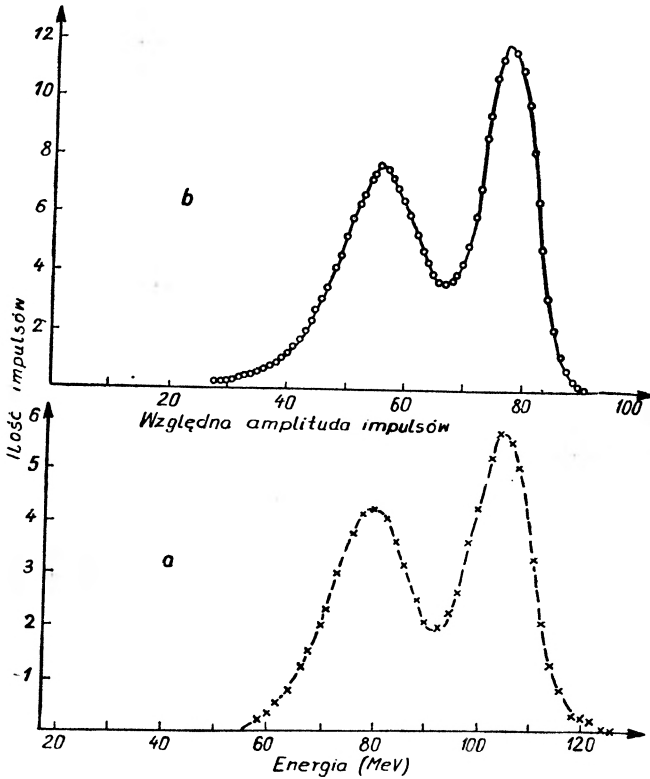


Rys. 16. Wymieszanie prążków od cząstek alfa i od protonów występujące przy użyciu półprzewodnika wysokoomowego, $X = 80 \mu$ przy napięciu pracy 30 V



Rys. 17. Wyraźne oddzielenie się prążka odpowiadającego cząstkom alfa od prążków protonowych, występujące przy użyciu półprzewodnika niskoomowego, $X = 30 \mu$ przy napięciu pracy 40 V

Połączenie metody półprzewodnikowej (energia) z metodą czasu lotu (prędkość) powinno w zasadzie pozwolić na indywidualizację odłamków rozszczepieniowych według ich masy. Zastosowanie więc odpowiedniej aparatury rejestrującej pozwoli mierzyć przekroje tworzenia się indywidualnych izobarów w procesie reakcji rozszczepienia ciężkich jąder pod wpływem pocisków o dużych energiach, co dotychczas było możliwe tylko przy użyciu metod radiochemicznych [94].

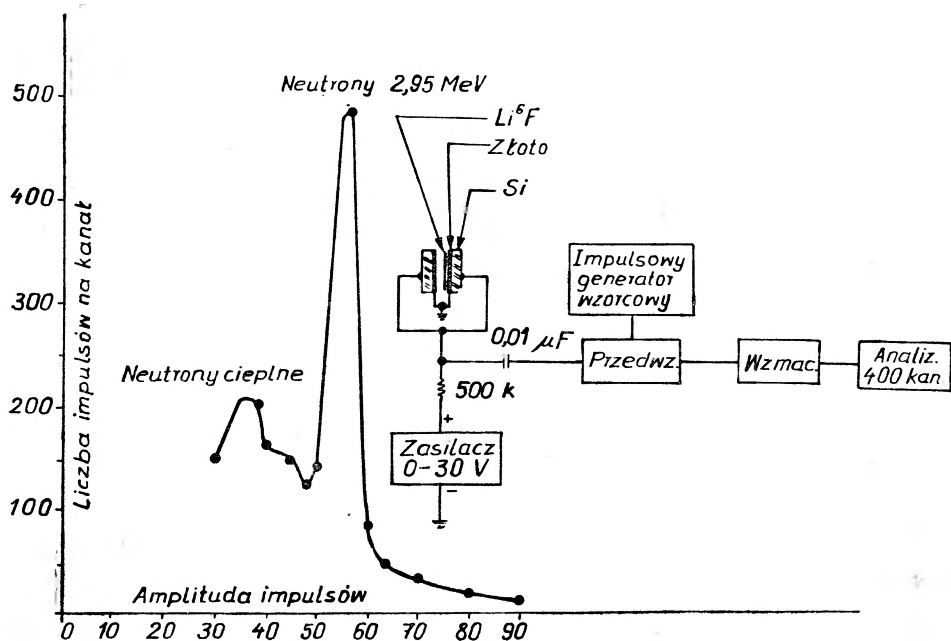


Rys. 18. Widmo energetyczne odpowiadające fragmentom rozszczepienia spontanicznego Cf^{252} [92]

a — określone za pomocą metody czasu lotu
b — określone za pomocą złącza zaporowego

Złącza zaporowe pokryte cienkimi warstwami B^{10} , Li^6 , U^{235} lub $(CH_2)_n$ mogą być wykorzystane do rejestracji powolnych i szybkich neutronów [86, 30, 31, 95, 96, 97, 98]. Takie złącza były wykorzystane do badania rozkładu strumienia neutronów wewnątrz reaktora [86]. Przez odpowiednie uczulenie mierzono nimi strumienie w zakresie 10^4 - 10^{11} $n/cm^2/sek$. Detektory półprzewodnikowe ze względu na swoje małe wymiary są szczególnie wygodnym narzędziem pracy, bowiem wprowadzane przez nie zakłócenia rozkładu strumienia są znikome, dokładność zaś pomiarów rozkładu przestrzennego neutronów jest duża. Poza tym są one prawie zupełnie nieczułe na promieniowanie gamma. Przy wykorzystaniu materiałów rozszczepieniowych szybkie złącza zaporowe

wraz z odpowiednią aparaturą rejestrującą pozwalają na użycie znacznie większej ilości U^{235} lub Pu^{239} aniżeli w wypadku komór jonizacyjnych, bowiem nakładanie się cząstek alfa jest tu znacznie mniej prawdopodobne [99]. W ten sposób mogą być zrealizowane detektory o dużej efektywności. W pracy [95] opisany jest podziałowy detektor neutronów stanowiący szeregowe połączenie 10 elementów zaporowych pokrytych warstwą U^{235} o łącznej powierzchni 1,12 cm². Czulość tego detektora wynosi 10⁻³ imp./neutr./cm². Złącza zaporowe mogą być użyte do pomiaru widma energetycznego neutronów. W pracach [97, 98] opisany jest prosty spektrometr, w którym energia neutronów okre-

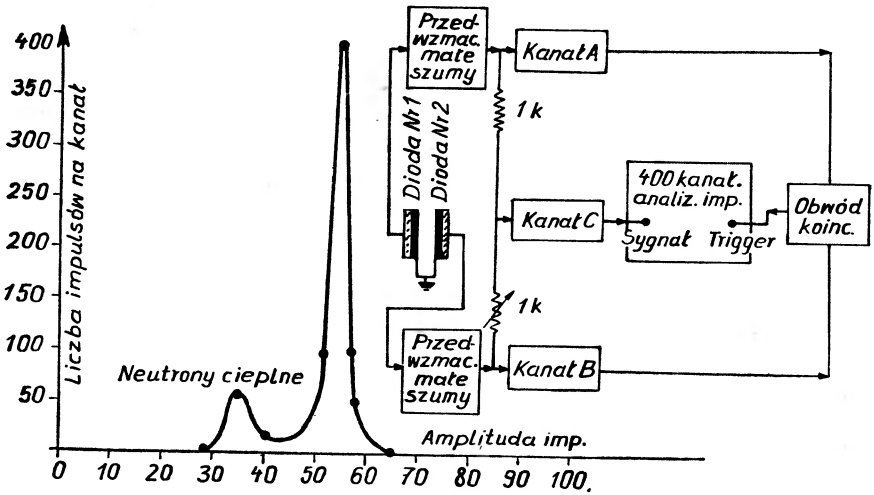


Rys. 19. Widmo neutronów z reakcji $D(d, n)He^3$ określone za pomocą układu dwóch złączy zaporowych bez użycia koincydencji [98]

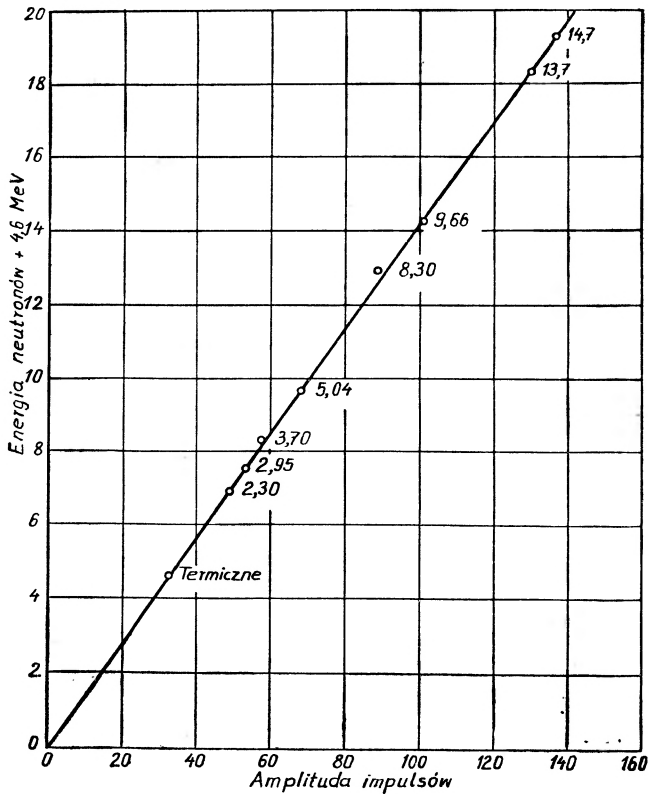
ślona była przez pomiar łącznej energii dwóch produktów z reakcji $Li^6(n, \alpha)He^3$. Tarcza LiF o grubości 150 mg/cm² znajdowała się pomiędzy dwoma zbliżonymi detektorami zaporowymi. Na rys. 19 i 20 przedstawione są widma energetyczne neutronów z reakcji $D(d, n)He^3$, określone za pomocą dwóch różnych układów rejestrujących. Liniowość tego prostego spektrometru neutronów pokazana jest na rys. 21, który przedstawia zależność amplitudy impulsów (położenie prążka) w funkcji energii neutronów.

Ciekawe są próby pomiarów energii elektronów za pomocą złączy zaporowych. Wskazują one na możliwość użycia tych nowych detektorów jako spektrometrów dla promieni X i dla niezbyt przenikliwych promieni gamma.

Na rys. 22 przedstawione jest reagowanie złącza dyfuzyjnego na elektrony o różnych energiach [100]. Grubość warstwy czulej X odpowiadała zasięgowi elektronów o energii 350 keV. Dzięki nieprostoliniowości toru elektronów

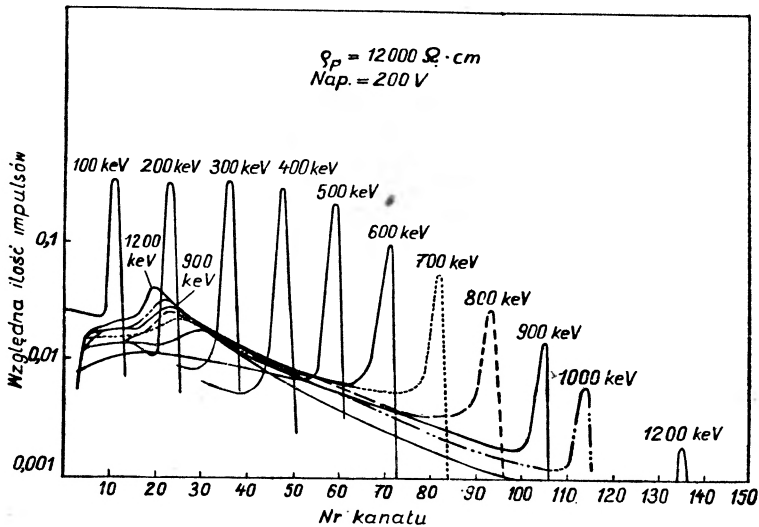


Rys. 20. Widmo neutronów z reakcji $D(d, n) He^3$ określone za pomocą układu dwóch złączy zaporowych z użyciem koincydencji [98]

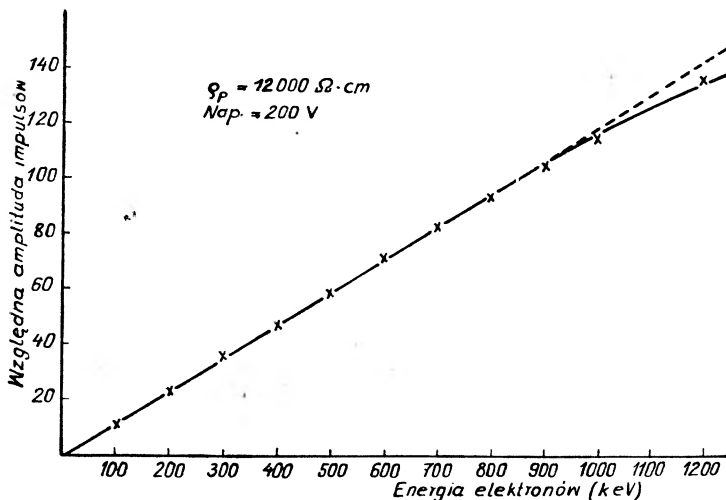


Rys. 21. Zależność amplitudy impulsów od energii neutronów [98]

w ośrodku detekcyjnym nawet cząstki o energii zbliżonej do 1 MeV dają jeszcze charakterystyczny prążek. Zakres liniowości opisywanego spektrometru elektronowego sięga do 800 keV (rys. 23). Na rys. 24 pokazano widma ampli-



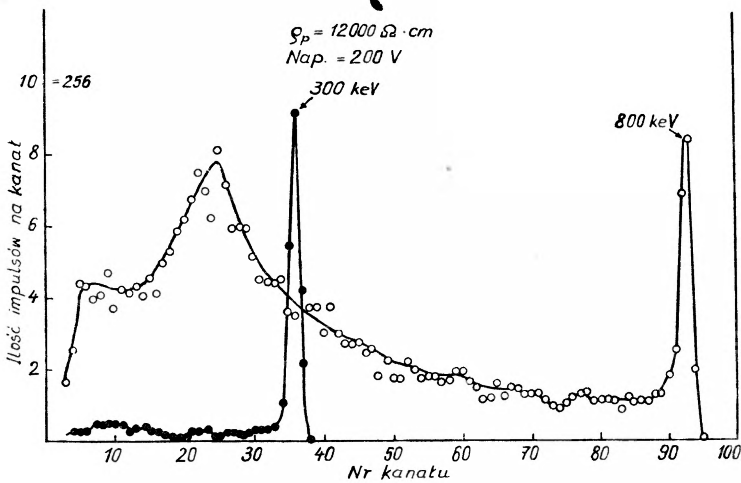
Rys. 22. Reagowanie złącza zaporowego na elektrony o różnych energiach [100]



Rys. 23. Zależność amplitudy impulsów od energii elektronów [100]

tud odpowiadające elektronom o energii 300 i 800 keV. W wypadku 800 keV widzimy dużą ilość impulsów o małych amplitudach, które są związane z jonizacyjnym działaniem elektronów pierwotnych poza warstwą detekcyjną X. Wytworzone tam swobodne nośniki prądu przenikają do warstwy X na drodze powolnej dyfuzji, podczas której zachodzi częściowa ich rekombinacja.

Trudności związane z realizacją złączy o dużym X ograniczają więc na razie możliwości użycia tych detektorów do pomiaru energii przenikliwych promieni gamma, które jonizują całą objętość półprzewodnika. W pracach [7, 83, 101] znaleźć można wyniki prób spektrometrycznego zastosowania złączy zaporowych dla promieni gamma. Również zastosowanie złączy dyfuzyjnych do detekcji innych bardzo przenikliwych cząstek jonizujących, wchodzących w skład promieniowania kosmicznego są ograniczone z tych samych względów co i dla promieni gamma [100, 119]. Wyniki prób użycia złączy zaporowych do detekcji cząstek mezonów π^- i π^+ o bardzo dużych energiach



Rys. 24. Reagowanie złącza dyfuzyjnego na elektrony o energii 300 i 800 keV. Grubość warstwy detekcyjnej odpowiada zasięgowi elektronów o energii 350 keV [100]

znaleźć można w pracach [104, 107]. W pracach [102 i 105] opisane są teleskopowe układy detekcyjne zrealizowane przy użyciu bardzo cienkich złączy zaporowych.

Złącza zaporowe znalazły też zastosowanie przy pomiarach grubości i jednorodności bardzo cienkich tarcz przeznaczonych do badania reakcji jądrowych [108]. Tarcza badana stawiana jest w skolimowaną wiązkę monoenergetycznych cząstek alfa padających na złącze zaporowe. Amplituda impulsów na wyjściu detektora maleje wraz z grubością tarczy badanej, przez którą przechodzą cząstki alfa. Duża zdolność rozdzielczą i stabilność złącza zaporowego zapewnia wielką czułość zestawu pomiarowego w wypadku użycia wielokanałowego analizatora impulsów.

Na uwagę zasługuje też praca [44], w której badano przydatność zwykłych radiotechnicznych tranzystorów do indywidualnej detekcji cząstek jądrowych. Te tanie półprzewodnikowe elementy mogą być wykorzystane do realizacji prostych czujników promieniowania.

W chwili obecnej prowadzi się bardzo dużo prac, w których złącza zaporowe odgrywają rolę decydującą, a także prac mających na celu udoskona-

lenie tych detektorów. Wysiłki zmierzają w kierunku realizacji złącz o dużej grubości warstwy detekcyjnej i o znikomym efekcie okienkowym, a także w kierunku realizacji złącz mogących pracować w otoczeniu atmosferycznym.

Literatura

- [1] *Proceedings of the Seventh Scintillation Counter Symposium* 1960, I.R.E. Trans., Vol. NS-7, Nr 2—3.
- [2] *Proceedings of the Seventh Annual National Meeting Gatlinburg* 1960, I.R.E. Trans., Vol. NS-8, Nr 1.
- [3] *Ashville Conference* 1960. Materiały te ukażą się w roku 1961 nakładem NAS-NRC Publications Office, 2101.
- [4] J. L. Blankenship, *Bibliography on Semiconductor Nuclear Radiation Detectors*. Office of Technical Information USAEC Rapport Nr TID-3907, 1960.
- [5] G. Dearnaley and A. B. Whitehead, *The Solid State Surface Barrier Charged Particle Detector*, AERE, Res. Mem. R-3437, 1960.
- [6] S. S. Friedland, J. W. Mayer and J. S. Wiggins, *The Solid State Ionization Chamber*, str. 181—185 w sprawozdaniu [1].
- [7] G. L. Miller, J. L. Blankenship, J. W. Mayer, S. S. Friedland, J. M. McKenzie, R. W. Jackson, *Nucleonics*, **18**, 98 (1960).
- [8] D. Blanc, *Nucleus*, Nr 7, str. 376 (1960).
- [9] K. Rosiński, *Postępy Techniki Jądrowej*, Nr 3, str. 322 (1961).
- [10] F. C. Champion, *Progr. nuclear Phys.*, **3**, 159 (1953).
- [11] F. C. Champion and B. Dale, *Proc. Roy. Soc.*, **A234**, 419 (1956); (patrz także artykuł na str. 541 w tym samym numerze).
- [12] R. Ratuer, *Uspiechi fiz. Nauk.*, s. 154 (1950).
- [13] G. K. McKay, *Phys. Today*, **6**, Nr 5, 10 (1953).
- [14] W. F. Cotty, *J. Brit. Instn. Radio Engrs.*, **16**, 329 (1956).
- [15] K. W. Taylor, *Proc. Phys. Soc.*, **A69**, 593 (1956).
- [16] G. K. McKay, *Phys. Rev.*, **76**, 153 (1949).
- [17] G. K. McKay, *Phys. Rev.*, **84**, 829 (1951).
- [18] C. Orman, H. Y. Fan, G. J. Goldsmith and K. Lark-Harvitz, *Phys. Rev.* **78**, 646 (1950).
- [19] C. Orman, H. Y. Fan, G. J. Goldsmith and K. Lark-Harvitz, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **25**, 18 (1950).
- [20] J. W. Mayer and B. R. Gossick, *Rev. sci. Instrum.*, **27**, 407 (1956).
- [21] A. V. Airpetians i S. M. Rywkin, *Ž. tiechn. Fiz.*, **27**, 95 (1957).
- [22] S. M. Rywkin, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **106**, 250 (1956).
- [23] S. M. Rywkin, *Ž. tiechn. Fiz.*, **26**, 2667 (1956).
- [24] A. V. Airpetians, A. W. Kogan, N. M. Rejnow, S. M. Rywkin, I. A. Sokołow, *Ž. tiechn. Fiz.*, **27**, 1599 (1957).
- [25] S. M. Rywkin, A. M. Bogomarow, B. M. Konowalenko i O. A. Matwiejew, *Ž. tiechn. Fiz.*, **27**, 1601 (1957).
- [26] C. T. Sah, R. N. Noyce and W. Shockley, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **45**, 1228 (1957).
- [27] W. D. Davis, *J. appl. Phys.* **29**, 231 (1958); istnieje też praca KAPL — 1565 — Report of the Physics Section for March—April—May 1956.
- [28] F. J. Walter, J. W. T. Dabbs and L. D. Roberts, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **3**, Nr 3, 181 (1958).
- [29] F. J. Walter, J. W. T. Dabbs, L. D. Roberts and H. W. Wright, ORNL Report Nr CF 58-11-99 (1958) oraz Report Nr 2501 (1958).

- [30] R. Bomal, L. Koch, V. D. Nguyen, C. Schneider, *Colloque International d'Electronique Nucleaire*, Paryż 1958, wydane przez Agence Atomique International, t. I, str. 137, Wiedeń 1959.
- [31] R. Bomal, L. Koch, N. Van Dong et C. Schneider, C.E.A. Bull. d. Inform. Sci. et Tech., Nr 34, 2 (1959).
- [32] K. G. McKay and K. B. McAfee, Phys. Rev., **91**, 1079 (1953).
- [33] J. M. McKenzie and D. A. Bromley, Phys. Rev. Letters, **2**, 303 (1959).
- [34] J. M. McKenzie and D. A. Bromley, Proc. Instn. Elect. Engrs., **106**, Pt. B. Suppl., nr 16, str. 731 (dyskusja na str. 746) (1959).
- [35] J. M. McKenzie and D. A. Bromley, Bull. Amer. Phys. Soc., **4**, 422 (1959).
- [36] J. L. Blankenship and C. J. Borkowski, str. 190 w sprawozdaniu [1].
- [37] G. Dearnaley and A. B. Whitehead, A.E.R.E. Res. Memo., R-3278, (1960).
- [38] G. L. Miller, W. L. Brown, P. F. Donovan and I. M. Mackintosh, str. 185 w sprawozdaniu [1].
- [39] E. Nordberg, Bull. Amer. Phys. Soc., **4**, 457 (1959).
- [40] S. S. Friedland, J. W. Mayer, J. M. Denney and F. Keywell, Rev. sci. Instrum., **31**, 74 (1960).
- [41] M. L. Halbert and J. L. Blankenship, Nucl. Instrum., **8**, 106 (1960).
- [42] W. S. Wawiłow, L. S. Smirnow, W. M. Packiewicz, *Conference International de Radioisotopes* UNESCO, Paris 1957, Repp. 197b; (patrz też Dokł. Akad. Nauk SSSR, **112**, 1020 (1957)).
- [43] Ż. eksper. teor. Fiz., **33**, 804 (1957).
- [44] A. I. Yavin, Rev. sci. Instrum., **31**, 351 (1960).
- [45] W. Shockley, *International Conference on Semiconductor Physics*, Praga 1960.
- [46] M. B. Prince, Phys. Rev., **92**, 681 (1953).
- [47] W. L. Brown, str. 2 w sprawozdaniu [2].
- [48] M. B. Prince, Phys. Rev., **93**, 1204 (1954).
- [49] G. L. Pearson, Phys. Rev., **76**, 179 (1949).
- [50] W. Rosiński, Tranzystory i ich układy, PWT 1957.
- [51] H. Staub, w pierwszym tomie *Experimental Nuclear Physics*, pod red. E. Segré 1953.
- [52] A. Rose, Proc. Inst. Radio. Engrs., **43** (12) 1850 (1955). Istnieje tłum. ros. tej pracy w zbiorze art. pt. *Poluprowodnikowyje priobrazowatieli enierгии izluczenij*, Moskwa 1959.
- [53] C. Prior, J. Chim. Phys. Solids, **12**, 175 (1960).
- [54] R. L. Williams and P. P. Webb, str. 35 w sprawozdaniu [2].
- [55] R. W. Jackson, P. P. Webb and R. L. Williams, str. 29 w sprawozdaniu [2].
- [56] W. C. Dunlop, *An Introduction to Semiconductor*, New York 1957.
- [57] A. Coblenz i H. L. Owens, *Tranzystory — zastosowanie i teoria* (tłum.), PWN 1959.
- [58] F. J. Walter, J. W. T. Dabbs and L. D. Roberts, Rev. sci. Instrum., **31**, 756 (1960).
- [59] R. D. Middlebrook, *An Introduction to Junction Transistor Theory*, 1957.
- [60] O. Smolkowski, *Praca doktorska* (Thèse) na Sorbonie, 1961.
- [61] J. W. Mayer, J. appl. Phys., **30**, 1937 (1959).
- [62] J. M. McKenzie and J. B. S. Waugli, str. 195 w sprawozdaniu [1].
- [63] C. J. Frosch and L. Derick, J. Electrochem. Soc., **104**, 547 (1957).
- [64] R. Saintesprit, *Solid State Electronics*, Pergamon Press 1960, Vol. 1, str. 123.
- [65] *Transistor Technology*, D. Van Nostrand Co., New York 1957.
- [66] J. L. Blankenship and C. J. Borkowski, str. 17 w sprawozdaniu [2].
- [67] J. W. Mayer, str. 180 w sprawozdaniu [1].
- [68] E. Fairstein, str. 129 w sprawozdaniu [2].
- [69] H. M. Mann, J. W. Haslett, G. P. Lietz, str. 151 w sprawozdaniu [2].
- [70] C. T. Raymo and J. W. Mayer, str. 157 w sprawozdaniu [2].
- [71] A. B. Gillespie, *Signal, Noise and Resolution in Nuclear Counter Amplifiers*, New York 1953.

- [72] C. Cottini, E. Gatti, G. Giannelli and G. Rossi, *Nuovo Cimento*, **3**, 473 (1956).
- [73] T. L. Emmer, str. 140 w sprawozdaniu [2].
- [74] R. L. Chase, W. A. Higinbotham and G. L. Miller, str. 147 w sprawozdaniu [2].
- [75] H. S. Veloric, M. B. Prince and M. J. Eder, *J. appl. Phys.*, **27**, 895 (1956).
- [76] R. L. Batford, A. G. Chynoweth, G. C. Dacey and P. W. Foy, *J. appl. Phys.*, **31**, 1153 (1960).
- [77] F. J. Walter, J. W. T. Dabbs and L. D. Roberts, str. 79 w sprawozdaniu [2].
- [78] *Solid State Radiations*, Inc. 9925, Culver City 1961.
- [79] G. Amsel, P. Baruch et O. Smulkowski, *C. R. Acad. Sci. (Paris)* **250**, 1468 (1960).
- [80] G. Amsel, P. Baruch and O. Smulkowski, *Nucl. Instr. and Meth.*, **8**, 92 (1960).
- [81] G. Amsel and O. Smulkowski, *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, **251**, 950 (1960).
- [82] G. Amsel, P. Baruch and O. Smulkowski, str. 21 w sprawozdaniu [2].
- [83] L. Koch, J. Messier and J. Valin, str. 43 w sprawozdaniu [2].
- [84] G. Dearnaley, str. 11 w sprawozdaniu [2].
- [85] R. V. Babcock, str. 98 w sprawozdaniu [2].
- [86] R. V. Babcock, R. E. Davis, S. L. Ruby, K. H. Sun and E. D. Wolley, *Nucleonics*, **17**, 116 (1959).
- [87] RCA Victor Company, L.T.D. Research Laboratories 1001.
- [88] U. Fano, *Phys. Rev.*, **72**, 26 (1947).
- [89] A. Chetham—Strode, J. R. Tarrant and R. J. Silva, str. 59 w sprawozdaniu [2].
- [90] S. A. Baranow i A. G. Zelenkow, *Pribory i Tiechn. Ekspier.*, Nr 5, str. 3 (1959).
- [91] W. T. Joyner, H. W. Schmitt, J. H. Neiler and R. J. Silva, str. 54 w sprawozdaniu [2].
- [92] S. S. Friedland, J. W. Mayer and J. S. Wiggins, *Nucleonics*, **18**, 54 (1960).
- [93] L. M. Bollinger, R. E. Coté and G. E. Thomas, *Sprawozdanie P/687 na drugiej Konferencji Genewskiej z 1958 r.* (wyd. ros. t. 2, str. 123 lub wyd. ang., t. 15, str. 127).
- [94] A. K. Lavruchina i L. D. Krasavina, *Atomnaja Energia*, **27**, 2 (1957).
- [95] R. Steingerg, *Nucleonics*, **18**, 85 (1960).
- [96] T. A. Love and R. B. Murray, ORNL—Report, nr CF 60-5-121 (1960).
- [97] T. A. Love and R. B. Murray, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **5**, 416 (1960).
- [98] T. A. Love and R. B. Murray, str. 91 w sprawozdaniu [2].
- [99] B. Rossi and H. Staub, *Jonizacijonnyje Kamiery i Szczecziki*, Moskwa 1951.
- [100] J. M. McKenzie and G. T. Ewan, str. 50 w sprawozdaniu [2].
- [101] G. T. Raymo, J. W. Mayer, J. S. Wiggins and S. S. Friedland, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **5**, 354 (1960).
- [102] B. Takaki, M. Perkins and A. Tuzzalino, str. 64 w sprawozdaniu [2].
- [103] J. D. Van Putten and J. C. Van der Velde, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **5**, 197 (1960).
- [104] J. D. Van Putten and J. C. Van der Velde, str. 124 w sprawozdaniu [2].
- [105] H. E. Wegner, str. 103 w sprawozdaniu [2].
- [106] P. E. Donovan, G. L. Miller and B. M. Foreman, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **5**, 355 (1960).
- [107] G. L. Miller, B. M. Foreman, Luke C. L. Yuan, P. F. Dobnovan and W. M. Gibson, str. 73 w sprawozdaniu [2].
- [108] J. Benveniste, R. Booth, A. Mitchell, C. Schrader and J. Zenger, UCRL 6049 1960.
- [109] *Konferencja elektroniki jądrowej zorganizowana w Belgradzie w maju 1961 r. przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej* (Wiedeń). Oto numery referatów dotyczących złączy zaporowych: NE/32, NE/58, NE/106, NE/108, NE/110, NE/127, NE/130, NE/134, NE/136, NE/138, NE/141, NE/142, NE/153, NE/167, NE/179, NE/180, NE/196, NE/197 NE/198 oraz NE/231.
- [110] G. Dearnaley and A. B. Whitehead, *AERE R 3662* (1961).
- [111] J. A. V. van der Does de Bye, *Philips Res. Rep.*, **16**, 85 (1961).

- [112] E. Boldinger, W. Czaja and A. Z. Farroogi, *Helv. phys. Acta*, **33**, 551 (1960).
[113] H. D. Engler (Siemens), *Nukleonik*, **2**, 215 (1950).
[114] N. A. Witkowski, P. I. Malejew, O. A. Matweew, S. M. Rywkin i D. W. Tarchin, *Pribory i Techn. Eksper.*, **2**, 82 (1961).
[115] E. Melkonian, *Nuclear Instrum.*, **11**, 307 (1961).
[116] Jack H. Elliot, *Nuclear Instrum.*, **12**, 60 (1961).
[117] J. Benveniste, R. Booth and A. C. Mitchell, *Nuclear Instrum.*, **12**, 67 (1961).
[118] UCRL — 9566 (*Chemistry Division Annual Report 1960*), prace dotyczące zastosowań łącz zaporowych znajdują się na str. następujących: 101, 115, 138, 153, 248.

Pozycje bibliograficzne poczynając od pozycji [109] dodane zostały do artykułu w czasie korekty.

Encyclopaedic Dictionary of Physics (Słownik Encyklopedyczny Fizyki).

Wydawca naczelny J. Thewlis. Tom I, A—Compensated Bars. Pergamon Press, Oxford 1961. Str. XV + 800 (format 25×18 cm — petit dwuspaltowy). Z licznymi rycinami.

Referowany tom jest pierwszym tomem monumentalnego dzieła, będącego właśnie w trakcie ukazywania się. Całość ma obejmować 8 tomów podobnych do pierwszego z dodatkowym dziesiątym, zawierającym skorowidz w sześciu językach: angielskim, francuskim, hiszpańskim, japońskim, niemieckim i rosyjskim. Część tomów już się ukazała, reszta ma ujrzeć światło dzienne jeszcze w bieżącym roku 1962. Wydawcy (Pergamon Press) piszą, że żaden porównywalny słownik fizyczny nie został wydany po angielsku od czasów ukazania się *Słownika Fizyki Stosowanej Glazebrooka* w r. 1923, ale można to uznać za zbytnią skromność, gdyż po pierwsze słownik Glazebrooka już w tytule zakreśla sobie znacznie węższy zakres i ani objętością, ani chyba poziomem artykułów nie dorównuje obecnemu, a po drugie można by też chyba opuścić zastrzeżenie „po angielsku”. Oczywiście nie chodzi tu o porównanie (co do wymiaru) z encyklopediami i „Handbuchami“ fizyki, których przeznaczenie jest na ogół inne, i które są raczej zbiorem podręczników, zawierających krytyczne przedstawienie możliwie całej odnośnej literatury. Słownik natomiast ma służyć do szybkiego zorientowania się w znaczeniu pewnych terminów używanych czy to w dziedzinie swej specjalności (żaden człowiek nie może obecnie ogarnąć szczegółów wszystkich nauk, które dzisiaj — ze względów historycznych — noszą wspólną nazwę fizyki), czy to w dziedzinach pokrewnych, ale ponieważ w danym przypadku artykuły są nieraz tak wyczerpujące (i na ogół tak świetnie napisane), że mogą zastąpić zaglądnienie do specjalnych podręczników, więc *Słownik* został słucznie nazwany *Słownikiem Encyklopedycznym*.

Oto kilka danych statystycznych. Dziesięć tomów *Słownika* ma objąć w sumie ok. 8000 stron i 15 000 haseł napisanych przez 3609 specjalistów, przeważnie z krajów anglosaskich. Pierwszy tom np. posiada ok. 450 autorów poszczególnych artykułów, z których tylko ośmiu nie pochodzi z krajów anglosaskich: trzech Francuzów i po jednym z Belgii, Izraela, Jugosławii, Polski (S. Malinowski, Warszawa) i Szwajcarii. Nie jest to oczywiście żadną ujmą dla *Słownika*, gdyż słowniki (choć nie tych rozmiarów) są często pisane nawet przez jedną osobę i każdy przyczynek musi być oczywiście napisany przez specjalistę, ale niekoniecznie przez „najlepszego specjalistę na świecie“ (o ile w ogóle takie wyrażenie ma sens). Redaktorem naczelnym jest, jak już wspomniano, J. Thewlis z Atomic Energy Research Establishment w Harwell, który miał przy swym boku trzech (obecnie dwóch, bo jeden zmarł niedawno) zastępców redaktorów oraz Zespół Doradców (Consulting Editors), składający się z 69 (obecnie 66) wybitnych specjalistów, między którymi figurują takie nazwiska jak Bates, Coulson, Essen, Goudsmit, Guggenheim, Mott, Richardson, Robinson, Rossi, Sneddon, Whitehead i wielu innych. Należy jeszcze podkreślić z uznaniem fakt, że co roku mają się ukazywać tomy uzupełniające, tak że *Słownik* przez długie lata nie będzie tracił na aktualności.

Jeżeli chodzi o zakres objęty artykułami *Słownika*, to informuje nas o tym podtytuł: „Fizyka ogólna, jądrowa, ciała stałego, molekularno-chemiczna, metali i próżni, astronomia, geofizyka, biofizyka i przedmioty pokrewne.“ Ma się oczywiście rozumieć, że z dziedzin pokrewnych wchodzi w rachubę tylko ich partie sąsiadujące z fizyką. Są one traktowane dość

obszernie. I tak np. hasła zaczynające się od *Astro* obejmują aż 25 stron dwuszpaltowych, tj. przynajmniej 50 stron zwykłego formatu podręcznikowego, następnie hasła zaczynające się od *Atmospher...* obejmują 36 stron. Dziwić się tylko można, dlaczego nie wymieniono w podtytułach również i matematyki, ale na szczęście matematyka, tj. działy matematyki przydatne dla fizyki, zostały również szeroko uwzględnione. Np. pod literą A znajdujemy: afiniczną przestrzeń, algebry twierdzenie podstawowe, algebraiczne równania, metoda charakterystyk w aerodynamice i in. Dla lepszego poinformowania czytelnika o zakresie zainteresowań *Słownika* można podać z 67 działów, wypisanych na odwrocie okładki, na które redakcja *Słownika* rozplanowała cały opracowywany materiał, wszystkie działy nie czysto fizyczne, a mianowicie: astronomia, astrofizyka, biofizyka, analiza chemiczna, reakcje chemiczne, zjawiska i procesy chemiczne, substancje chemiczne, koloidy, krystalografia, metrologia techniczna, geodezja, magnetyzm ziemski, geofizyka, fizyka szpitalna i lekarska, procesy przemysłowe, matematyka, meteorologia, fotochemia i chemia promieniowań (radiation chemistry), radar, reologia.

Cechą charakterystyczną i wskazującą na anglosaskie pochodzenie Zespołu Doradców jest brak pedantyzmu w wymaganiach narzuconych autorom. Ustalono tylko oznaczenia 13 symbolów stałych uniwersalnych (niemal powszechnie przyjętych na całym świecie, z wyjątkiem może *G* na stałą grawitacyjną), a resztą pozostawiono zupełnie wolną rękę poszczególnym autorom, nawet o ile chodzi o jednostki, „*Nie powzięliśmy, na przykład, żadnego postanowienia za lub przeciw używaniu jakiegokolwiek szczególnego układu jednostek, byleby tylko autorzy pisali jasno i konsekwentnie.*“ Referent uważa takie stanowisko za całkiem słuszne wobec olbrzymiej liczby zwalczających się dotychczas układów jednostek i symboli, tym bardziej, że wszystkie ostateczne decyzje międzynarodowe lub nawet poważniejsze projekty będzie można zamieszczać w tomach uzupełniających. Długość przyczynków waha się też w bardzo rozległych granicach, od kilku wierszy do „2000 słów“, jak podano na odwrotnej stronie obwoluty. Jest to znowu zbytnia skromność, gdyż już w pierwszym tomie hasło *adsorpcja* obejmuje przeszło 6½ stron, tj. ok. 6000 słów, a niewiele mu ustępują hasła *Charakterystyki w rozwiązywaniu równań hiperbolicznych o pochodnych cząstkowych* (4½ stron) i *Odlewnictwo i modelowanie (casting and moulding* — 4 str.).

Dla uniknięcia nieporozumień można by jeszcze zauważyć, że omawiany *Słownik* nie zajmuje się specjalnie historią fizyki i chociaż w wielu artykułach można znaleźć pewne szczegóły historyczne, tyżące się omawianego zagadnienia z podaniem nazwisk twórców lub wynalazców, to nie ma w nim haseł odnoszących się do nazwisk uczonych, które można znaleźć w odpowiednich słownikach biograficznych lub encyklopediach.

Reasumując, można gorąco polecić *Encyklopedyczny Słownik Fizyki* wszystkim zainteresowanym, a więc przede wszystkim fizykom doświadczalnym i teoretycznym, jak również astronomom, astrofizykom, biologom, chemikom, cybernetykom, filozofom, geofizykom, matematykom, meteorologom, mineralogom, technikom, których zainteresowania wiążą się w jakikolwiek sposób z fizyką. Nie ulega wątpliwości, że nie tylko biblioteki wszystkich zakładów fizycznych naszych Wyższych Uczelni i wszystkich Instytutów Fizyki bez wyjątku, ale również i Zakłady i Instytuty wszystkich „dziedzin pokrewnych“ powinny się bez wahania zaopatrzyć w to całkiem wyjątkowe dzieło. Co prawda cena 298 dolarów za całość wydaje się na pierwszy rzut oka dość wygórowana, ale zważywszy na objętość dzieła (8000 „podwójnych“ stron, tj. ok. 40 podręczników przeciętnych rozmiarów) i na to, że może ono z korzyścią zastąpić całą biblioteczkę podręczników specjalnych (z wspomnianych już „nauk pokrewnych“) cenę tę można uważać za stosunkowo niską.

Jan Weyssenhoff

F. KOHLRAUSCH: Fizyka laboratoryjna, 2 tomy, PWN, Warszawa 1959—1961

(Tytuł oryginału: *Praktische Physik*) str. 856 + 951, cena 135 + 165 zł)

Z dwudziestego wydania niemieckiego tłumaczyli: J. Auleytner, P. Ciok, T. Dryński, A. Feltynowski, J. Glass, T. Hofmokl, B. Kuchowicz, S. Kulikowski, R. Mierzeczki, J. Rogaczewski.

Państwowe Wydawnictwo Naukowe oddało do rąk polskich czytelników nową poważną pozycję z dziedziny fizyki praktycznej. Jest to tłumaczenie popularnego wśród fizyków dwutomowego dzieła F. Kohlrauscha — *Praktische Physik*, przeznaczonego do użytku fizyków doświadczalnych jako vademecum metod fizyki doświadczalnej i techniki laboratoryjnej. Tom pierwszy zawiera ogólne uwagi o pomiarach i ich opracowaniu, mechanikę, akustykę, ciepło i optykę. W tomie drugim oprócz rozdziałów o elektryczności i magnetyzmie, cząstkach i kwantach zamieszczono 133 tablice stałych fizycznych, wzorów i funkcji. Materiał podany jest w formie krótkich, nadzwyczaj treściwych notatek, których numeracja, oparta na systemie dziesiętnym pozwala na szybkie odszukanie potrzebnych informacji. Na końcu większości notatek zamieszczono odnośniki do prac oryginalnych i monografii, w których można znaleźć bliższe informacje dotyczące przedmiotu. Uwalnia to czytelnika od żmudnych poszukiwań w abstraktach. Należy żałować, że Redakcja polskiego tłumaczenia nie uzupełniła danych bibliograficznych nowszymi pozycjami, zwłaszcza w języku polskim.

Dwudzieste wydanie dzieła Kohlrauscha, z którego dokonano przekładu, zostało opracowane na nowo przez ok. 50 specjalistów z różnych dziedzin fizyki, co miało na celu przystosowanie książki do potrzeb współczesnych fizyków eksperymentatorów pracujących w laboratoriach naukowo-badawczych i przemysłowych. Mimo to uważnemu czytelnikowi tej książki mogą się nasunąć pewne wątpliwości co do tego, czy postawiony cel został w pełni osiągnięty. W kręgu zainteresowań współczesnego fizyka pojawiają się nowe problemy, inne zaś schodzą na dalszy plan. Ewolucja zainteresowań jest dziś szybsza niż kiedykolwiek, co jest związane z mnogością ośrodków badawczych i szybko rosnącą rzeszą fizyków. Większość nowych problemów, zwłaszcza doświadczalnych, po kilkunastu czy wręcz po kilku latach intensywnej eksploatacji zostaje wyczerpanych. Zdarza się również i to, że atrakcyjność problemu okaże się pozorna lub trudności techniczne zbyt wielkie, z wyraźną nadzieją na szybkie rozwiązanie. Ewolucja zainteresowań fizyków pociąga za sobą zmianę podstawowych środków doświadczalnych, którymi posługują się w codziennej pracy laboratoryjnej. Szybkie tempo rozwoju techniki wywiera nie mniejszy wpływ na formę i doskonałość tych środków. Wymienione wyżej fakty powodują to, że nawet najlepiej napisany podręcznik fizycznej techniki eksperymentalnej, w którym dokonano najtrafniejszego wyboru materiału, może, a nawet musi stracić ze swej świeżości i aktualności po niewielu latach od chwili napisania. Dotyczy to w pewnej mierze pięknej skądinąd pracy Kohlrauscha. Zastrzeżenia budzić muszą zwłaszcza dysproporcje w potraktowaniu poszczególnych tematów. Klasycznej aparaturze fizycznej i metodom pomiarowym poświęcono dużo miejsca, z wyraźną szkodą dla rzeczy nowych. Ilustruje to np. fakt, że induktorowi ziemskiemu poświęcono całą stronę, a metodzie Gaussa pomiaru składowej poziomej magnetyzmu ziemskiego aż 3 strony, podczas gdy notatka o fotopowielaczu zajmuje 18 wierszy. Zbyt lakonicznie potraktowano technikę wysokiej próżni, która przecież ma znaczenie podstawowe dla współczesnego laboratorium fizycznego, nie mówiąc o tym, że opisywane rozwiązania konstrukcyjne nie należą do najnowszych. Zbyt mało miejsca poświęcono technice otrzymywania silnych pól magnetycznych i niskich temperatur. Wiadomości o fotograficznej metodzie rejestracji promieniowania rozrzucone są w wielu miejscach i są zbyt ogólne. W książce znalazły się natomiast paragrafy noszące najwyraźniej charakter podręcznikowy, jak np. paragraf poświęcony istocie i powstawaniu promieni kosmicznych. Książka została przecież pomyślana nie jako podręcznik, lecz raczej jako publikacja przeglądowa o charakterze kalendarza, przeznaczonego do użytku praktyków z Instytutów badawczych i laboratoriów przemysłowych. Wyreżanie kursowych podręczników fizyki ogólnej było w tym wypadku chyba niepotrzebne. Tym niemniej przeważająca część klasycznej

techniki eksperymentalnej została opracowana w sposób przejrzysty i jeżeli nie wyczerpujący to stanowiący przynajmniej doskonały punkt wyjścia do poszukiwania obszerniejszych danych w literaturze oryginalnej i monograficznej.

Tłumaczenie jest pod względem językowym na ogół poprawne, chociaż niektóre terminy użyte przez tłumaczy mogłyby być przedmiotem sporu, np. „jasność przyrządu optycznego“, itp.

Reasumując wnioski można stwierdzić, że *Fizyka laboratoryjna* mimo pewnych niedostatków jest wartościową pozycją w bibliotece każdego fizyka-praktyka, a zwłaszcza tego, który posługuje się klasyczną techniką eksperymentalną. Z tego punktu widzenia wydanie dzieła Kohlrauscha należy uznać za celowe.

Lubomir Gabla

M. MINNAERT: Światło i barwa w przyrodzie

Tłumaczył Włodzimierz Zonn, Biblioteka Problemów, PWN Warszawa, 1961, str. 478, zdjęć 25, rys. 177, cena 35 zł.

Wydana w Bibliotece Problemów książka Minnaerta *Światło i barwa w przyrodzie* jest jedną z cenniejszych pozycji światowej fizycznej literatury popularnonaukowej. Została ona przełożona z języka holenderskiego na kilka języków. Między innymi ukazała się w języku angielskim i rosyjskim, a obecnie w języku polskim.

Minnaert w swojej książce przedsięwziął trudne zadanie przystępnego wyjaśnienia liczby zjawisk świetlnych, pojawiających się w życiu codziennym, choć nie zawsze dostrzeganych. Zwięzły i jasny tok rozumowania sprawia, że nawet trudne do wyjaśnienia zjawiska przyrody stają się łatwo zrozumiałe dla czytelnika z przygotowaniem w zakresie szkoły średniej. Tylko w kilku wypadkach autor prowadzi rozumowanie z pomocą rachunku różniczkowego i całkowego. Należyte korzystanie z książki jest jednak uwarunkowane spostrzegawczością i zacięciem eksperymentalnym obserwatora, które są konieczne do konfrontacji zaobserwowanych zjawisk z ich fizyczną interpretacją. W książce zostały omówione zjawiska świetlne, których obserwacji można dokonywać bez użycia jakiegokolwiek przyrządów lub co najwyżej z pomocą urządzeń wykonanych własnoręcznie bardzo prostymi środkami.

Minnaert uczy patrzeć i analizować zjawiska przyrody w sposób ścisły, choć nie odbierający im pełnego uroku. Książka *Światło i barwa w przyrodzie*, zdaniem autora, powinna znaleźć się w rękach wszystkich tych, „którzy lubią przyrodę; dla młodzieży wędrującej po niezmiernym świecie i zbierającej się wieczorem na biwaku przy ognisku. Dla malarzy, którzy podziwiają barwę i światło, nie rozumiejąc jednak przyczyn odbieranych wrażeń. Dla wszystkich, którzy mieszkają na wsi, którzy lubią wędrować, jak również i dla tych, którzy mieszkając, w miastach dostrzegają zjawiska przyrody nawet w hałasie i zamecie miast.“

Celem lepszego zorientowania się w wyborze zjawisk omówionych w książce, warto przytoczyć przynajmniej tytuły rozdziałów, w ramach których ujął autor ponad 250 efektów świetlnych i barwnych obserwowanych w przyrodzie. Oto one: „Światło słoneczne i cienie. Odbicie światła. Załamanie światła. Zakrzywienie promieni świetlnych w atmosferze. Natężenie i jasność światła. Oko. Barwy. Obrazy wtórne i zjawiska kontrastów. Ocena kształtu i ruchu. Tęcze, halo i wieńce. Nimby. Światło i barwa nieba. Światło i barwa w krajobrazie. Świecące rośliny, zwierzęta i kamienie.“

Oddając do rąk czytelnika opracowanie tak wielu różnorodnych zjawisk przyrody zarówno prostych w obserwacji, jak też skomplikowanych i trudnych, autor książki wyraża przekonanie, „że nawet doświadczony fizyk znajdzie w tej książce coś nowego“. Wydaje się że w tym stwierdzeniu nie ma zupełnie przesady.

W końcu należy odnotować to, że przekład polski czyta się na ogół łatwo. Jest to niemałą zasługą tłumacza. Książka została wydana starannie, choć szkoda, że reprodukcje fotografii nie zostały wykonane na wkładkach kredowych, co dałoby większą czytelność szczegółów.

Andrzej Kisiel

Z. WIĘCKOWSKA: *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, PWN Warszawa 1962, str. 52, cena 6,50 zł.

Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki Zofii Więckowskiej są uzupełnieniem podręcznika wydanego pod tym samym tytułem pod redakcją T. Dryńskiego. Uzupełnienie to zawiera opisy 12 ćwiczeń ustawionych w pierwszej Pracowni Fizycznej Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, już po wydaniu podręcznika T. Dryńskiego. W zbioru tym znalazło się 6 ćwiczeń z działu elektryczności, 4 z fizyki półprzewodników i po jednym ćwiczeniu z analizy widmowej i techniki wysokiej próżni. Opisane ćwiczenia jako nieco trudniejsze są przeznaczone przede wszystkim dla studentów II roku fizyki, oboznanych już trochę z pracą w laboratorium fizycznym.

W. J. LEWĄNTOWSKI: *Rakieta do Księżyca*, PWN, Warszawa 1961.

Tłum. z rosyjskiego Włodzimierz Jodłowski, Karol Makowski, Alfred Windholz, str. 449 + 16.

Książka ta poświęcona jest kompleksowi zagadnień związanych głównie z lotami do Księżyca a także z lotami międzyplanetarnymi. Autor rozpatruje w niej najpierw zagadnienia ruchu odrzutowego, techniki raketowej i jej perspektyw, omawiając projekty wykorzystania energii jądrowej i raket jonowych. Następnie przedstawia elementy mechaniki nieba, niezbędne do zrozumienia praw ruchu raket w przestrzeni kosmicznej oraz metody obliczania torów przelotów do Księżyca i dyskutuje różne klasy torów, zapewniających trafienie w Księżyc lub jego okrażeńie. W dalszym ciągu omówione są różnorodne zagadnienia związane z lotem na Księżyc zarówno raket sterowanych automatycznie, jak i raket z załogą ludzką, warunki fizyczne panujące na Księżycu i metody jego badań oraz problemy wynikające z pobytu człowieka w kosmosie. Korzystając z tego, że wiele rozważań przedstawionych w tej książce ma znaczenie nie tylko przy lotach na Księżyc, autor przedstawia również pewne zagadnienia związane z podróżami międzyplanetarnymi. Książkę kończy dodatek opisujący loty radzieckich raket księżycowych, wyrzuconych w przestrzeń w r. 1959 i przegląd najważniejszych wydarzeń astronautycznych do sierpnia 1961 r.

Książka ta ma charakter popularnonaukowy w tym znaczeniu, że zakłada u czytelnika wiadomości z matematyki i fizyki na poziomie szkoły średniej, autor nie waha się jednak przed przedstawieniem skomplikowanych problemów mechaniki nieba i techniki raketowej, kładąc nacisk na kwestie zasadnicze i na powiązanie pojęć występujących w astronautyce z wiadomościami, jakie czytelnik powinien wynieść z szkoły średniej. Z tych trudności wyszedł autor zwycięsko, można by postawić mu zarzut tylko w odniesieniu do definicji siły ciągu (str. 20), gdzie podany został sam wzór na siłę ciągu, a nie wyprowadzono go z zasad dynamiki Newtona, co jest bardzo proste i co ułatwiłoby przeciętnemu czytelnikowi zrozumienie tego pojęcia. Dobrym pomysłem było umieszczenie dodatku o radzieckich raketach księżycowych oraz przeglądu wydarzeń astronautycznych do sierpnia 1961 r., co przyczyniło się do utrzymania aktualności materiału zawartego w tej książce.

Bronisław Średniawa

Nowa komisja ICSU

Komitet Wykonawczy Międzynarodowej Rady Stowarzyszeń Naukowych (ICSU) zatwierdził projekt powołania nowej międzynarodowej komisji nauczania. Projekt podlega zatwierdzeniu przez poszczególne zainteresowane unie: Międzynarodową Unię Fizyki Czystej i Stosowanej oraz unie: chemiczną, matematyczną, astronomiczną i biologiczną.

Korzyści, jakie mogą wynikać z utworzenia tej organizacji zostały po raz pierwszy przedyskutowane w Paryżu, w lecie 1960 r., na zebraniu Komisji Nauczania Fizyki Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej.

Nowa komisja ISCU ma zająć się wszystkimi problemami związanymi z nauczaniem w szczególności na stopniu akademickim.

Pierwsze zebranie odbędzie się w tym roku, a organizacją zajmie się prof. P. Fleury (Paryż).

Siedemdziesięciolecie Biełowa

18 grudnia 1961 r. odbyło się uroczyste zebranie w Instytucie Krystalografii Akademii Nauk ZSRR dla uczczenia siedemdziesiątej rocznicy urodzin wybitnego uczonego radzieckiego Nikołaja Wasiljewicza Biełowa.

Prof. Biełow jest od 1938 r. kierownikiem Zakładu Badania Struktury Instytutu Krystalografii. Jest on założycielem nowoczesnej „szkoły“ analizy strukturalnej kryształów. Nauka zawdzięcza mu poważne postępy teorii symetrii, rozwinięcia teorii gęstych upakowań, opracowanie prostych metod rozszyfrowywania struktur atomowych kryształów. Jego badania doświadczalne struktur krzemianów doprowadziły do opracowania ogólnej teorii budowy tych kryształów.

Nikołaj Wasiljewicz Biełow jest członkiem rzeczywistym Akademii Nauk ZSRR,

jest odznaczony licznymi orderami, m. in. Orderem Lenina.

Prof. Biełow jest dobrze znany w Polsce, którą odwiedzał parokrotnie, między innymi w r. 1952 brał udział w „Infeldiadzie“ w Spale. Cieszy się wśród fizyków polskich nie tylko szacunkiem, ale również powszechną sympatią ze względu na miłe usposobienie i poczucie humoru.

Nagrody brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego

Rada brytyjskiego Instytutu Fizyki i Towarzystwa Fizycznego przyznała za rok 1961 dwie nagrody: „Nagrodę Charlesa Venon Boya“ — drowi P. B. Hirschowi (Cavendish Laboratory, Cambridge) za prace w dziedzinie spektroskopii promieni X w szczególności za badania dyslokacji i innych defektów w kryształach metali oraz „Nagrodę i medal Maxwella“ — profesorowi A. Salamowi (Imperial College of Science & Technology) za jego wkład do teorii cząstek elementarnych.

Hall zastępcą Dyrektora Generalnego MAEA

John Hall (USA) został powołany na stanowisko (jedno z czterech) Zastępcy Dyrektora Generalnego Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej. Hall był dotychczas doradcą przedstawiciela USA na Zebraniach Ogólnych MAEA.

Nowy przewodniczący Euratomu

10 stycznia 1962 objął urzędowanie nowy przewodniczący Euratomu — Pierre Chatenet, wyznaczony przez rząd francuski w miejsce poprzedniego przewodniczącego Etienne Hirscha.

Hirsch pełnił tę funkcję od r. 1959. Głównym rysem polityki Hirscha było położenie nacisku na rozwój badań w dziedzinie reaktorów mocy. Zgodnie z tą tendencją w państwach należących do Eura-

tomu energia jądrowa ma od r. 1970 konkurować w przemyśle z energią „konwencjonalną“. Aby móc to osiągnąć Euratom wydatkował w ciągu swoich pierwszych pięciu lat istnienia 215 milionów dolarów na badania naukowe. Dla Euratomu pracują centra badań jądrowych w Ispra (Włochy), Mol (Belgia), Petten (Holandia) i Karlsruhe (NRF), zatrudniając łącznie 1700 pracowników naukowych (w tym 1100 w Ispra). Euratom wspomaga również badania nad reakcjami termojądrowymi prowadzone w Fontenay-aux-Roses.

Zebrań Związku Niemieckich Towarzystw Fizycznych

Doroczne zebranie Związku Niemieckich Towarzystw Fizycznych (Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften) oraz Austriackiego Towarzystwa Fizycznego odbyło się w dniach od 15 do 21 października 1961 w Wiedniu. W zebraniu wzięło udział 2250 uczestników. Posiedzenia plenarne odbywały się w największym audytorium wiedeńskim — w Konzertsaal, a posiedzenia sekcyjne w salach Instytutów Fizyki Uniwersytetu. Codziennie przed południem odbywało się jedno posiedzenie plenarne, na którym wygłaszano referaty przeglądowe na temat ostatnich postępów w różnych dziedzinach fizyki (mechanika statystyczna procesów nieodwracalnych, skład izotopowy meteorytów i historia promieniowania kosmicznego i układu planetarnego, wiązki atomowe a spektroskopia, masery, teoria sił jądrowych, zasada Macha, reakcje strippingu, problem wielu ciał w niskich temperaturach, niektóre zagadnienia z fizyki półprzewodników).

Po południu odbywały się posiedzenia sekcyjne, na których wygłaszano krótkie (10—20 min) referaty z prac własnych połączone z dyskusją.

Nowy pogląd na pas radiacyjny dokoła Ziemi

Sztuczny satelita amerykański Explorer XII, wyrzucony na orbitę 15 sierpnia 1961, dostarczył w ciągu 112 dni swego „życia“ $3 \cdot 10^9$ informacji.

Najciekawsze może z nich dotyczą zewnętrznej strefy Van Allena, która, jak wy-

nika z tych danych, jest utworzona z protonów o stosunkowo niskiej energii (poniżej 1 MeV), a nie jak dotychczas przypuszczano z wysokoenergetycznych elektronów. Byłaby to bardzo dobra wiadomość dla przyszłych astronautów, gdyż protony łatwiej są absorbowane niż elektrony oraz nie emitują przy hamowaniu tak szkodliwych promieniowań jak elektrony.

Wydaje się, że pogląd jakoby strefa Van Allena składała się z dwóch oddzielnych pasów jest fałszywy. Należy raczej liczyć się z istnieniem jednego pasa o dużej grubości.

Przesunięcie czerwone na Słońcu

Ogólna teoria względności przewidywała, jak wiadomo, przesunięcie ku czerwieni widma słonecznego, wynikające z oddziaływania z polem grawitacyjnym Słońca. Dotychczasowe próby wykrycia tego przesunięcia nie dały wyniku, gdyż rozszerzenie dopplerowskie linii maskowało właściwy efekt.

Przesunięcie grawitacyjne w polu Ziemi zostało nie tak dawno stwierdzone w warunkach laboratoryjnych przez grupy fizyków ośrodka badań jądrowych w Harwell i w Uniwersytecie Harvard, którzy wykorzystali w swoich doświadczeniach zjawisko Mössbauera.

W ubiegłym roku dwaj astrofizycy francuscy, J. E. Blamont i F. Roddier z obserwatorium w Meudon, wykryli doświadczalnie przesunięcie grawitacyjne widma słonecznego (Phys. Rev. Letters, 7, 437 1961).

Obserwowali oni świecenie rezonansowe pary strontu wzbudzone promieniowaniem słonecznym. Mierzono natężenie jednej składowej zeemanowskiej linii rezonansowej $^1P_1 - ^1S_0$ (4607,3 Å) strontu, w zależności od natężenia pola magnetycznego, działającego na parę w naczyniu rezonansowym. Pomiar tej zależności daje bezpośrednie informacje o profilu linii w widmie Słońca. Geometria układu pomiarowego zapewniała dostateczną redukcję rozszerzenia dopplerowskiego. Stwierdzono wyraźną różnicę kształtu i położenia maksimum między promieniowaniem pochodzącym od środka tarczy słonecznej a promieniowaniem pochodzącym

z jej brzegu. Po uwzględnieniu szeregu poprawek uzyskano wartość przesunięcia ku czerwieni w dobrej zgodności z przewidywaniem teorii.

Akcelerator elektronów na Syberii

W Instytucie Jądrowej Fizyki, Elektroniki i Automatyki Politechniki w Tomsku rozpoczął działanie pierwszy na Syberii mikrotron przyspieszający elektrony do energii 5 MeV. Prawie wszystkie elementy akceleratora zostały wykonane na miejscu w Instytucie.

Liniak w New-Haven

14 września 1961 rozpoczął działanie akcelerator liniowy Uniwersytetu Yale w New-Haven, przyspieszający elektrony do energii nominalnej 40 MeV. Jednak przy prądach słabszych niż nominalny, liniak będzie mógł nadawać elektronom energie aż do 80 MeV.

Przy pomocy tego urządzenia będą prowadzone pod kierunkiem L. Schultza, C. K. Bockelmana i J. E. Drapera badania reakcji fotojądrowych, struktury jąder i rozpraszania wysokoenergetycznych elektronów.

Elektronika kwantowa

W dniach od 23 do 25 marca 1961 odbyła się w Berkeley (Kalifornia) II Międzynarodowa Konferencja Elektroniki Kwantowej. Wzięło w niej udział ponad 500 naukowców ze Stanów Zjednoczonych, Francji, Izraela, Japonii, Niemiec, Szwajcarii, Wielkiej Brytanii i ZSRR. Wygłoszono około 60 referatów na temat ostatnich osiągnięć w dziedzinie maserów, pompowania optycznego, oddziaływań fononowych i procesów relaksacyjnych w ciałach stałych i gazach.

Wszystkie obrady odbywały się plenarnie. Przewodniczącymi poszczególnych posiedzeń byli: W. Gwinn, E. Hahn, A. Kip, S. Silverman, J. H. van Vleck i John R. Whinnery.

Na wstępie prof. C. H. Townes zestawił różnego rodzaju prace doświadczalne wykonywane przy użyciu maserów.

A. L. Schawlow przedstawił badania struktury subtelnej i fluorescencji w tlen-
Postępy Fizyki, Tom XIII, Zeszyt 4

kach aluminium i magnezu. Prace te mają zasadnicze znaczenie dla zrozumienia mechanizmu maserów rubinowych.

Ostatnie osiągnięcia w dziedzinie pompowania optycznego referowali J. Brossel i C. Cohen-Tannoudji (Paryż).

W. Low (Uniwersytet Hebrajski, Jerozolima) omówił obecny stan wiedzy o widmach optycznych ciał stałych paramagnetycznych.

Postępy w dziedzinie spektroskopii submilimetrowej przy użyciu interferometru Michelsona przedstawił H. A. Gebbe (National Physical Laboratory, Wielka Brytania), a P. S. Persham i N. Bloembergen (Harvard) — prace własne nad modulacją mikrofal.

Nowy i zadziwiający sposób chłodzenia został opisany przez S. Yatsiva (Uniwersytet Hebrajski, Jerozolima) — proces, w którym są absorbowane fonony i emitowane fotony powinien wywołać obniżenie temperatury. Przy wykorzystaniu zeemanskiego rozszczepienia poziomów można by dojść do bardzo niskich temperatur.

N. G. Basow (Instytut Lebediewa) omówił możliwości występowania ujemnego współczynnika absorpcji w przejściach niebezpośrednich w półprzewodnikach.

Teorię wielokwantowych przejść w maserach gazowych przedstawił T. Yajima i K. Shimode (Tokio). Wyniki ich prac doświadczalnych z cząsteczkami HCOOH są w zupełnie dobrej zgodności z tą teorią.

H. E. Edgerton (MIT) omówił możliwości stosowania lamp błyskowych jako silnych źródeł w pompowaniu optycznym.

J. Jelley i B. F. C. Cooper opisali aparaturę radioteleskopu Uniwersytetu Harvard, w której zastosowano przedwzmacniacz maserowy.

Sprawozdanie z konferencji zostało opublikowane przez Columbia University Press pt. *Advances in Quantum Electronics*.

Fizyka Niskich Temperatur

W dniach od 13 do 20 października 1961 odbyła się w Kijowie doroczna konferencja na temat fizyki niskich temperatur. W konferencji, której celem jest koordynacja badań w tej dziedzinie, wzięli udział przedsta-

wiciele wszystkich ośrodków prowadzących w ZSRR badania w zakresie niskich temperatur (Moskwa, Leningrad, Charków, Kijów, Swierdłowski, Tbilisi i inn.).

Z dziedziny nadprzewodnictwa duże zainteresowanie wywołała praca na temat tunelowego przechodzenia elektronów przez warstwę dielektryka, znajdującą się między dwiema cienkimi warstwami metalicznego nadprzewodnika. Poinformowano także o odkryciu nowej nadprzewodzącej modyfikacji bizmutu o temperaturze przejścia nadprzewodnictwa $3,92^{\circ}\text{K}$ przy ciśnieniu $25\,000\text{ kG/cm}^2$.

W dziale nadciekłości przedstawiono między innymi badania rozchodzenia się frontów turbulencji w długich kapilarach napełnionych nadciekłym helem.

Dwie prace dotyczyły rozpraszania kwantów γ i powolnych neutronów w cieczy Fermiego (^3He) jako w ośrodku, w którym można stwierdzić występowanie tak zwanego dźwięku zerowego przewidzianego teorią Landaua.

W dziedzinie antyferromagnetyzmu na szczególną uwagę zasługują badania efektu piezomagnetycznego w monokryształach syderytu FeCO_3 oraz rezonansu antyferromagnetycznego w węglanach manganu i kobaltu. Badano również właściwości stopu Ni_3Mn w obszarze temperatur od pokojowej do $1,3^{\circ}\text{K}$ w związku z możliwością współistnienia ferromagnetyzmu i antyferromagnetyzmu przy temperaturach poniżej $20,4^{\circ}\text{K}$.

Dużo uwagi poświęcono teorii przewodnictwa elektrycznego metali w niskich temperaturach, zjawisku de Haasa-van Alfvéna i kwantowemu rezonansowi cyklotronowemu.

Ostatnio bardzo rozwinęły się badania właściwości półprzewodników w niskich temperaturach. Prace teoretyczne wskazały na możliwość zachodzenia nowego typu rezonansu na nośnikach strefowych w polu elektrycznym szybkozmiennym. Przy pomocy spektroskopu mikrofalowego zbadano zjawiska rezonansowe w półprzewodnikach typu wurecytu w temperaturach helowych. Badano również właściwości galwanomagnetyczne germanu w silnych polach magnetycznych i niskich temperaturach.

Szereg prac dotyczyło badania rezonansu jądrowego. Bardzo wiele uwagi poświęcono

badaniom pochłaniania rezonansowego (zjawisko Mössbauera).

W grupie prac optycznych na szczególną uwagę zasługują badania zjawisk magneto-optycznych w monokryształach CdS w temperaturach helowych.

Seminarium pozaeuropejskie w Uppsali

Uniwersytet w Uppsali rozpoczął w tym roku akademickim seminarium na temat organizacji badań naukowych i nauczania fizyki. Seminarium jest przeznaczone dla studentów i młodych pracowników nauki z krajów pozaeuropejskich. Omawiane są metody organizacji badań naukowych, programy nauczania, przykłady projektowania szkół, instytutów naukowych i technicznych.

Członkowie seminarium otrzymują stypendia pokrywające koszty utrzymania i podróży ufundowane przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej, UNESCO, i szwedzki Komitet Pomocy Technicznej.

Seminaria te będą kontynuowane w następnych latach.

Nauczanie fizyki

Ukazalo się sprawozdanie z międzynarodowej konferencji poświęconej nauczaniu fizyki, która odbyła się w Paryżu w dniach od 18 lipca do 4 sierpnia 1960 r. Sprawozdanie pt. „International Education in Physics” zredagowali: Sanborn C. Brown (MIT), przewodniczący konferencji i Norman Clarke (Institute of Physics & the Physical Society), sekretarz konferencji. Konferencji patronowała Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej oraz UNESCO i Organizacja Europejskiej Współpracy Ekonomicznej.

Delegatami Polski na konferencji byli: dr M. Halaunbrenner (Kraków) i profesor S. Szczeniowski (Warszawa). Dr Halaunbrenner wygłosił dwa referaty o olimpiadach fizycznych i o ośrodkach metodyki nauczania fizyki.

Tablice natężeń linii widmowych

Amerykańskie Narodowe Biuro Wzorców wydało tom II tablic natężeń linii widmowych (*Tables of Spectral-Lines Intensities, Part II*) zredagowany przez F. Meggersa,

C. H. Corlissa i B. F. Scribnera. Tom II zawiera dane ułożone według długości fali. Tom I, który dopiero się ukazuje, będzie ułożony według pierwiastków.

Tom II zawiera 39 000 linii siedemdziesięciu pierwiastków podane w dwóch tabelach: tabela główna zawiera wszystkie linie, a tabela pomocnicza tylko linie bardzo silne.

Książka kosztuje 3 dolary.

Kryształy niemetaliczne

Ukazała się nakładem W. A. Benjamin Inc., New York, książka *Chemical Physics of Nonmetallic Crystals*, zawierająca referaty wygłoszone na międzynarodowym sympozjum na temat fizyko-chemii kryształów niemetalicznych, które odbyło się w sierpniu 1961 w Northwestern University (USA).

August Żáček

Dnia 26 października 1961 zmarł w wieku 75 lat August Żáček, były profesor fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Karola w Pradze.

Prace badawcze Żáčka dotyczyły głównie prądów zmiennych wysokich częstotliwości i doprowadziły go w latach trzydziestych do wynalezienia magnetronu — generatora bardzo krótkich fal elektromagnetycznych. Urządzenie to w znacznie ulepszonej formie wykorzystywane było w czasie II wojny światowej jako generator w aparaturach radarowych. Żáček prowadził również badania oscylatorów piezoelektrycznych. Był także doskonałym dydaktykiem i napisał szereg podręczników uniwersyteckich.

W latach 1922—1940 i 1945—1948 Żáček był kierownikiem Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Karola.

A. M. Tyndall

29 października 1961 r. zmarł wybitny fizyk angielski, Arthur Mannering Tyndall.

Tyndall urodził się w Bristolu w r. 1881, studiował w Bristolu i w Londynie. Po ukończeniu studiów został asystentem a następnie profesorem Uniwersytetu w Bristolu, gdzie pracował aż do r. 1948, to jest aż do przejścia na emeryturę.

Głównym przedmiotem zainteresowania Tyndalla były zjawiska związane z wyładowaniami elektrycznymi w rozrzedzonych gazach. Jego pierwsze prace dotyczą wyznaczania mas jonów gazowych. Na podstawie uzyskanych wyników Tyndall doszedł do wniosku, równocześnie i niezależnie od Townsenda, że jony ujemne są elektronami, a jony dodatnie — naładowanymi atomami.

We wczesnych latach dwudziestych Tyndall rozpoczyna badania ruchliwości jonów dodatnich. Wyniki tych badań zawarte są w jego klasycznej monografii *The Mobility of Ions in Gases*.

Tyndall był twórcą i długoletnim kierownikiem słynnego Henry Wills Laboratory w Bristolu, gdzie jego uczniami i współpracownikami byli między innymi: F. C. Frank, R. W. Gurney, W. Heitler, W. Herzberg, H. London, N. F. Mott i H. W. B. Skinner, C. F. Powell.

W r. 1933 Tyndall został wybrany członkiem Towarzystwa Królewskiego, był również odznaczony komandorią orderu Imperium Brytyjskiego.

Polskie Towarzystwo Fizyczne Oddział Lubelski

Dnia 26 stycznia 1962 r. został wybrany nowy Zarząd Oddziału Lubelskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w składzie: doc. dr Armin Teske — przewodniczący, dr Mieczysław Subotowicz — wiceprzewodniczący

mgr Jadwiga Skierczyńska — sekretarz, mgr Tomasz Goworek — skarbnik, dr Stanisław Szpikowski — członek zarządu

mgr Bogdan Adamczyk — członek zarządu

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Prof. dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI

Skarbnik
Dr HALINA CHECIŃSKA

Członek Zarządu
Doc. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ
Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ
Szczecin — Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń — Doc. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
Warszawa — Prof. dr WITOLD ŁANIECKI
Wrocław — Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

TREŚĆ

V. F. Weisskopf — Zagadnienia struktury jądra (<i>tłum. Adam Sobiczewski</i>)	375
L. Gabla — Lasery	395
W. Ziętek — Rozwój poglądów na strukturę domenową ferromagnetyków	407
J. Głowacki — Wygaszanie fotoluminescencji roztworów przez obce substancje	431
J. Przedmojski — Rentgenowskie komory ciśnieniowe	455
L. Kowalski i P. Radvanyi — Półprzewodnikowe złącza zaporowe jako detektory promieniowań jądrowych	463

RECENZJE

Encyclopaedic Dictionary of Physics (<i>J. Weysenhoff</i>)	493
F. Kohlrusch — Fizyka laboratoryjna (<i>L. Gabla</i>)	495
M. Minnaert — Światło i barwa w przyrodzie (<i>A. Kisiel</i>)	496
Z. Więckowska — Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki	497
W. Lewantowski — Rakieta do Księżycy (<i>B. Średniawa</i>)	497
KRONIKA	499

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki“.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienie dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

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.