

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XI

ZESZYT 2

1960

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1533 + 137 egz.	Rękopis dostarczono 20. IV. 1960
Ark. wyd. 7.-, ark. druk. 7 + 1 wkł.	Podpisano do druku 13. VIII. 1960
Papier druk. sat. 70 g, kl. V	Druk ukończono w sierpniu 1960
Zamówienie 276/60	Cena zł 15.- E-20

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4



Prof. dr Aleksander Jabłoński

Tadeusz Skaliński

Institut Fizyki Doswiadczalnej UW
Warszawa

35 lat działalności naukowej prof. Aleksandra Jabłońskiego

Szanowni Państwo! *

Zadanie moje przedstawienia w wielkim skrócie dorobku naukowego prof. Aleksandra Jabłońskiego jest jednocześnie i trudne i łatwe. Łatwe, gdyż niemal cała twórczość Jabłońskiego związana jest z podstawowymi zagadnieniami spektroskopii (w szczególności luminescencji) i obraca się dokoła wyraźnie zarysowanych problemów interpretacji mechanizmu promieniowania światła przez atomy i drobiny. Problemy i ich rozwiązywanie wynikają z uogólnienia i rozszerzania osiągnięć poprzednich łącząc się wszystkie w konsekwentnie i harmonijnie rozwiniętą całość. Trudność zadania polega jednak na tym, że omówienie samych tylko prac Jabłońskiego z pewnym ogólnym do nich komentarzem stanowić by mogło materiał wystarczający do wielogodzinnego wyczerpującego kursu obejmującego pełną dyskusję zjawisk luminescencji w fazie skondensowanej. Dlatego też pozwolę sobie jedynie na wybranie z tych prac najważniejszych idei i pomijawszy wszelkie szczegóły doświadczalne i rachunkowe na wskazanie ich ewolucji i znaczenia.

Pierwsza praca opublikowana wspólnie z prof. Pieńkowskim wytyczyła już główny kierunek zainteresowań Jabłońskiego. Po opracowaniu fotograficznej metody pomiarów współczynnika absorpcji światła w roztworach fluoryzujących podejmuje Jabłoński zagadnienie rozkładu natężeń w widmie fluorescencji w zależności od długości fali światła wzbudzającego. Stosując metody nowoczesnej fotometrii fotograficznej, potwierdza prawdziwość zaobserwowanego przez Nicholasa i Meritta zjawiska niezależności rozkładu natężeń w widmie fluorescencji od długości fali światła wzbudzającego.

W latach 1930—31 w czasie swego pobytu w Berlinie w zakładzie prof. Pringsheima, jako stypendysta fundacji Rockefellera Jabłoński zwraca się ku zagadnieniom zderzeniowego rozszerzenia linii widmowych.

* Przemówienie z okazji 35-lecia pracy naukowej prof. A. Jabłońskiego wygłoszone dn. 25. II. 1959 r.

O badaniach Jabłońskiego w tej dziedzinie będziemy mówili później. Obecnie jednak zauważymy, że już w tym czasie dostrzega on wielką płodność idei przedstawiania oddziaływań międzyatomowych i międzydrobinowych przy pomocy krzywych potencjalnych Francka i stosowania do przejść elektronowych w rozpatrywanych układach zasady Francka-Condona. Już od okresu berlińskiego rozpoczyna się cykl prac poświęconych badaniu podstawowych zagadnień związanych z fluorescencją roztworów. Mamy więc po kolei badanie wydajności fluorescencji przy wzbudzeniu antystokesowskim, badanie polaryzacji fotoluminescencji barwników zaadsorbowanych i jej zależności od długości fali światła wzbudzającego.

W tym właśnie okresie dojrzewa u Jabłońskiego pierwsza koncepcja struktury centrum odpowiedzialnego za luminescencję drobin barwnika w roztworze. Centrum to tworzy drobina barwnika otoczona drobinami rozpuszczalnika. W zjawisku powstawania pasm absorpcji lub fluorescencji oprócz energii wzbudzenia elektronowego i oscylacyjnego grają również rolę energie wzajemnego oddziaływania między drobinami barwnika i drobinami rozpuszczalnika, a także w pewnych przypadkach energia wzajemnego oddziaływania między drobinami barwnika. Stanom elektronowym — podstawowemu i wzbudzonemu — odpowiadają różne konfiguracje równowagi drobin otaczających; z tymi różnymi konfiguracjami zaś są związane różne wartości energii wzajemnego oddziaływania. Szybkość, z jaką zostaje osiągnięta konfiguracja równowagi, jest tak duża, że po wzbudzeniu elektronowym (przy którym stan wzbudzony osiągnięty zostaje przy konfiguracji odpowiadającej równowadze dla stanu podstawowego) już w czasie przebywania drobin barwnika w stanie wzbudzonym, tj. w czasie rzędu 10^{-8} sek., konfiguracja ustala się na charakteryzującą równowagę w tym nowym stanie. Przy emisji zatem następuje powrót do stanu podstawowego przy tej właśnie konfiguracji. Znajduje w tym ujęciu zastosowanie zasada Francka-Condona, a proste rozważania energetyczne, przy uwzględnieniu możliwości istnienia fluktuacji dokoła każdego stanu równowagi, pozwalają na wy tłumaczenie trzech podstawowych dla fluorescencji i stwierdzonych doświadczalnie zjawisk: 1) prawa Stokesa; 2) faktu, że widma absorpcji i emisji są względem siebie przesunięte (rozwinięcie interpretacji tego faktu prowadzi przy przyjęciu pewnych ograniczających założeń wyprowadzenia prawa symetrii zwierciadlanej widm emisji i absorpcji); 3) faktu, że w roztworach o małej lepkości widmo fluorescencji przy wzbudzeniu monochromatycznym nie zależy od długości fali światła wzbudzającego.

Jeśli natomiast zostaną stworzone warunki ustalające konfigurację, a to ma miejsce wówczas, gdy wytworzymy roztwór stały barwnika w rozpuszczalniku (na przykład szkliwa cukrowe lub adsorbaty na błon-

O badaniach Jabłońskiego w tej dziedzinie będziemy mówili później. Obecnie jednak zauważymy, że już w tym czasie dostrzega on wielką płodność idei przedstawiania oddziaływań międzycząsteczkowych i międzydrobinowych przy pomocy krzywych potencjalnych Francka i stosowania do przejść elektronowych w rozpatrywanych układach zasady Francka-Condona. Już od okresu berlińskiego rozpoczyna się cykl prac poświęconych badaniu podstawowych zagadnień związanych z fluorescencją roztworów. Mamy więc po kolei badanie wydajności fluorescencji przy wzbudzeniu antystokesowskim, badanie polaryzacji fotoluminescencji barwników zaadsorbowanych i jej zależności od długości fali światła wzbudzającego.

W tym właśnie okresie dojrzeła u Jabłońskiego pierwsza koncepcja struktury centrum odpowiedzialnego za luminescencję drobin barwnika w roztworze. Centrum to tworzy drobina barwnika otoczona drobinami rozpuszczalnika. W zjawisku powstawania pasm absorpcji lub fluorescencji oprócz energii wzbudzenia elektronowego i oscylacyjnego grają również rolę energie wzajemnego oddziaływania między drobinami barwnika i drobinami rozpuszczalnika, a także w pewnych przypadkach energia wzajemnego oddziaływania między drobinami barwnika. Stanom elektronowym — podstawowemu i wzbudzonemu — odpowiadają różne konfiguracje równowagi drobin otaczających; z tymi różnymi konfiguracjami zaś są związane różne wartości energii wzajemnego oddziaływania. Szybkość, z jaką zostaje osiągnięta konfiguracja równowagi, jest tak duża, że po wzbudzeniu elektronowym (przy którym stan wzbudzony osiągnięty zostaje przy konfiguracji odpowiadającej równowadze dla stanu podstawowego) już w czasie przebywania drobin barwnika w stanie wzbudzonym, tj. w czasie rzędu 10^{-8} sek., konfiguracja ustala się na charakteryzującą równowagę w tym nowym stanie. Przy emisji zatem następuje powrót do stanu podstawowego przy tej właśnie konfiguracji. Znajduje w tym ujęciu zastosowanie zasada Francka-Condona, a proste rozważania energetyczne, przy uwzględnieniu możliwości istnienia fluktuacji dokoła każdego stanu równowagi, pozwalają na wytłumaczenie trzech podstawowych dla fluorescencji i stwierdzonych doświadczalnie zjawisk: 1) prawa Stokesa; 2) faktu, że widma absorpcji i emisji są względem siebie przesunięte (rozwiniecie interpretacji tego faktu prowadzi przy przyjęciu pewnych ograniczających założeń wyprowadzenia prawa symetrii zwierciadlanej widm emisji i absorpcji); 3) faktu, że w roztworach o małej lepkości widmo fluorescencji przy wzbudzeniu monochromatycznym nie zależy od długości fali światła wzbudzającego.

Jeśli natomiast zostaną stworzone warunki ustalające konfigurację, a to ma miejsce wówczas, gdy wytworzymy roztwór stały barwnika w rozpuszczalniku (na przykład szkliwa cukrowe lub adsorbaty na błon-

kach celofanowych) to zgodnie z wynikami doświadczeń Jabłońskiego w przypadku monochromatycznego wzbudzenia fluorescencji, jej widmo będzie zależne od długości fali wzbudzającej.

W tymże okresie podejmuje również Jabłoński badania wydajności fluorescencji przy monochromatycznym wzbudzeniu. Potwierdzony przez jego badania spadek wydajności w obszarze antystokesowskiego wzbudzenia przez wiele jeszcze lat sprawiał poważne trudności interpretacyjne. Wiedziony trafną intuicją Jabłoński przewiduje już wówczas istnienie konkurencyjnej nieaktywnej absorpcji, której pasma nałożone są na pasmo absorpcji prowadzącej do luminescencji i rozciągają się daleko w stronę długofalową zabierając coraz większą część energii pochłoniętej. Nadmienię tu, że zagadnienie to zostało obecnie, jak się wydaje, jednoznacznie rozwiązane i potwierdzone doświadczalnie. Przed niewielu laty Jabłoński wysunął przypuszczenie, że owe pasma nieaktywnej absorpcji, których istnienie przewidywał już w roku 1933 pochodzą od różnego rodzaju asocjatów np. dimerów barwnika lub jego asocjatów z drobinami rozpuszczalnika. To przypuszczenie zostało następnie doświadczalnie potwierdzone przez jego uczniów i współpracowników.

Wnikliwe analizowanie procesów fotoluminescencji, a w szczególności faktu istnienia (na ogół w niskich temperaturach) fotoluminescencji długożyciowej doprowadza Jabłońskiego do zaproponowania powszechnie dziś przyjętego układu poziomów dla drobin luminescującej zawierającego w najprostszym schematycznym ujęciu obok krótkożyciowego stanu wzbudzonego „fluorescencyjnego“ F co najmniej jeden poziom metatrwały M usytuowany nieco niżej poziomu F . Przejścia z M do N (do stanu podstawowego N) względnie odwrotne są zabronione przez reguły wyboru, tzn. prawdopodobieństwo ich jest o kilka rzędów wielkości mniejsze niż przejścia $F \rightarrow N$. Poziom M obsadzony jest przez drobinę przybywające doń z F (raczej w sposób bezpromienisty). Przy dostatecznie wysokiej temperaturze mogą zachodzić przejścia odwrotne ($M \rightarrow F$) na koszt energii ruchu cieplnego, po czym następuje wyświecenie drobin z poziomu F . Jednak przy dostatecznie niskiej temperaturze przejścia te nie zachodzą i w przypadku dobrej izolacji energetycznej drobin barwnika od drobin rozpuszczalnika rozpoczyna odgrywać rolę przejście promienne $M \rightarrow N$ o bardzo długim, nieraz kilkusekundowym okresie zaniku. Świecenie to, zaobserwowane najpierw przez Kautskiego było następnie szczegółowo badane przez Jabłońskiego. Zagadnieniem, do którego Jabłoński powrócił po wielu latach w jednej z ostatnich swych prac z 1958 roku, jest natura tego stanu metatrwałego, która zostanie wytłumaczona w oparciu o model metaliczny drobin.

Jest niemal naturalnie konsekwentny dalszy zwrot zainteresowań Jabłońskiego w kierunku zagadnienia polaryzacji luminescencji. Znów

jak poprzednio, w znacznej części własne badania doświadczalne dają mu materiał do rozważań teoretycznych. Następują zatem po kolei badania stopnia polaryzacji fluorescencji barwników w roztworach o bardzo wielkiej lepkości (gliceryna, szkliska cukrowe) lub dla drobin zaadsorbowanych na błonkach celofanowych). Zostaje między innymi stwierdzona w tych badaniach ujemna polaryzacja luminescencji długożyciowej. Przy interpretacji podejmuje Jabłoński koncepcję przyporządkowania drobinie barwnika w ogólności dwóch oscylatorów wirtualnych, z których jeden jest odpowiedzialny za absorpcję, drugi za emisję promieniowania. Teoria winna wytłumaczyć duże różnice w wartościach polaryzacji podstawowej, jakie otrzymujemy mierząc ją dla różnych barwników (między +50% i -33%). Ponieważ procesy absorpcji i emisji są czasowe rozdzielone, a w czasie przebywania w stanie wzbudzonym drobiną doznaje różnych zaburzeń, kierunek drgań w reemisji jest całkowicie niezależny od tegoż w absorpcji. Aby więc można było wytłumaczyć polaryzację luminescencji, oscylatory muszą być przestrzennie anizotropowe. Przyjmując trzy różne polaryzowalności każdego z oscylatorów wirtualnych wzdłuż trzech wzajemnie prostopadłych osi, otrzymuje Jabłoński wyrażenia na polaryzację podstawową luminescencji, wg których, zależnie od właściwości oscylatorów, otrzymuje się na nią wartości od 50 do -33% w zgodzie z wynikami doświadczeń. Rozpatrzenie różnych przypadków szczególnych daje możliwość wyciągnięcia wniosków dotyczących anizotropii luminescującej drobiną na podstawie badania polaryzacji podstawowej jej luminescencji. Wynik ten przedstawia tym większą wartość, że, jak to wykazały badania Jabłońskiego, polaryzacja podstawowa drobiną nie zależy od temperatury i wobec tego dane otrzymane z badań polaryzacji mogą być poważnym źródłem informacji o drobinach luminescujących. Doświadczenia wykazują jednak, że na ogół zmierzone wartości polaryzacji podstawowej nie osiągają nigdy przewidzianej teoretycznie wartości 50%. Analizując różne możliwe źródła depolaryzacji (nie zależnej już tym razem od otaczających drobin), Jabłoński wysuwa hipotezę depolaryzacji w wyniku istnienia w drobinie barwnika drgań torsyjnych. Drgania takie muszą wprowadzać dodatkową depolaryzację. Jabłoński przeprowadza rachunki dla przypadku identyczności oscylatorów absorpcji i luminescencji i dochodzi do wyrażenia na polaryzację podstawową przy uwzględnieniu depolaryzacji wywołanej drganiami torsyjnymi (nazywa ją polaryzacją pseudo-podstawową). Wykorzystując dane doświadczalne Feofilowa, który zmierzył stopień polaryzacji luminescencji roztworu benzenu w glicerynie, Jabłoński z odstępstwa od oczekiwanej teoretycznej wartości polaryzacji podstawowej wyprowadza średnie standardowe odchylenie kątowe w drganiach torsyjnych drobiną benzenu, a stąd następnie oszacowuje częstość tych drgań. Mimo bardzo wielkich uproszczeń otrzymuje dobrą jakościowo

zgodność z wynikami badań ramanowskich, w których ta częstość była wyznaczona bezpośrednio.

Rozważania, o których mówiliśmy dotychczas, przyjmowały założenia, że drobina barwnika nie wykonywa ruchów rotacyjnych. Analiza wpływu braunowskiej rotacji wzbudzonych drobin wskazuje jaki wpływ wywiera ona na wyniki pomiarów średniego czasu zaniku przy metodzie fluorometrycznej. Efekt może być zobrazowany na przykładzie drobin, która w chwili wzbudzenia ma moment dipolowy skierowany prostopadłe do kierunku obserwacji. Gdy zanik świecenia tej drobin jest czysto wykładniczy, to w wyniku braunowskiej rotacji oscylatora natężenie jego promieniowania w kierunku obserwatora maleje pozornie szybciej, niż to wynika z wielkości stałej zaniku. Z drugiej strony, gdy drobina była wzbudzona w położeniu, w którym oś dipola wskazywała kierunek obserwacji, w wyniku braunowskiej rotacji zaobserwujemy najpierw wzrost natężenia promieniowania, a dopiero potem jego spadek. W ten sposób, gdy wzbudzamy fluorescencję silnie anizotropowych drobin światłem spolaryzowanym liniowo, otrzymujemy formę zaniku przedstawioną superpozycją dwu funkcji wykładniczych, jednej przedstawiającej właściwy zanik świecenia drobin i drugiej, której przebieg wyznaczony jest przez stałe charakteryzujące rotację braunowską. Po wyprowadzeniu tych wzorów Jabłoński wykazuje, że istnieje tylko jeden kąt obserwacji w stosunku do kierunku drgań wektora elektrycznego światła wzbudzającego, dla którego mierzony czas zaniku fluorescencji odpowiada rzeczywistości. Te rozważania znalazły swe potwierdzenie w doświadczeniach Szymanowskiego.

W roku 1953 przystępuje Jabłoński do uogólnienia wprowadzonego poprzednio modelu centrum luminezującego. Opracowuje mianowicie powłokowy model takiego centrum, przy pomocy którego kolejno rozwija teorię wygaszania, zaniku luminescencji i jej polaryzacji.

Centrum luminezujące składa się z wzbudzonej drobin barwnika otoczonej drobinami rozpuszczalnika. W otoczeniu drobin luminezującej mogą znajdować się również i niewzbudzone drobin barwnika. Całe otoczenie drobin wzbudzonej zostaje podzielone na monomolekularne powłoki, w których w różny sposób mogą być rozmieszczone wygaszacze (później Jabłoński traktuje je ogólniej jako zakłócacze) i ewentualnie niewzbudzone drobin barwnika. Prawdopodobieństwo wygaszenia luminescencji zależne jest od czasu przebywania wygaszacza w sąsiedztwie centrum i oczywiście od jego odległości. Te drobin wygaszające wykonują drobne oscylacje dokoła swych położzeń, a ponadto mogą przesuwać się z powłoki do powłoki w sposób mający charakter skoków. Prawdopodobieństwo takiego przejścia jest zależne między innymi od lepkości roztworu.

Wygaszenie następuje tu nie tyle na skutek zderzenia, ile spotkania wygaszacza i drobiny wzbudzonej. Przez spotkanie rozumie się tu pozostawanie wygaszacza w sąsiedztwie drobiny wzbudzonej przez pewien czas.

Operując formalizmem statystycznym w oparciu o prace Smoluchowskiego wyprowadza Jabłoński równania opisujące kinetykę wygaszania luminescencji. Ogólne układy równań pozwalają na przeanalizowanie szeregu prostszych przypadków szczególnych, a przy zastosowaniu odpowiednich przybliżeń — na wyprowadzenie wielu zależności uprzednio podanych przez różnych autorów nie w ramach jakiejś jednolitej teorii. Ze względu na zależne od czasu prawdopodobieństwo wygaszenia luminescencji, wygaszanie to będzie miało w ogólności wpływ na charakter zaniku luminescencji. Czysto wykładniczy zanik na przykład można otrzymać jedynie w układach, w których nie występuje wygaszanie. Dla przypadku roztworu stałego lub roztworu o bardzo wielkiej lepkości zanik luminescencji przedstawiony jest przez superpozycję różnych zaników wykładniczych. Te wnioski zostały dobrze potwierdzone przez doświadczenia Frąckowiaka.

Model powłokowy centrum luminescencji pozwala również na zaatakowanie zagadnienia depolaryzacji. W szczególności idzie tu o tak zwaną samodepolaryzację. W rozważanym modelu czynnikiem depolaryzującym jest migracja energii wzbudzenia od jednej drobiny barwnika do drugiej. Rachunkowo zagadnienie to jest jeszcze bardziej skomplikowane niż wygaszanie. Jabłoński wyprowadził wzory między innymi na zależność depolaryzacji luminescencji od stężenia barwnika. Porównanie rachunków z wynikami doświadczalnymi Chauchois dało bardzo dobrą zgodność.

W części końcowej mego omówienia pragnąłbym przedstawić prace Jabłońskiego nad zagadnieniem ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych. Pierwsza jego praca na ten temat pojawia się w 1931 roku. Rozważa w niej Jabłoński w sposób pogładowy układ dwu krzywych potencjalnych — jednej obrazującej energię wzajemnego oddziaływania między atomem zaburzającym i atomem badanym (będziemy nazywali go atomem aktywnym) w stanie podstawowym oraz drugiej — obrazującej podobną energię oddziaływania z atomem wzbudzonym. Krzywe te można więc traktować jako obraz deformacji poziomów energetycznych atomu aktywnego, wywołanej obecnością atomu (czy atomów) zaburzających. Ponieważ do przejść energetycznych zachodzących w takim układzie stosować się musi zasada Francka-Condon'a pozwalająca jedynie na przejścia między stanami, w których zarówno położenia jak i pędy jąder atomowych nie ulegają znaczniejszej zmianie, przeto znając przebieg tych krzywych i częstość występowania poszczególnych konfiguracji (odpowiadających różnym wzajemnym odległościom atomów aktywnych

i zaburzających) możemy stąd wyliczyć rozkład natężeń w rozszerzonych liniach widmowych. Główną trudność tego ujęcia przedstawia niedostateczna znajomość przebiegu krzywych potencjalnych. W każdym razie warto tu nadmienić, że ten sposób traktowania problemów rozszerzenia linii widmowych zapoczątkowany przez Jabłońskiego stał się podstawowym dla tak zwanych statystycznych teorii rozszerzenia linii widmowych.

Od tego raczej obrazowego traktowania sprawy, po upływie kilku lat przechodzi Jabłoński do ścisłego jej ujęcia. Staje on mianowicie na gruncie analogii problemu rozszerzenia ciśnieniowego linii widmowych i problemu rozkładu natężeń w widmach pasmowych.

Atom pochłaniający względnie emitujący promieniowanie wraz z N atomami zaburzającymi potraktowany zostaje jako $N+1$ atomowa drobina. W takim układzie, oprócz wzbudzenia elektronowego aktywnego atomu mamy jeszcze do czynienia z energiami ruchów translacyjnych atomów zaburzających względem atomu aktywnego. Stanowi to zupełną analogię do energii oscylacyjnej w zwykłej drobinie.

Stosując do takiego układu metodę Born-Oppenheimera wiąże Jabłoński prawdopodobieństwo przejścia odpowiadające różnym konfiguracjom z rozkładem natężeń w rozszerzonej linii. Otrzymuje w ten sposób bardzo ogólne i złożone wyrażenia. Precyzując sytuację (na przykład przez rozpatrywanie zaburzenia pochodzącego tylko od jednego atomu) i prowadząc następnie rachunki dla przypadków asymptotycznych wykazuje Jabłoński, że dla ciężkich jąder i wysokiej temperatury otrzymuje się rozkład Kuhna, tj. ten, który wynika z zastosowania klasycznej formy zasady Francka-Condon. Główną trudnością, jaka nastęrcza się przy próbach stosowania tej teorii w bardziej ogólnej formie jest konieczność numerycznego rozwiązywania równania Schrödingera i obliczania tak zwanych całek condonowskich. Zadanie to może być wykonane przy pomocy odpowiednich maszyn całkujących. Skonstruowana w Zakładzie prof. Jabłońskiego przez prof. Antonowicza maszyna umożliwi przeprowadzenie tych rachunków.

W związku z tymi zagadnieniami warto wspomnieć o doświadczeniach, jakie przeprowadził Jabłoński wspólnie z Horodniczym na temat wpływu liczby zderzeń na szerokość linii. Z doświadczeń tych dla linii rtęci rozszerzonej helem wynikało, że przy stałym stężeniu atomów aktywnych i zaburzających szerokość linii nie zależy od temperatury, a więc nie zależy od liczby zderzeń. Wynik ten jest zupełnie nie do wytłumaczenia na gruncie tak zwanych teorii zderzeniowych, których słuszność była niejednokrotnie przez Jabłońskiego kwestionowana.

Może dla uzupełnienia tego przeglądu prac prof. Jabłońskiego należy dodać, że oprócz omówionych jego prac własnych należałoby na jego

naukowe dobro zapisać bardzo znaczną liczbę prac wykonanych pod jego kierunkiem przez jego uczniów i współpracowników. Dotyczy to zarówno jego działalności przedwojennej w Warszawie i w Wilnie, jak i powojennej w Toruniu.

W chwili obecnej prof. Jabłoński jest w pełni sił i twórczej działalności. Widoczne to jest wprost z liczby jego publikacji w ostatnich numerach Acta Physica i Biuletynu Akademii. Jestem przekonany, że dzisiejszy wcale niesędziwy Jubilat ogłosi jeszcze wiele pięknych prac, których z zainteresowaniem oczekujemy.

naukowe dobro zapisać bardzo znaczną liczbę prac wykonanych pod jego kierunkiem przez jego uczniów i współpracowników. Dotyczy to zarówno jego działalności przedwojennej w Warszawie i w Wilnie, jak i powojennej w Toruniu.

W chwili obecnej prof. Jabłoński jest w pełni sił i twórczej działalności. Widoczne to jest wprost z liczby jego publikacji w ostatnich numerach *Acta Physica* i *Biuletynu Akademii*. Jestem przekonany, że dzisiejszy wcale niesędziwy Jubilat ogłosi jeszcze wiele pięknych prac, których z zainteresowaniem oczekujemy.

Erwin Schrödinger

Co to jest cząstka elementarna? *

1. Cząstka nie jest indywiduum¹

W swej najnowszej postaci atomistyka nosi miano mechaniki kwantowej. Rozszerzyła ona swój zakres tak, aby oprócz zwykłej materii objąć wszystkie rodzaje promieniowania, wraz ze światłem — słowem wszystkie formy energii, do których należy też i zwykła materia. We współczesnej postaci teorii rolę „atomów“ grają elektrony, protony, fotony, mezony itd. Nazywa się je dzisiaj cząstkami elementarnymi lub wprost cząstkami. Całkiem słusznie termin atom został zachowany dla atomów chemicznych, chociaż etymologicznie nazwa ta stała się całkiem błędna.

Artykuł niniejszy odnosi się do pojęcia cząstki elementarnej, szczególnie do pewnej cechy, którą pojęcie to przybrało — albo raczej straciło — w mechanice kwantowej. Mam na myśli to, że cząstka elementarna nie jest żadnym indywiduum; nie może być zidentyfikowana, brak jej cechy „tożsamości“². Fakt ten jest znany wszystkim fizykom, ale jest rzadko uwydatniany w publikacjach przeznaczonych dla niespecjalistów. W języku technicznym zawiera on się w powiedzeniu, że cząstki „słuchają się“ nowoukutej statystyki Einsteina-Bosego albo Fermiego-Diraca. Wynika stąd bynajmniej nieoczywisty wniosek, że niepodejrzany dotychczas epitet „ten“ nie jest całkiem odpowiedni w zastosowaniu do, powiedzmy, elektronu, chyba z ostrożnością, chyba w znaczeniu zwężonym, a czasem w ogóle nie. Celem moim w niniejszym artykule jest objaśnić o co właściwie chodzi i zastanowić się nad tym zagadnieniem

* Endeavour, 9, 109 (1950).

¹ W angielskim tekście *an individual*. Termin polski „indywiduum“ (zarówno jak i niemiecki *Individuum*) ma niemal dokładnie to samo znaczenie co angielski, użyty przez Schrödingera, chociaż nie odpowiadają one dokładnie temu, o co chodzi. Wszystkie trzy terminy bywają przeważnie stosowane do ludzi i wyższych zwierząt. Może lepiej dla celów fizyki, chociaż mniej wygodnie, byłoby powiedzieć „coś indywidualnego“, „coś posiadającego swoją własną indywidualność“. „Przedmiot indywidualny“, „objekt indywidualny“ budzą też wiele zastrzeżeń i nie pokrywają się w każdym razie z Schrödingerskim *individual* (JW).

² „Tożsamość“ w znaczeniu „stan bycia takim samym“, po angielsku *sameness* (JW).

tak, jak na to zasługuje. Dla stworzenia podstaw do dyskusji, niechaj mi wolno będzie najprzód przypomnieć w paragrafach 2-5, co się zwykle mówi o cząstkach i falach w nowej fizyce.

2. Aktualne poglądy: stopienie³ cząstek i fal

Nasz obraz świata materialnego składał się ongiś z fal i cząstek. Przykładem pierwszych były głównie, chociaż nie wyłącznie, fale Maxwella energii elektromagnetycznej, obejmujące fale, którymi posługujemy się w radiotechnice, w optyce, teorii promieni X i promieni gamma. O ciałach materialnych mówiono, że składają się z cząstek. Nieobce nam też były strumienie cząstek, zwane promieniami korpuskularnymi, jak na przykład promienie katodowe, promienie beta, promienie alfa, promienie anodowe itp. Cząstki wysyłały i pochłaniały fale. Tak na przykład, promienie katodowe, spowalniane przez zderzenie z atomami wysyłają promienie X. Różnica między cząstkami i falami była jednakże uważana za tak ostrą i wyraźną, jak między skrzypcami i wydawanymi przez nie tonami. Ktokolwiek by twierdził na egzaminie, że promienie katodowe są falami lub promienie X strumieniami cząstek, mógł pożegnać się z dobrym stopniem.

W nowym ukształtowaniu pojęć odróżnienie to znikło, gdyż odkryto, że wszelkie cząstki posiadają też własności falowe i na odwrót. Nie wolno nam odrzucać żadnego z tych pojęć, oba muszą być brane pod uwagę, lecz jak gdyby stopione ze sobą (zamalgamowane). Który aspekt, falowy czy też cząsteczkowy, narzuca się, to zależy nie tylko od przedmiotu fizycznego, ale również i od urządzenia doświadczalnego użytego do jego badania. Na przykład strumień promieni katodowych wytwarza w komorze Wilsona odosobnione tory składające się z kropelek wody — tory te są zakrzywione, o ile istnieje pole magnetyczne odchylające elektrony, w przeciwnym razie składają się z prostoliniowych szeregów kropelek. Nie sposób interpretować ich inaczej niż jako ślady torów pojedynczych elektronów. Jednakże ten sam strumień po przejściu przez cienką rurkę prostopadłą do jego biegu, zawierającą proszek krystaliczny, wytworzy na płycie fotograficznej w pewnej odległości za rurką obraz koncentrycznych kręgów. Obraz ten może być wytłumaczony we wszystkich szczegółach jako wynik interferencji fal — i w żaden inny sposób. Wykazuje on istotnie bliskie pokrewieństwo do podobnie wytwarzanych wzorów interferencyjnych promieniami X.

Mogłyby powstać wątpliwości, czy strumienie stożkowe, które padając na kliszę wytwarzają obrazy kołowe, są istotnie promieniami X, czy nie są one może wtórnymi promieniami katodowymi. Musimy odrzucić to

³ W tekście angielskim: *the amalgamation* (JW).

przypuszczenie, gdyż odmiennie niż dla promieni X cały układ prążków kołowych może być odchylony magnesem; ponadto, zastępując płytę fotograficzną przesłoną ołowianą z małym otworkiem, możemy wyodrębnić z jakiegokolwiek ze strumieni stożkowych mały strumyczek i na nim pokazać wszystkie korpuskularne własności promieni katodowych: odosobnione tory w komorze Wilsona, poszczególne wyładowania liczników Geigera-Müllera, ładowanie się puszki Faradaya, wpuszczającej strumyk do swego wnętrza. Wielka ilość faktów doświadczalnych dowodzi, że charakterystyki falowe i cząsteczkowe nie występują nigdy z osobna, lecz zawsze łącznie: tworzą one różne aspekty tego samego zjawiska i zaiste wszystkich zjawisk fizycznych. To zjednoczenie nie jest ani luźne, ani powierzchowne. Uważanie promieni katodowych za składające się zarówno z fal jak i z cząstek byłoby całkiem niezadowolające. Już we wczesnych dniach nowej teorii wysunięto przypuszczenie, że cząstki mogłyby być osobliwymi miejscami na falach, istotnymi osobliwościami w znaczeniu matematycznym. Białe grzywy na falach lekko wzburzonego morza mogłyby służyć za niezłe porównanie. Jednakże przypuszczenie to zostało szybko porzucone. Wydaje się, że oba pojęcia, zarówno fal jak i cząstek, muszą ulec znacznym zmianom, aby móc dojść do zupełnego złania się ze sobą.

3. Aktualne poglądy: istota fal

Powiadają nam, że fale nie mogą być uważane za coś całkiem realnego. Co prawda wytwarzają one obrazy interferencyjne — co było *experimentum crucis*, które w przypadku światła usunęło wszelkie wątpliwości co do realności tych fal. Jednakże, mówią nam obecnie, że wszelkie fale, włączając w to i światło, powinny być raczej uważane za „fale prawdopodobieństwa“, że są jedynie środkiem matematycznym służącym do obliczania prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w pewnych warunkach, np. (jak w powyższym przykładzie), aby elektron uderzył w płytę fotograficzną wewnątrz określonej małej powierzchni. Zostaje on tam zarejestrowany przez zadziałanie na ziarnko bromku srebra. Obraz interferencyjny ma być uważany za statystyczne zarejestrowanie wielkiej liczby padających elektronów. W tym kontekście mówi się czasem o „falach kierujących“ (*guiding waves*) — prowadzących lub kierujących cząstki po ich torach. To prowadzenie nie powinno być uważane za całkiem sztywne, wyznacza ono tylko prawdopodobieństwo. Ostro zarysowany obraz interferencyjny jest tylko wynikiem statystycznym, zawdzięczającym swą określoność olbrzymiej liczbie cząstek.

Tutaj nie mogę się powstrzymać od przytoczenia pewnego zarzutu, który jest tak oczywisty, że musi nasuwać się każdemu czytelnikowi.

Coś, co wpływa na fizyczne zachowanie się czegoś innego, nie może być pod żadnym względem uważane za mniej rzeczywiste od tego czegoś, na które wpływa — jakiegokolwiek znaczenie nadalibyśmy niebezpiecznemu epitetowi „rzeczywisty“. Bez wątpienia warto przypominać od czasu do czasu, że wszystkie ilościowe modele i obrazy wprowadzane przez fizyków są, z epistemologicznego punktu widzenia, tylko sposobami matematycznymi przerachowywania obserwowalnych zjawisk, ale co do mnie, to nie widzę, że to odnosi się bardziej np. do fal świetlnych niż, powiedzmy, do drobin tlenu.

4. Aktualne poglądy: istota cząstek (relacja niepewności) ⁴

Co się tyczy modyfikacji wymaganych w pojęciu cząstki, nacisk leży na Heisenberga relacji niepewności. Tak zwana mechanika klasyczna opierała się na odkryciu Galileusza i Newtona, że rzeczą, która w ciele poruszającym się jest określona w każdej chwili przez inne ciała w jego otoczeniu jest jego przyspieszenie i tylko jego przyspieszenie, czyli w terminologii matematycznej drugie pochodne jego współrzędnych względem czasu. Pierwsze pochodne, pospolicie zwane prędkością, są zaliczane do opisu stanu chwilowego ciała wraz z samymi współrzędnymi, które charakteryzują jego chwilowe miejsce w przestrzeni, czyli jego położenie albo „stan znajdowania się gdzieś“ („*whereness*“ or *ubiety, to use an antiquated but convenient word*). Dwie niezależne dane były przeto potrzebne do opisu chwilowego stanu cząstki: współrzędne cząstki oraz ich pierwsze pochodne czasowe, tj. położenie i prędkość. Według nowej teorii mniej jest wymagane i mniej jest osiągalne. Jedna z powyższych danych może być dana z dowolną dokładnością, o ile nie troszczyć się zupełnie o drugą, ale obie razem nie mogą być nigdy znane z absolutną ścisłością. Nie wolno nawet wyobrażać sobie obu jako mających absolutnie ściśle wartości w tej samej chwili. Dane te jak gdyby rozmazywały się nawzajem. Mówiąc ogólnie, iloczyn rozmiarów ich niedokładności nie może być zredukowany poniżej pewnej określonej stałej. Tak się zdarzyło, że dla elektronu ta stała równa się mniej więcej jedności przy użyciu jednostek centymetra i sekundy. Jeżeli więc uważać prędkość elektronu za określoną z dokładnością do 1 cm/sec, położenie elektronu będzie rozmazane z gruba do szerokości 1 cm. Dziwność nie leży w samym istnieniu tej niedokładności, bo cząstka mogłaby być czymś o niewyraźnych i zmiennych konturach, wewnątrz których nieco różne prędkości mogłyby zachodzić w różnych miejscach. Ale wówczas ostre zlokalizowanie cząstki pocią-

⁴ *Uncertainty relation*, nazwa, którą Schrödinger, de Broglie i jego szkoła (*relation d'incertitude*) i inn. używają zamiast bardziej chyba rozpowszechnionej i więcej mówiącej „zasady nieokreśloności“. (Trzecia nazwa: „zasada nieoznaczoności“ jest błędna) (JW).

gałoby prawdopodobnie za sobą ostro określoną prędkość i *vice versa*. A w rzeczywistości jest właśnie na odwrót.

5. Aktualne poglądy: znaczenie relacji niepewności

To dziwne i niewątpliwie bardzo podstawowe twierdzenie ma dwojaki rodzaj powiązania z resztą teorii. Można do niego dojść postulując, że cząstka jest równoważna ze swoją falą kierującą i nie ma żadnych innych własności oprócz tych, które są wyznaczone przez tę falę według pewnego klucza. Klucz ten jest dość prosty. Lokalizacja jest określona przez rozmiary fali, niepewność prędkości przez zakres liczb falowych. „Liczba falowa” jest skrótem na odwrotność długości fali. Każda liczba falowa odpowiada pewnej prędkości, do której jest proporcjonalna. To jest ten klucz. Jest matematycznym truizmem, że im pewna grupa fal jest mniejsza, tym szerszy jest rozrzut (minimalny) jej liczb falowych.

Druga alternatywa opiera się na szczegółowym przedyskutowaniu metod doświadczalnych wyznaczania położenia lub prędkości. Każdy zabieg pomiarowy jest nieodzownie związany z przeniesieniem energii między cząstką a pewnym przyrządem pomiarowym — ostatecznie więc z samym obserwatorem, który musi dokonać odczytu. Oznacza to istotne, fizyczne wtrącenie się do losów cząstki (*interference with the particle*). Zaburzenie nie może być dowolnie zmniejszane, bo wymiana energii nie odbywa się w sposób ciągły, lecz porcjami. Dają nam do zrozumienia, że gdy mierzymy jedną z tych danych, położenie lub prędkość, zakłócamy drugą tym gwałtowniej, im większą dokładność staramy się osiągnąć. Rozmazujemy wartość drugiej danej na rozmiary odwrotnie proporcjonalne do rozmiarów dopuszczalnego błędu przy pomiarze pierwszej.

W obu wytłumaczeniach sposób wyrażania się zdaje się sugerować, że niepewność, czy też brak dokładności odnosi się raczej do osiągalnej wiedzy o cząstce niż do samej cząstki. Istotnie, mówiąc, że zakłócamy lub zmieniamy jakąś mierzalną wielkość fizyczną, zakładamy przez to samo właściwie (*we logically imply*), że wielkość ta posiada określone wartości przed i po naszej interwencji, niezależnie od tego, czy znamy te wartości, czy nie. A w pierwszym sposobie tłumaczenia, opierającym się na pojęciu fali, jeżeli falę nazywamy kierującą, to jak ma ona kierować cząstką na jej torze, jeżeli cząstka nie posiada w ogóle toru? Jeżeli powiadamy, że fala określa prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w *A* albo w *B*, albo w *C* ..., to zdaje się pociągać za sobą fakt, że cząstka znajduje się z konieczności w jednym i tylko w jednym z tych miejsc; i podobnie dla prędkości. (W rzeczywistości fala określa oba prawdopodobieństwa jednocześnie, jedno przez swoją rozciągłość, drugie przez swoje liczby falowe). Jednakże aktualne poglądy nie uznają ani obecności, ani prędkości za

rzeczywistości obiektywne i stałe. Kładą one nacisk na słowo „znalezienie“. Ze znalezienia cząstki w punkcie *A* nie wynika, że była ona tam już przedtem. Dają nam mniej więcej do zrozumienia, że nasz zabieg pomiarowy przyniósł ją tam, „skoncentrował“ ją niejako w tym punkcie, podczas gdy jednocześnie zakłóciliśmy jej prędkość. Nie wynika stąd bynajmniej, że prędkość „posiadała“ jakąś wartość. Zakłóciliśmy lub zmienili jedynie prawdopodobieństwo tej lub innej wartości prędkości przy jej pomiarze. Wnioski co do „bycia“ albo „posiadania“ są pojęciem błędnym, za co musimy winić nasz język. Powołanie się na filozofię pozytywistyczną ma nas przekonać, że nie powinniśmy rozróżniać między wiedzą, którą możemy osiągnąć o przedmiocie, a jego stanem istotnym. Obie alternatywy są jednym i tym samym.

6. Krytyka relacji niepewności

Nie będę dyskutował tutaj tego twierdzenia filozofii pozytywistycznej. Zgadzam się w zupełności z tym, że relacja niepewności nie ma nic wspólnego z niezupełną wiedzą. Ogranicza ona zasób osiągalnych informacji o cząstce w porównaniu z dawniejszymi poglądami. Stąd wniosek, że te poglądy były błędne i musimy je porzucić. Nie powinniśmy wierzyć, że pełniejszy opis, którego one wymagały co do tego, co się rzeczywiście dzieje w przyrodzie, jest możliwy do pomyślenia, lecz w praktyce nieosiągalny. Byłoby to uporeczywe trzymanie się starych poglądów. Jednakże nie wynika stąd bynajmniej, że musimy przestać mówić i myśleć w terminach tego, co się rzeczywiście odbywa w świecie fizycznym. Weszło już w zwyczaj, nader wygodny, przedstawiać go sobie jako rzeczywistość. W życiu powszednim wszyscy trzymamy się tego zwyczaju, czynią to nawet ci filozofowie, którzy jak biskup Berkeley sprzeciwiają się temu ze względów teoretycznych. Te spory filozoficzne odbywają się na innej płaszczyźnie. Fizyka nie ma z tym nic do czynienia. Fizyka zaczyna od doświadczeń życia codziennego, które rozwija następnie bardziej subtelnymi metodami. Co do rodzaju pozostaje ciągle podobna do siebie, nie może go zasadniczo przekroczyć, nie może przejść do innej kategorii. Moim zdaniem — odkrycia fizyczne nie mogą same przez się zmusić nas do porzucenia zwyczaju przedstawiania sobie świata jako czegoś rzeczywistego.

Sądzę, że sytuacja przedstawia się jak następuje. Przejeliśmy od poprzedniej teorii pojęcie cząstki i cały dotyczący jej techniczny sposób wyrażania się. Pojęcie to nie jest odpowiednie. Doprowadza ono nas ustawicznie do żądania informacji, które nie mają żadnego sensu. Struktura wyobrażeniowa tego pojęcia wykazuje sporo cech całkiem obcych cząstce rzeczywistej. Zadowolający obraz nie powinien nas niepokoić

takimi kłopotliwymi pytaniami, powinien on być niezdolny do przedstawiania więcej niż jest; powinien odmawiać dodawania jakichkolwiek dalszych uzupełnień. Większość fizyków sądzi, jak się zdaje, że takiego obrazu nie da się w ogóle znaleźć. Można ma się rozumieć powołać się na to, że dotychczas żaden nie został znaleziony (i muszę się z żalem przyznać, że mój obecny artykuł nie zmienia sytuacji). Przychodzą mi jednak na myśl pewne powody takiego stanu rzeczy, niezależnie od tego, że sprawa jest bardzo zawiła. Paliatyw zaczerpnięty z filozofii pozytywistycznej i zachwalany jako rozsądne wyjście z sytuacji był już przepisywany od dość dawna i w sposób autorytatywny. Wydawał on się uwalniać nas od szukania tego, co nazwałbym prawdziwym zrozumieniem; nawet próby w tym kierunku zdawały się podejrzane, jako zdradzające umysł niefilozoficzny — umysł dziecka, oplakującego stratę swej ukochanej zabawki (obrazu lub modelu) i nie zdającego sobie z tego sprawy, że jest ona stracona raz na zawsze. Po drugie przyznaję, że trudność może być ściśle związana z głównym tematem tego artykułu, do którego przechodzę już bez dalszej zwłoki. Relacja niepewności odnosi się do cząstki. Cząstka, jak zobaczymy, nie jest identyfikowalnym indywiduum. Istotnie, mogłoby więc tak być, że żaden obiekt indywidualny, odpowiadający wymaganiom stawianym zadowalającemu obrazowi, o którym była mowa, nie da się w ogóle pomyśleć.

Wcale niełatwo zdać sobie sprawę z tego braku indywidualności i znaleźć odpowiednie słowa dla jego wyrażenia. Jest rzeczą symptomatyczną, że interpretacja probabilistyczna, o ile nie jest wyrażona najbardziej technicznym językiem matematyki, wydaje się niezdecydowana co do tego, czy fala daje informacje o jednej cząstce, czy też o zbiorowisku cząstek. Nie zawsze jest całkiem jasne, czy podaje ona prawdopodobieństwo znalezienia „określonej“ cząstki czy „pewnej“ cząstki, czy też najbardziej prawdopodobnej lub średniej liczby cząstek, powiedzmy, w danej małej objętości. Ponadto najpopularniejszy pogląd na prawdopodobieństwo prowadzi raczej do zatarcia tych różnic. Rozporządzamy ścisłymi metodami matematycznymi dla odróżnienia tych możliwości. Zawierają one pewien ogólnie interesujący punkt, który chcę teraz wyjaśnić. Pewna metoda traktowania zagadnienia wielu cząstek została podana w r. 1926 przez obecnego autora. Metoda ta posługuje się falami w wielowymiarowej przestrzeni, tj. różnaitości o $3N$ wymiarach, gdzie N jest liczbą cząstek. Głębsze wniknięcie w zagadnienie doprowadziło do jej ulepszenia. Krok prowadzący do tego ulepszenia ma doniosłe znaczenie. Wielowymiarowe traktowanie zostało wyparte przez tak zwane „drugie kwantowanie“, które jest matematycznie równoważne zjednoczeniu w jeden trójwymiarowy formalizm przypadków $N = 0, 1, 2, 3, \dots$ (do nieskończoności). Ta nader pomysłowa metoda obejmuje również

i tzw. „nowe statystyki“, z którymi będziemy mieli jeszcze sporo do czynienia poniżej w znacznie prostszy sposób. Metoda drugiego kwantowania jest jedynym ścisłym sformułowaniem dzisiejszych poglądów i jest stale używana. Specjalnie ważne w naszym obecnym kontekście jest to, iż nie możemy uniknąć tego, aby pozostawić liczbę cząstek, z którymi mamy do czynienia, nieokreśloną. W ten sposób staje się oczywistym, że cząstki nie są indywiduami.

7. Pojęcie kawałka materii

Chciałbym tu wspomnieć o pewnym poglądzie na materię i świat materialny, do którego staranna analiza pojęć doprowadziła w swoim czasie Ernsta Macha [1], Bertranda Russla [2] i inn. Pogląd ten różni się od najbardziej rozpowszechnionego. Jednakże psychologiczne źródła pojęcia materii nas nie interesują, a jedynie ich analiza epistemologiczna. Stanowisko zajęte przez Macha i Russla jest tak proste, że nie może sobie rościć pretensji do zupełnej nowości; niektórzy presokratyści, włączając w to i materialistę Demokryta [3], byli mu bliżsi od wielkich myślicieli, którzy wskrzesili i kształtowali naukę od XVII-ego do XIX-ego wieku.

Według tego zapatrywania kawałek materii jest nazwą, którą nadajemy ciągiemu pasmu zdarzeń (*a string of events*), odbywających się po sobie w czasie w ten sposób, że bezpośrednio następujące po sobie są z reguły bardzo podobne do siebie. Pojedyncze zdarzenie jest zagmatwanym kompleksem wrażeń zmysłowych i skojarzonych obrazów pamięciowych oraz opartych na nich przewidywań. Wrażenia zmysłowe odgrywają główną rolę w przypadku przedmiotu nieznanego, na przykład odległej białej plamy na szosie, która może być kamieniem, śniegiem, solą, kotem albo psem, białą koszulą albo bluzką, czy też chustką do nosa. Jakkolwiek by było, wiemy zazwyczaj z ogólnego doświadczenia, jak w powstającym pasmie zdarzeń uwzględniać zmiany powodowane ruchami naszego ciała, w szczególności kierunkiem patrzenia. Gdy tylko rodzaj przedmiotu zostanie rozpoznany, obrazy i przewidywania wysuwają się na pierwszy plan. Przewidywania te odnoszą się do takich wrażeń, jak twardy, miękki, ciężki, giętki, chropowaty, gładki, zimny, słony itp., skojarzonych z obrazem dotykania i manipulowania; odnoszą się również do ruchów spontanicznych, jak szczekanie, beczenie, krzyczenie itp. Chciałbym wyraźnie zaznaczyć, że nie mówię tu o naszych myślach lub rozważaniach o przedmiocie, ale o tym, co stanowi istotną część składową naszej percepcji przedmiotu — o tym, czym jest on dla nas. Jednakże nie ma tu ostrych granic. Gdy nasza zażyłość z danym kawałkiem materii wzrasta, a w szczególności gdy zbliżamy się do jego aspektu nauko-

wego, zakres przewidywań co do niego rozszerza się aż do objęcia całości informacji naukowo stwierdzalnych, jak np. punkt topnienia, rozpuszczalność, przewodnictwo elektryczne, gęstość, struktura chemiczna i krystalograficzna itp. Jednocześnie chwilowe jądro wrażeniowe traci coraz bardziej na znaczeniu, im bliżej zaznajamiamy się z danym przedmiotem, czy to na podstawie wiedzy naukowej, czy też przez codzienne posługiwanie się nim.

8. Indywidualność lub „tożsamość”⁵

Gdy tylko bogactwo asocjacji zaćmi jądro wrażeniowe, jądro to staje się już niepotrzebne do utrzymywania całości kompleksu, który trwa nawet wtedy, gdy kontakt naszych zmysłów z przedmiotem chwilowo ustaje. Co więcej: kompleks ten jest przechowywany w postaci utajonej nawet wówczas, gdy całe pasmo zostaje przerwane przez to, że odwróci- liśmy uwagę od dawnego przedmiotu ku innym przedmiotom i całkiem o pierwszym zapomnieliśmy. Właściwie nie jest to żadnym wyjątkiem ale regułą, od której — ponieważ czasem śpimy — nie ma wyjątków. Przyzwyczajaliśmy się jednak do wypełniania tych luk. Uzupełniamy brakujące części tych pasm, odnoszące się do kawałków materii w bliższym lub dalszym otoczeniu, tak aby wypełnić przeciagi czasu, gdy ich ani nie obserwujemy, ani nie myślimy o nich. Gdy jakiś znajomy nam przedmiot powraca do naszego pola widzenia, poznajemy go zazwyczaj jako kontynuację poprzednich jego ukazań się, jako będący tą samą rzeczą. Względna trwałość indywidualnych kawałków materii jest najdonioślejszą właściwością zarówno życia codziennego, jak i doświadczeń naukowych. Jeżeli jakiś znajomy przedmiot, np. dzbanek gliniany zginie z naszego pokoju, jesteśmy przekonani, że ktoś go wyniósł. Gdy ukaże się po kilku dniach z powrotem, możemy mieć wątpliwości, czy jest to rzeczywiście ten sam dzbanek — w takich warunkach łatwo tłukące się przedmioty często takimi nie są. Możemy nie być w stanie rozstrzygnąć tej kwestii, lecz będziemy pewni, że wątpliwa tożsamość ma bezsprzeczny sens — że istnieje jednoznaczna odpowiedź na nasze pytanie. Tak wielka jest nasza wiara w ciągłość nieobserwowanych części pasm, o których była mowa.

Pojęcie indywidualności kawałków materii datuje się bez wątpienia od niepamiętnych czasów. Przypuszczam, że zwierzęta muszą je w jakiś sposób też posiadać, a pies szukający schowanej piłeczki właśnie tym się popisuje. Nauka przejęła to pojęcie jako coś co rozumie się samo przez się i wysubtelniła je tak, aby objąć nim niechybnie wszystkie przypadki **pozorne** zniknięcia materii. Myśl, że kawał palącego się drewna zamie-

⁵ W sensie podanym w odnośniku do paragrafu 1. (JW).

nia się najprzód w ogień, następnie w popiół i dym, nie jest obcą najprymitywniejszym umysłom. Nauka skonkretyzowała ją: chociaż wygląd jako całość może się zmieniać, ostateczne składniki materii nie ulegają zmianie. Tak (pomimo przygodnych chwil sceptycyzmu, o których była mowa) nauczał Demokryt. Ani on, ani Dalton nie wątpili, że każdy atom, który znajdował się początkowo w drewnie, znajdzie się potem albo w popiole, albo w dymie.

9. Wpływ na atomistykę

W nowej fazie atomistyki, która się rozpoczęła w r. 1925 publikacjami Heisenberga i de Broglie'a, taka postawa nie da się nadal utrzymać. Jest to najbardziej zadziwiająca rewelacja, która się wyłoniła z dalszego rozwoju tej teorii i cecha, która na dłuższą metę będzie jeszcze napewno miała poważne następstwa. Fakty doświadczone wskazują wyraźnie na to, że jeżeli chcemy zachować atomizm, to musimy odmówić ostatecznym składnikom materii charakteru identyfikowalnych indywiduów. Aż do niedawna, o ile mi wiadomo, atomiści wszystkich czasów przenosili charakterystyki widzialnych i namacalnych kawałków materii na atomy, których nie mogli ani widzieć, ani dotykać, ani też z osobna obserwować. Obecnie obserwujemy pojedyncze cząstki; widzimy ich tory w komorze Wilsona i w emulsjach fotograficznych; rejestrujemy praktycznie jednocześnie wyładowania spowodowane przez jedną szybką cząstkę w dwóch albo trzech licznikach Geigera umieszczonych w odległości kilku metrów od siebie. Pomimo to musimy odmówić cząstce godności bycia indywiduum absolutnie identyfikowalnym. Dawniej, jeżeli się pytało fizyka z jakiego materiału zrobione są atomy, mógł tylko uśmiechnąć się i wymówić się od odpowiedzi. Jeżeli pytający obstawał przy pytaniu, czy może sobie wyobrażać atomy jako maleńkie, niezmiennie okrucy zwykłej materii, otrzymałby wraz z pobłażliwym uśmiechkiem odpowiedź, że nie ma żadnego powodu do tego, lecz że nie zrobiłoby to krzywdy nikomu. Dawniejsze pytanie bez treści nabrało obecnie znaczenia. Odpowiedź jest wyraźnie negatywna. Atomowi brak najbardziej podstawowej własności, którą kojarzymy z kawałkiem materii w zwykłym życiu. Niektórzy filozofowie przeszłości, gdyby ta sprawa mogła im być przedstawiona, orzekliby, że nowożytny atom nie jest utworzony z żadnego materiału, lecz jest czystą formą.

10. Znaczenie nowej statystyki

Musimy nareszcie przystąpić do podania przyczyn tej zmiany stanowiska w bardziej zrozumiały sposób niż przy końcu paragrafu 6. Opiera się ona na tzw. nowej statystyce. Istnieją dwie takie statystyki. Jedną

z nich jest statystyka Bosego-Einsteina, na nowość i ważność której po raz pierwszy zwrócił uwagę Einstein. Drugą jest statystyka Fermiego-Diraca, której najdosadniejszym wyrazem jest zasada wyłączenia Pauli'ego. Spróbuję wyjaśnić sens tych nowych statystyk wraz z ich związkiem z dawną statystyką klasyczną (Boltzmann), nawet osobom, które nigdy jeszcze nic nie słyszały o takich rzeczach i może będą zdziwione rolą, którą „statystyka“ gra w tym kontekście. Posłużę się przykładem z życia codziennego. Może on robić wrażenie dziecinnie łatwego, szczególnie dlatego, że musimy ograniczyć się do małych liczb — dwa i trzy — aby wszystkie obliczenia mogły być ogarnięte jednym spojrzeniem. Poza tym objaśnienie jest całkiem odpowiednie i pokrywa się z rzeczywistym stanem rzeczy.

Trzech uczniów, Tom, Dick i Harry zasłużyło na nagrody. Nauczyciel jest w możności dania im dwóch nagród. Zaním to jednak uczeni, pragnie zdać sobie sprawę, ile istnieje w ogóle różnych możliwości. Jest to jedyne zagadnienie, nad którym się zastanawiamy (a ostateczna decyzja nauczyciela nic nas nie interesuje). Jest to zagadnienie statystyczne: przeliczyć liczbę różnych możliwych rozkładów. W tym rzecz, że odpowiedź zależy od rodzaju nagród. Trzy różne rodzaje nagród zilustrują trzy rodzaje statystyk.

a) Obie nagrody są medalami pamiątkowymi, jeden z portretem Newtona, drugi Shakespeare'a. Nauczyciel może dać Newtona Tomowi albo Dickowi, albo Harryemu i Shakespeare'a również Tomowi, Dickowi albo Harryemu. Istnieje przeto trzy razy trzy, to jest dziewięć różnych rozkładów (statystyka klasyczna).

b) Obie nagrody są monetami jednoszylingowymi (które, dla naszych celów, musimy uważać za wielkości nierozdzielne). Mogą one być dane dwom chłopcom z trzecim pozbawionym nagrody. Oprócz tych trzech możliwości istnieją jeszcze trzy dalsze: Tom albo Dick, albo Harry otrzymuje oba szylingi. Istnieje przeto sześć różnych rozkładów (statystyka Bosego-Einsteina).

c) Obie nagrody są dwoma wolnymi miejscami w reprezentacyjnej szkolnej drużynie piłki nożnej. W tym przypadku dwaj chłopcy mogą zostać członkami drużyny, a trzeci nie. Istnieją przeto trzy różne rozkłady (statystyka Fermiego-Diraca).

Zauważmy od razu: cząstki są reprezentowane przez *nagrody*, w każdym przypadku dwie tego samego rodzaju; stany, które te cząstki mogą przybierać, są reprezentowane przez chłopców. „Newton jest dany Dickowi“ oznacza przeto: cząstka Newton przybiera stan Dick. Proszę zauważyć, że sposób obliczania jest w każdym z trzech przypadków naturalny, logiczny i nie ulegający dyskusji. Jest on jednoznacznie określony przez rodzaj przedmiotów: medale pamiątkowe, szylingi, członkostwa drużyny,

przedmioty te jednak należą do różnych kategorii. Medale są indywiduami różniącymi się między sobą. Szylingi w każdym razie takimi nie są, ale mogą być jeszcze posiadane w liczbie mnogiej. Wymiana szylingów między dwoma chłopcami nie ma żadnego znaczenia, dopiero oddanie przez jednego chłopca swego szylinga drugiemu chłopcu zmienia sytuację. Dla członkostw ani jedno, ani drugie nie ma znaczenia. Można być albo nie być członkiem drużyny, nie można należeć do niej dwukrotnie.

Wyniki doświadczalne dowodzą, że obliczenia statystyczne odnoszące się do cząstek elementarnych nie mogą być nigdy przeprowadzane według wzoru (a), ale jedynie według wzoru (b) albo (c). Są tacy, którzy uważają, że dla wszystkich cząstek prawdziwie elementarnych wchodzi w rachubę tylko sposób (c). Cząstki takie, np. elektrony, odpowiadają członkostwu jakiegoś klubu; mam na myśli abstrakcyjne pojęcie członkostwa, a nie żadnego członka klubu. Jakakolwiek osoba wybieralna na członka klubu przedstawia stan, w którym elektron może się znajdować. Jeżeli osoba ta jest członkiem, to znaczy, że istnieje elektron w danym stanie. Według zasady wykluczania Pauliego nigdy nie może być więcej niż jeden elektron w danym stanie. Nasze porównanie zdaje z tego sprawę w ten sposób, że podwójne członkostwo nie ma w ogóle sensu — tak jest przynajmniej w większości klubów. Z biegiem czasu liczba członków ulega zmianie i członkostwo zostaje przydzielone innym osobom: elektrony przeszły do nowych stanów. Czy można w ogóle mówić o członkostwie przechodzącym z Dicka na Toma, następnie z Toma na Harryego itd., to zależy od okoliczności. Mogą one sugerować taki pogląd lub nie, ale nigdy w sposób absolutny. Pod tym względem nasze porównanie spisuje się doskonale, gdyż całkiem to samo jest z elektronem. Ponadto jest zupełnie słuszne uważać liczbę członków za fluktuującą. Podobnie i elektrony tworzą się i znikają.

Przykład ten może się zdawać dziwnym i odwróconym. Można by pomyśleć: „Dlaczego ludzie nie mogliby być elektronami, a kluby ich stanami? To byłoby o tyle naturalniejsze“. Fizyk przeprasza, ale nie może się na to zgodzić. Chodzi właśnie o to, że rzeczywiste statystyczne zachowanie się elektronów nie da się zilustrować żadnym porównaniem przedstawiającym je jako obiekty identyfikowalne. Dlatego to właśnie z ich prawdziwego statystycznego zachowania się wynika, że nie są obiektami identyfikowalnymi.

Przypadek (b), ilustrujący statystykę Bosego-Einsteina, stosuje się do kwantów świetlnych (fotonów), *inter alia*. Nie wymaga to chyba dalszej dyskusji i nie dziwi nas zbyt, chociażby dlatego, że przypadek ten obejmuje również i światło, tj. energię elektromagnetyczną; a o energii już w czasach przedkwantowych myślano całkiem podobnie jak w naszym porównaniu, mianowicie jako o ilości bez indywidualności.

11. Pojęcie identyczności w sensie węższym

Najdelikatniejsze jest zagadnienie stanów, dajmy na to, elektronu. Stany te nie mogą być oczywiście określone klasycznie, ale w świetle relacji niepewności. Ścisłe ujęcie, o którym była mowa pod koniec paragrafu 6, nie jest istotnie związane z pojęciem „stanu elektronu“, lecz „stanu zbiorowiska elektronów“. Jakkolwiek by było, cała lista członków klubu musi być rozpatrywana jako całość — albo raczej kilka takich list, odpowiadających kilku rodzajom cząstek tworzących badany układ. Nie wspominam o tym w tym celu, aby wchodzić w szczegóły, ale dlatego, że ściśle biorąc, porównanie z klubem ma dwa słabe punkty. Po pierwsze, możliwe stany elektronu (które przyrównywalimy do osób mogących uzyskać członkostwo) nie są określone absolutnie, zależą one od zestawienia doświadczenia — rzeczywistego lub pomyślanego. Gdy to zestawienie jest dane, stany są dobrze określonymi przedmiotami indywidualnymi, którymi elektrony nie są. Tworzą one również dobrze uporządkowaną różnorodność — i to jest właśnie drugą słabą stroną naszego porównania. To znaczy, że ma sens mówić o stanach sąsiednich w odróżnieniu od bardziej odległych od siebie. Ponadto sądzę, że można zgodnie z prawdą powiedzieć, że ten porządek może być pojmowany w ten sposób, iż z reguły kiedykolwiek jeden stan przestanie być zajęty, wówczas zostaje zajęty jakiś stan sąsiedni.

Tłumaczy to fakt, że w sprzyjających okolicznościach mogą być wytwarzane długie pasma kolejno zajmowanych stanów, podobne do tych, o których była mowa w paragrafach 7 i 8. Takie pasmo robi wrażenie identyfikowalnego przedmiotu indywidualnego, całkiem tak samo jak dla jakiegokolwiek przedmiotu naszego codziennego otoczenia. Właśnie w ten sposób powinniśmy zapatrywać się na tory w komorze Wilsona lub w emulsji fotograficznej, jak również i na (praktycznie) jednoczesne wyładowania liczników Geigera ustawionych w linii prostej, o których to wyładowaniach mówimy, że są spowodowane przez przejście jednej cząstki przez wszystkie liczniki. W takim przypadku byłoby bardzo niewygodne wyrzec się takiego sposobu wyrażania się. Nie ma istotnie powodu odrzucania go, o ile tylko nie będziemy o tym zapominać, że jak wiemy z doświadczenia, „tożsamość“ cząstki nie jest pojęciem absolutnym. Ma ono tylko ograniczone znaczenie i w niektórych przypadkach całkowicie zawodzi.

W jakich warunkach ta ograniczona „tożsamość“ będzie się okazywać, jest to dość widoczne: wtedy mianowicie, gdy mało tylko stanów jest zajętych w rozpatrywanej okolicy różnorodności stanów lub, innymi słowy, gdy stany obsadzone nie są zbyt stłoczone w tej okolicy, lub gdy obsadzenie jest zjawiskiem rzadkim — przy tym terminy „mało“, „stłoczone“

i „rzadkie“ odnoszą się do różnorodności stanów. W przeciwnym razie pasma układają się w płataninę nie do rozwikłania i uwidaczniają prawdziwą sytuację. W ostatnim paragrafie sformułujemy ilościowy warunek na zachodzenie ograniczonej indywidualności. Tymczasem zastanówmy się jeszcze nad pytaniem, co się dzieje, gdy nie ma jakiegokolwiek indywidualności, nawet ograniczonej.

12. Stłoczenie i aspekt falowy

Ma się wrażenie, że gdy indywidualność cząstek zaciera się przez stłoczenie, wówczas aspekt korpuskularny stosuje się coraz to gorzej i musi być zastąpiony aspektem falowym. Na przykład w warstwie elektronowej atomu czy drobiny stłoczenie jest nadzwyczaj wielkie, niemal wszystkie stany w pewnym obszarze są obsadzone przez elektrony. To samo dotyczy tak zwanych swobodnych elektronów w metalach. W obu przypadkach aspekt korpuskularny staje się całkiem nieodpowiedni. Przeciwnie w zwykłym gazie drobiny są nadzwyczaj rzadkie w szerokim obszarze stanów, w którym są rozrzucone. Nie więcej niż jeden stan jest obsadzony na jakieś dziesięć tysięcy. I rzeczywiście teoria gazów, opierająca się na aspekcie korpuskularnym, zdołała osiągnąć wysoki stopień rozwoju na długo przed odkryciem falowej natury zwykłej materii (w ostatniej uwadze mówiłem o drobinach tak, jak gdyby były ostatecznymi cząstkami; jest to dozwolone dopóki chodzi tylko o ich ruchy translacyjne).

Chciałoby się przyznać obu rywalom, aspektowi falowemu i aspektowi korpuskularnemu, pełną kompetencję odpowiednio w granicznych przypadkach krańcowego „rozrzedzenia“ i krańcowego „stłoczenia“. To by je poniekąd rozdzieliło, z pewnym tylko rodzajem przejścia wymaganego dla obszaru pośredniego. Ta myśl nie jest całkiem błędna, ale jest też daleka od poprawności. Przypomnijmy sobie obrazy interferencyjne, o których była mowa w paragrafie 2 na poparcie falowej natury elektronu. Mogą one być otrzymywane przy pomocy dowolnie słabych wiązek promieni katodowych, byleby czas ekspozycji był dostatecznie długi. Typowe zjawisko falowe jest tutaj wytworzone niezależnie od „stłoczenia“. Oto inny przykład. Poprawne badanie teoretyczne zderzenia dwóch cząstek, tego samego lub różnego rodzaju, powinno uwzględniać ich naturę falową. Wyniki takich rachunków są stosowane, i słusznie, do zderzeń cząstek promieni kosmicznych z jądrami atomowymi w atmosferze, pomimo że jedne i drugie są nadzwyczaj rozrzedzone w pełnym znaczeniu tego słowa. Być może, że to jest trywialne; oznacza to tylko, że nawet izolowana cząstka, która daje nam iluzję chwilowej indywidualności, nie

może być mimo to porównywana do cząstki klasycznej. Podlega ona relacji niepewności, której jedynym znośnym obrazem jest kierująca grupa fal.

13. Warunek aspektu korpuskularnego

Oto ilościowy warunek dla rozwijania się pasm naśladujących przedmioty indywidualne i sugerujących aspekt korpuskularny: iloczyn pędu p przez średnią odległość l pomiędzy sąsiednimi cząstkami musi być dostatecznie duży w porównaniu do stałej Plancka h :

$$pl \geq h \quad (1)$$

(Pęd p — a nie prędkość — jest wielkością, o której powinniśmy byli mówić w paragrafach 4 i 5 w związku z relacją niepewności, p jest po prostu iloczynem masy i prędkości, chyba że ta ostatnia jest porównywalna z prędkością światła).

Duże l oznacza niską gęstość w zwykłej przestrzeni. Chodzi jednak o gęstość w różnistości stanów — czyli w przestrzeni fazowej, żeby użyć technicznego wyrażenia. Dlatego właśnie występuje pęd p . Warto pamiętać o tym, że te tak rzucające się w oczy pasma — tory widoczne w komorze Wilsona lub w emulsji fotograficznej i jednocześnie wyładowania w prostoliniowo uszeregowanych licznikach — są zawsze wywoływane przez cząstki o stosunkowo bardzo dużym pędzie.

Związek (1) jest dobrze znany z teorii gazów, gdzie wyraża warunek, aby dawna klasyczna teoria cząsteczkowa gazów stosowała się z bardzo dobrym przybliżeniem. Według teorii kwantów teoria powyższa musi ulec zmianie, gdy temperatura jest bardzo niska i jednocześnie gęstość bardzo wysoka, tak że iloczyn pl już nie jest bardzo duży wobec h . Ta modyfikacja jest znana pod nazwą teorii gazów zwyrodniałych, której najśłynniejsze zastosowanie jest dziełem A. Sommerfelda i odnosi się do elektronów wewnątrz metali; wspominaliśmy już o nich jako o przykładzie nadzwyczaj wielkiego stłoczenia.

Istnieje następujący związek między naszym warunkiem (1) i relacją niepewności. Relacja ta pozwala nam w jakiejkolwiek chwili odróżnić cząstkę od jej sąsiadów przez zlokalizowanie jej ze znacznie mniejszym błędem od odległości l . To jednak pociąga za sobą niepewność w p . Wskutek tego, gdy cząstka porusza się, niepewność lokalizacji wzrasta. Jeżeli się zażąda, aby ciągle jeszcze pozostawała wyraźnie poniżej l po przebyciu przez cząstkę drogi l , dochodzi się dokładnie do związku (1).

Znowu jednakże muszę ostrzec przed możliwością pewnego nieporozumienia, które mogłoby być wywołane kilku poprzednimi zdaniem. Nie tylko stłoczenie uniemożliwia zarejestrowanie identyczności cząstki

i powoduje branie po prostu jednej cząstki za drugą. Chodzi o to, że nie ma w ogóle obiektów indywidualnych, które mogłyby być pomieszane ze sobą lub wzięte pomyłkowo jeden za drugi. Takie wypowiedzi są pozbawione sensu.

Tłumaczył Jan Weysenhoff

Literatura

- [1] E. Mach, *Erkenntnis und Irrtum*, J. A. Barth, Leipzig, 1905.
- [2] B. Russel, *Human Knowledge, Its Scope and Limits*, Allen and Unwin, London, 1948.
- [3] H. Diels, *Die Fragmente der Vorsokratiker*, Weidmannsche Buchhandlung, Berlin, 1903 (Fragment 125 Democritus).

L. Rosenfeld

Wykłady o podstawach modelu optycznego i oddziaływaniach bezpośrednich *

Treść

1. Wstęp
 2. Stany rezonansowe potencjału statycznego
 3. Macierz reakcji
 4. Rezonans i wzór dyspersyjny
 - 4.1. „Naturalna“ definicja stanów rezonansowych
 - 4.2. Serie stanów rezonansowych Kapura-Peierlsa
 - 4.3. Współczynnik przenikalności i szerokość zredukowana
 5. Model optyczny
 6. Szerokości częściowe i funkcja natężeń
 7. Parametry modelu optycznego
 8. Oddziaływania bezpośrednie
- Literatura

1. Wstęp

Otrzymałem propozycję przedyskutowania oddziaływań bezpośrednich. Ponieważ jednak nie można zbyt wiele powiedzieć o oddziaływaniach bezpośrednich jako takich, zdecydowałem się zająć raczej ogólniejszym zagadnieniem, polegającym na omówieniu podstaw modelu optycznego i na pokazaniu, jak metoda oddziaływań bezpośrednich wynika z tego ogólnego schematu.

Jak długo dane o reakcjach jądrowych były nieliczne i niedokładne, model statystyczny, wprowadzony przez Bohra działał doskonale, gdy natomiast danych przybywało coraz więcej i stawały się one coraz dokładniejsze, wzrastała coraz bardziej liczba wyjątków od przewidywań modelu statystycznego². Badanie fizyczne podstaw modelu Bohra wskazuje na dwie jego słabe strony, tzn. na dwa punkty, w których założenia

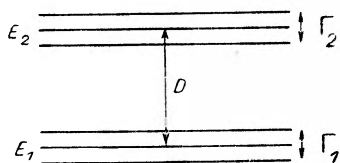
* Wykłady wygłoszone na Letniej Konferencji Fizyków w Hercegowinie we wrześniu 1959, wydane przez „Nordita“, Nordisk Institut for Theoretisk Atomfysik, Blegdamsvej 17, Copenhagen, 1960. Artykuł umieszczony za zgodą autora.

² Dalsza dyskusja przedstawiona jest w pracy [1].

leżące u podstaw modelu Bohra mogą łatwo okazać się niesłusznymi. Wiadomo, że ogólny obraz tego modelu polega na tym, że cząstka padająca zostaje bezpośrednio schwytaana, ponieważ wchodzi w silne oddziaływanie z nukleonami będącymi składnikami jądra i dzieli się z nimi swoją energią. W ten sposób powstaje stan jądra złożonego, w którym energia rozdzielona jest statystycznie pomiędzy nukleonami. Końcowe stadium reakcji, emisja jakiejś cząstki czy promieniowania jest wynikiem fluktuacji statystycznej prowadzącej do skoncentrowania dostatecznej ilości energii na jednej cząstce lub na pewnym sposobie ruchu jądra złożonego (np. w reakcji rozszczepienia). Istotne w tym obrazie jest założenie, że po schwyтaniu cząstki upływa dostatecznie długi czas, aby energia mogła być rozdzielona pomiędzy wszystkie cząstki, tak aby mógł być osiągnięty stan równowagi statystycznej w jądrze złożonym. Czas potrzebny na to jest tego samego rzędu, co tzw. „czas powrotu“ Poincaré'go. Wiadomo, że pozostawiony sobie układ mechaniczny dąży po pewnym okresie czasu do powrotu do konfiguracji zbliżonej do konfiguracji pierwotnej. Możemy tutaj wyrobić sobie wyobrażenie o tym czasie z relacji nieoznaczoności pomiędzy czasem i energią, jeżeli znamy średnią odległość pomiędzy stanami układu złożonego, które objawiają się empirycznie jako stany rezonansowe: jeżeli D jest średnią odległością pomiędzy poziomami rezonansowymi, odpowiedni okres czasu potrzebny na to, aby układ powrócił do stanu pierwotnego jest rzędu

$$T_r \approx \frac{2\pi\hbar}{D}. \quad (1)$$

To daje nam pewne pojęcie o czasie potrzebnym na to, aby ustalił się stan równowagi. Z drugiej strony wiemy z doświadczenia, że czas życia τ tych poziomów, wyznaczony przez szerokość Γ jest równy



$$\tau \approx \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (2)$$

Rys. 1. Rozdzielone poziomy rezonansowe

Oczywiście warunkiem na to, aby równowaga ustaliła się zanim zajdzie reakcja, jest aby czas powrotu T_r był mniejszy od czasu trwania τ poziomu, a to oznacza, że odległość pomiędzy poziomami powinna być większa niż ich szerokość

$$D > \Gamma. \quad (3)$$

Innymi słowy, poziomy rezonansowe powinny być wyraźnie rozdzielone (rys. 1).

Ten warunek rozdzielania poziomów powoduje znaczne ograniczenie stosowalności modelu statystycznego. Należy więc oczekiwać, że pojęcie stanu złożonego będzie mogło znaleźć bezpośrednie zastosowanie w obszarze, w którym poziomy rezonansowe są wyraźnie rozdzielone. Gdy tylko poziomy zaczynają się nakładać, musimy w ogólności oczekiwać, że stan układu złożonego nie będzie opisany przez superpozycję takich stanów z relacjami fazowymi między nimi (nie superpozycję statystyczną, lecz rozwinięcie na szereg tych stanów). Jeżeli tak jest, to problem teoretyczny przedstawia się całkiem beznadziejnie, ponieważ tych poziomów jest tyle, że nie można nawet z dokładnych pomiarów otrzymać wystarczających informacji, aby móc rozdzielić przyczynki pochodzące od poszczególnych poziomów rezonansowych. Taką sytuację mamy dla energii wzbudzenia rzędu do 10 MeV.

Dla wyższych energii wzbudzenia sytuacja może się znowu uprościć, ponieważ istnieje tyle poziomów, że tworzą one kontinuum; ich fazy można uważać za praktycznie zupełnie przypadkowe. Zatem możemy oczekiwać, że obraz statystyczny da dobre przybliżenie nie tylko w obszarze poziomów rozdzielonych, lecz także w obszarze wysokiego wzbudzenia, gdy istnieje bardzo wiele poziomów przyczyniających się do opisu stanu. Jest to pierwsze ograniczenie ważności modelu statystycznego.

Większe znaczenie ma jednak dla nas druga okoliczność: nie zawsze padająca cząstka jest od razu schwytana i rozdziela swoją energię w krótkim czasie pomiędzy wszystkie nukleony będące składnikami jądra. Ze znanych z doświadczenia przekrojów czynnych na absorpcję można ocenić, że średnia droga swobodna cząstki w materii jądrowej jest raczej długa, tak, że dla zwyczajnych energii kilku MeV cząstka może łatwo przejść na wylot przez jądro. W tym przypadku nie jest ona schwytana bezpośrednio, może być odbita od brzegu jądra i po kilku takich odbiciach rozdzielić swoją energię między inne nukleony. To sugeruje, że sytuacja opisana przez idealny stan złożony przedstawia tylko jedną z możliwości. W niezbyt ciężkich jądrach i dla niezbyt wysokich energii cząstka padająca może też zderzyć się z jedną tylko cząstką wewnątrz jądra, lub raczej bliżej jej powierzchni i ta cząstka (i może również cząstka padająca) zostaje wybita z jądra. Mamy tutaj możliwość oddziaływania, które w ogóle nie prowadzi do utworzenia jądra złożonego: procesy tego rodzaju będą opisywane jako oddziaływania bezpośrednie. Powstaje teraz zagadnienie, jak traktować ten typ oddziaływań. Najprościej jest zastosować tzw. przybliżenie Borna, które po prostu polega na rozważaniu padającej fali płaskiej oraz wychodzącej fali płaskiej i obliczeniu elementu macierzowego energii oddziaływania między tymi dwoma falami: kwadrat tego elementu będzie przedstawiał prawdopodobieństwo zderzenia, wywołującego emisję rozważanej cząstki w danym kierunku. To przybliżenie

jest naturalnie zbyt surowe, ponieważ gdy tylko cząstka padająca przeniknie do jądra, opisywanie jej przez falę płaską nie jest poprawne; fala opisująca cząstkę przychodzącą jest „zakłócona“, podobnie jak cząstkę wychodzącą przedstawia fala zakłócona przy wychodzeniu z jądra. Powstaje teraz zagadnienie, jak znaleźć te zakłócenia. Bezpośrednia odpowiedź będzie taka, że musimy uwzględnić oddziaływania cząstki padającej z wszystkimi nukleonami, lecz łatwiej jest to powiedzieć niż zrobić, ponieważ wymaga to dostatecznie dokładnej znajomości całego jądra i wyznaczenia stąd wpływu wszystkich nukleonów na jeden z nich. Ta metoda traktowania zagadnienia nie jest praktyczna; musimy znaleźć dostatecznie prosty model, który nie będzie miał pretensji do przedstawienia całego skomplikowanego stanu rzeczy, lecz który przynajmniej będzie dostatecznie dobry, aby opisać zakłócenie fal dwóch lub więcej partnerów w takim oddziaływaniu bezpośrednim. To właśnie daje nam model optyczny. Aby to zrozumieć, musimy podjąć zagadnienie z bardziej zasadniczego punktu widzenia i zbadać podstawy modelu optycznego; wtedy przypadek oddziaływania bezpośredniego wyniknie z tego modelu jako proste zastosowanie.

2. Stany rezonansowe potencjału statycznego

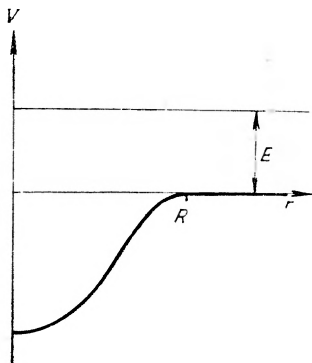
Pierwsze pytanie, które się nasuwa, dotyczy definicji tego, co nazywamy *stanami rezonansowymi*. Stany te nie są stacjonarne, gdyż mogą one zanikać przez proces reakcji; są one jednak wyróżnione przez fakt, że gdy energia biorąca udział w reakcji ma właśnie tę szczególną wartość, przekrój czynny reakcji przechodzi przez silne maksimum. Dlaczego tak jest i jak scharakteryzować takie stany rezonansowe? Określa się je przez nałożenie pewnych warunków brzegowych na powierzchnię jądra, takich, że funkcja spełniająca te warunki brzegowe powoduje powstanie maksimum przekroju czynnego. Jednak warunki brzegowe, które się zwykle nakłada, wydają się raczej sztuczne i z tego powodu chciałbym wykazać, że można przez prostą dyskusję natury fizycznej tych stanów otrzymać opis procesu rezonansu, równie prosty jak zwykły opis i mający tę zaletę, że daje jaśniejszy obraz sytuacji fizycznej³.

Zajmiemy się najpierw prostym przypadkiem cząstki rozpraszanej przez potencjał statyczny o symetrii centralnej. Potencjał może mieć dowolną postać w skończonym obszarze; jedynym warunkiem, jaki na niego nakładamy, jest aby w pewnej skończonej odległości R osiągał dokładnie wartość zero i zniknął dla wszystkich odległości większych od R

³ Dalsze rozwinięcia zob. w [2].

(rys. 2). Warunek ten wprowadzamy z tego powodu, że umożliwi nam ścisłą analizę zagadnienia. Jedynym procesem, jaki może zachodzić, gdy potencjał jest statyczny, jest rozpraszanie sprężyste cząstki.

Wprowadzamy teraz podział przestrzeni na dwa obszary, zewnętrzny i wewnętrzny, przy czym naturalną granicą między nimi jest kula o promieniu R , na zewnątrz której potencjał znika; równie dobrze można by wziąć zamiast niej dowolną kulę o promieniu większym niż R . Funkcję falową odpowiadającą danej energii E można napisać od razu dla obszaru zewnętrznego, ponieważ jest ona tam rozwiązaniem równania falowego dla cząstki swobodnej. Aby przedstawić stan stacjonarny o energii E odpowiadający rozpraszaniu cząstki o masie M , rozwiązanie to musimy przyjąć jako superpozycję fali płaskiej o wektorze falowym k , danym wzorem



Rys. 2. Rozpraszanie sprężyste przez potencjał statyczny

$$E = \frac{\hbar^2}{2M} k^2, \quad (4)$$

opisującym cząstkę wchodzącą oraz fali rozbieżnej, opisującej cząstkę biegnącą w jakimś kierunku, gdy przestała już ulegać wpływowi potencjału.

Możemy teraz przeprowadzić zwykły rozkład na fale cząstkowe i gdy w celu uniknięcia nieistotnych komplikacji założymy, że cząstka nie posiada spinu, możemy rozważać osobno proces o określonym momencie pędu l . Wtedy możemy się zająć tylko radialnymi funkcjami falowymi, których postać w obszarze zewnętrznym jest dobrze znana. Jeżeli cząstka nie jest naładowana, rozwiązaniami radialnymi są funkcje sferyczne Hankela $h_l^{(1)}$ i $h_l^{(2)}$, tak że dla fal wychodzących i przychodzących mamy kolejno

$$\psi^+(r) = \frac{h_l^{(1)}(kr)}{r}, \quad (5)$$

$$\psi^-(r) = \frac{h_l^{(2)}(kr)}{r}, \quad (6)$$

przy czym postać asymptotyczna tych funkcji radialnych jest następująca

$$\begin{aligned} \psi^+(r) &\sim \frac{1}{ir} e^{i\left(kr - \frac{1}{2}\pi l\right)} \\ \psi^-(r) &\sim \frac{1}{-ir} e^{-i\left(kr - \frac{1}{2}\pi l\right)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Wprowadzimy następujące oznaczenia

$$h_i^{(1)}(kr) \equiv \varphi^+(r), \quad h_i^{(2)}(kr) \equiv \varphi^-(r). \quad (8)$$

Pomiędzy funkcjami Hankela pierwszego i drugiego rodzaju mamy dla rzeczywistych x związek

$$h_i^{(2)}(x) = h_i^{(1)*}(x). \quad (9)$$

Funkcję radialną w obszarze zewnętrznym można przedstawić jako superpozycję

$$\psi(r) = a^+\psi^+(r) + a^-\psi^-(r). \quad (10)$$

Funkcje falowe (5) i (6) mogą być użyte nawet dla cząstek naładowanych, ponieważ pole kulombowskie jądra jest w dużych odległościach zawsze zneutralizowane przez ładunki ujemne, tak, że możemy zawsze przyjąć, że postać asymptotyczna jest typu (7). W obszarze wewnętrznym nie znamy dokładnej postaci funkcji radialnej, zależącej od kształtu potencjału; można ją napisać w postaci

$$\psi^{(i)}(r) = \frac{\chi(r)}{r}. \quad (11)$$

Warunki brzegowe wyrażają równość funkcji $\psi(r)$ i $\psi^{(i)}(r)$ i ich pochodnych dla $r = R$:

$$\begin{aligned} \psi(R) &= \psi^{(i)}(R), \\ \left(\frac{d\psi}{dr}\right)_R &= \left(\frac{d\psi^{(i)}}{dr}\right)_R. \end{aligned} \quad (12)$$

Z (11), (10), (5), (6), (8) i (12) otrzymujemy te warunki brzegowe w postaci

$$\chi(R) = a^+\varphi^+(R) + a^-\varphi^-(R) \quad (13)$$

$$\chi'(R) = a^+\varphi^{+'}(R) + a^-\varphi^{-'}(R), \quad (14)$$

gdzie przecinek oznacza pochodną względem r . Te dwa warunki brzegowe wyznaczają współczynniki a^+ i a^- (określające superpozycję fal wychodzących i wchodzących w obszarze zewnętrznym) w zależności od wartości funkcji wewnętrznej χ i jej pochodnej χ' na brzegu. Wyznacznikiem tego układu jest wrońskian znanych funkcji φ^+ i φ^- . Ogólnie wrońskian dowolnych dwóch funkcji f i g oznaczmy przez

$$W(f, g) \equiv \begin{vmatrix} f & g \\ f' & g' \end{vmatrix}. \quad (15)$$

Dla funkcji Hankela φ^+ i φ^- wrońskian nie zależy od r i redukuje się do wartości

$$W(\varphi^-, \varphi^+) = 2ik. \quad (16)$$

Mamy więc

$$a^+ = \frac{1}{2ik} W(\varphi^-, \chi), \quad (17)$$

$$a^- = \frac{1}{2ik} W(\chi, \varphi^+). \quad (18)$$

Gdy rozkładamy falę płaską przychodzącą na fale kuliste, otrzymujemy przyczynki typu (10), tzn. fale kuliste zbieżne i rozbieżne o tej samej amplitudzie. Amplituda fali zbieżnej a^- jest wyznaczona przez natężenie prądu cząstek przychodzących i może być uważana za wielkość daną; moglibyśmy ją znormalizować do jedności, lecz wygodniej jest nie normalizować jej. Proces rozpraszania powoduje, że amplituda a^+ fali rozbieżnej nie jest równa a^- ; amplituda rozpraszania (scattering amplitude) określona jest jako różnica pomiędzy całkowitą amplitudą fali rozbieżnej i tą amplitudą fali zbieżnej, która jest częścią przychodzącej fali płaskiej

$$a_{sc} = a^+ - a^-. \quad (19)$$

Kładąc

$$\eta = \frac{a^+}{a^-} = -\frac{W(\chi, \varphi^-)}{W(\chi, \varphi^+)}, \quad (20)$$

możemy napisać (19) w postaci

$$a_{sc} = (\eta - 1)a^-; \quad (21)$$

proces rozpraszania jest więc w zupełności wyznaczony przez parametr η .

Z równania (20) widać od razu, że η będzie przyjmować bardzo duże wartości, gdy wrońskian $W(\chi, \varphi^+)$ będzie bardzo mały. Ten wrońskian jest funkcją k ; gdyby miał miejsce zerowe rzeczywiste, η byłoby nieskończone dla odpowiedniej energii. To naturalnie nie może się zdarzyć, lecz wrońskian może mieć miejsca zerowe zespolone

$$k_n = \kappa - i\gamma_n \quad (22)$$

(znak minus przyjęto dla wygody), a wtedy $\eta(k)$ przejdzie przez maksimum dla $k = \kappa_n$. Stąd wynika bezpośrednio sugestia, że dla wartości k odpowiadających warunkowi

$$W(\chi, \varphi^+) = 0 \quad (23)$$

otrzymamy rezonans. Warunek ten, przy uwzględnieniu (18) oznacza, że w stanach wytwarzających rezonans nie występuje w przekroju czynnym na rozpraszanie fala przychodząca. Znamy inny rodzaj stanu bez fali przychodzącej, a mianowicie stany związane. W tych ostatnich nie ma w ogóle fali wychodzącej, podczas gdy w stanach rezonansowych mamy funkcję falową wykładniczo malejącą, opisującą zanikanie stanu.

Warunek aby nie było fali przychodzącej, charakteryzujący stany związane, został tu w sposób całkiem naturalny rozciągnięty na stany o energii dodatniej, a więc niezupełnie stacjonarne, lecz takie, które jednak wykazują większą trwałość niż wszystkie inne stany z obszaru ciągłego, nie spełniające tego warunku, ponieważ odpowiadają one maksimum przekroju czynnego.

Zbadajmy teraz nieco dokładniej własności stanów rezonansowych określonych warunkiem (23). Warunek ten można napisać w postaci

$$\chi_n \varphi^{+'} - \chi_n' \varphi^+ = 0 \quad (\text{dla } r = R) \quad (24)$$

lub ⁴

$$\left(\frac{\chi_n'}{\chi_n} \right)_R = \left(\frac{\varphi^{+'}}{\varphi^+} \right)_R \equiv L^+(k_n), \quad (25)$$

gdzie po prawej stronie występuje znana funkcja, mianowicie pochodna logarytmiczna funkcji Hankela pierwszego rodzaju na powierzchni kuli $r = R$. Aby wyznaczyć $\chi_n(r)$ za pomocą warunku (25), należy rozwiązać radialne równanie Schrödingera

$$D_r \chi = 0, \quad (26)$$

gdzie D_r jest operatorem

$$D_r \equiv \frac{d^2}{dr^2} + k^2 - v(r) - \frac{l(l+1)}{r^2}, \quad (27)$$

a $v(r)$ jest potencjałem w dogodnych jednostkach (takich, że $\hbar^2/2M$ jest jednostką energii). Rozwiązania równania (26) z warunkiem brzegowym (25) istnieją tylko dla pewnego ciągu wartości k_n , będących w ogólności liczbami zespolonymi. Odpowiednie funkcje własne χ_n opisują stany rezonansowe; zobaczymy, że ich cechy charakterystyczne odpowiadają temu, czego oczekujemy z punktu widzenia fizycznego. Zbadajmy najpierw pewne własności formalne wartości własnych k_n , które napiszemy w postaci (22)

$$k_n = \alpha_n - i\gamma_n.$$

Zauważmy przede wszystkim, że każdemu rozwiązaniu χ_n dla wartości własnej k_n odpowiada inne, χ_n^* dla wartości własnej $-k_n^*$, spełniające ten sam warunek brzegowy (25), gdyż funkcja χ_n^* spełnia równanie

$$D_r^* \chi_n^* = 0 \quad (28)$$

⁴ Przy przejściu (24) do (25) zakłada się mileżąco, że wartość k_n nie jest miejscem zerowym dla φ^+ . Przypadek ten jest opisany w pracy [2], tę możliwość możemy tutaj i w dalszym ciągu swobodnie pominąć.

w którym operator D_r^* różni się od D_r danego przez (27) podstawieniem k^{*2} w miejsce k^2 . Co więcej, warunek brzegowy (25) daje dla χ_n^*

$$\begin{pmatrix} \chi_n^{*'} \\ \chi_n^* \end{pmatrix}_R = [L^+(k_n)]^* = L^+(-k_n^*) \quad (29)$$

skąd wynika, że jako wartość własną należy wziąć $-k_n^*$. Ostatni krok w (29) wynika z następującej własności funkcji Hankela zmiennej zespolonej, dla której nie zachodzi własność (9), lecz

$$h_l^{(1)*}(z) = h_l^{(2)}(z^*) = (-1)^{l+1} h_l^{(1)}(-z^*). \quad (30)$$

Można następnie pokazać, że jeżeli $\kappa_n \neq 0$, to parametr γ_n w (22) musi być dodatni. Wynika to z prostego zastosowania twierdzenia Greena do całki

$$\int_0^R (\chi_n^* D_r \chi_n - \chi_n D_n^* \chi_n^*) dr,$$

która znika na podstawie równań (26) i (28), co można dzięki (27) napisać w postaci

$$(k_n^2 - k_n^{*2}) \int_0^R |\chi_n|^2 dr + \int_0^R \left(\chi_n^* \frac{d^2 \chi_n}{dr^2} - \chi_n \frac{d^2 \chi_n^*}{dr^2} \right) dr = 0.$$

Ostatnią całkę można za pomocą całkowania przez części zredukować do wyrażenia

$$[\chi_n^* \chi_n' - \chi_n \chi_n^{*'}]_R,$$

które można przekształcić przy pomocy warunku brzegowego (25) lub (26). Otrzymujemy więc

$$(k_n^2 - k_n^{*2}) \int_0^R |\chi_n|^2 dr + |\chi_n(R)|^2 [L^+(k_n) - L^+(-k_n^*)]. \quad (31)$$

Wyrażenie $L^+(k_n) - L^+(-k_n^*)$ można zredukować przez zastosowanie wzoru rekurencyjnego dla funkcji Hankela do postaci

$$i(k_n + k_n^*) \frac{e^{2\gamma_n R}}{|\varphi^+(R)|^2} + (k_n^2 - k_n^{*2}) N, \quad (32)$$

gdzie wielkość N jest dodatnia. Podstawiając to do równania (31) i dzieląc przez $k_n + k_n^* = 2\kappa_n$ (musi być $\kappa_n \neq 0$) otrzymujemy na $\gamma_n = \frac{1}{2} i(k_n - k_n^*)$ wyrażenie

$$\gamma_n = \frac{1}{2} \frac{e^{2\gamma_n R} |\chi_n / \varphi^+|_R^2}{\int_0^R |\chi_n|^2 dr + N |\chi_n(R)|^2}, \quad (33)$$

skąd wynika zapowiedziana własność

$$\gamma_n > 0 \quad \text{dla} \quad \kappa_n \neq 0.$$

Rozważmy teraz asymptotyczny czynnik fazowy rozwiązania. Wprowadzając oznaczenie

$$\frac{\hbar^2 k_n^2}{2M} = E_n - \frac{1}{2} i \Gamma_n, \quad (34)$$

tzn.

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2M} (\kappa_n^2 - \gamma_n^2), \quad \Gamma_n = \frac{\hbar^2}{M} 2\kappa_n \gamma_n \quad (35)$$

możemy napisać czynnik fazowy w postaci

$$e^{i \left(\kappa_n r - \frac{E_n t}{\hbar} \right)} e^{i \gamma_n r} e^{-\frac{\Gamma_n t}{2\hbar}}. \quad (36)$$

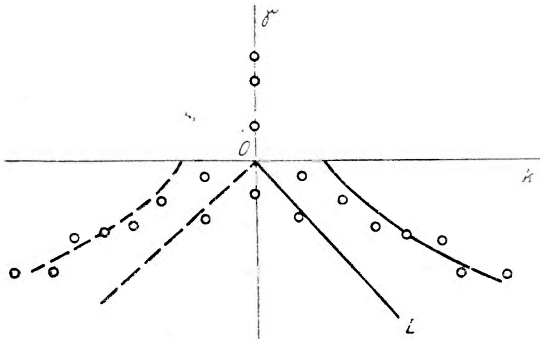
Zalóżmy, że κ_n jest dodatnie i nawet $> \gamma_n$ (o którym wiemy, że jest dodatnie); wtedy zarówno E_n jak i Γ_n są też dodatnie. Wartość E_n interpretujemy wtedy jako energię poziomu rezonansowego, a czynnik fazowy wskazuje, że mamy do czynienia z falą wychodzącą, której amplituda jest jednak zmienna w czasie i przestrzeni. Widzimy, że natężenie fali maleje z czasem wykładniczo w stosunku Γ_n/\hbar , otrzymujemy przeto zwykłą interpretację szerokości Γ_n poziomu rezonansowego (podzielonej przez \hbar), jako stałej rozpadu, lub odwrotności jego czasu życia.

Na pierwszy rzut oka wykładniczy wzrost natężenia fali z wzrostem odległości od centrum rozpraszającego wydaje się dość zaskakujący. Jednak na podstawie równania (35) ten czynnik wykładniczy $\exp(2\gamma_n r)$ możemy napisać w postaci $\exp\left[\frac{\Gamma_n r}{\hbar v_n}\right]$, gdzie $v_n = \frac{\hbar \kappa_n}{M}$ przedstawia prędkość radialną wylatującej cząstki. Odpowiada to faktowi, że w odległości r znajdują się te cząstki, które opuściły centrum rozpraszania w chwili $t - (r/v_n)$, gdy natężenie było tam większe $\exp\left[\frac{\Gamma_n r}{\hbar v_n}\right]$ razy. Tego rodzaju wzrost natężenia napotkano po raz pierwszy, gdy Gamow wprowadził stany zanikające w teorii rozpadu α podał wspomnianą interpretację przepływu wzrastającego w kierunku zewnętrznym.

Zinterpretowaliśmy zatem stany, dla których $\kappa_n > \gamma_n$ jako stany zanikające o energii dodatniej. Wartości własne sprzężone $-k_n^* = -\kappa_n - i\gamma_n$ należą do stanów, którym przyporządkowana jest fala przychodząca o amplitudzie rosnącej wykładniczo w przestrzeni i w czasie; stany takie nie odpowiadają sytuacjom fizycznie możliwym, lecz, jak zobaczymy, mogą grać rolę pomocniczą przy obliczaniu przekroju czynnego na rozproszenie. Mogą także pojawić się wartości własne k_n , dla których $\kappa_n \leq \gamma_n$;

zobaczymy niebawem, jak można takie stany interpretować. Jeżeli w końcu $\kappa_n = 0$, tzn. gdy $k_n = -i\gamma_n$ jest czysto urojone, mamy stan związany o energii ujemnej $E = -(\hbar^2/2M)\gamma_n^2$ i $\Gamma_n = 0$; dla takich stanów musimy wziąć $\gamma_n < 0$, aby mieć rozwiązanie malejące wykładniczo w dużych odległościach. Jak wiadomo, dla potencjałów o skończonym zasięgu, jakie właśnie rozważamy, istnieje tylko skończona liczba stanów własnych związanych.

Wygodnie będzie zestawić wyniki dotychczasowej dyskusji podając położenie wartości własnych k_n w płaszczyźnie zmiennej zespolonej $k = \kappa + i\gamma$ (rys. 3). Wartości własne stanów rezonansowych ograniczają się



Rys. 3. Stany związane, rezonansowe i wirtualne w płaszczyźnie k

do dolnej półpłaszczyzny, ściślej mówiąc do obszaru pomiędzy osią rzeczywistą i dwusieczną L osi 0κ i -0γ . Na zewnątrz tego obszaru (tzn. pomiędzy L i osią -0γ lub na tej ostatniej) mogą istnieć wartości własne, odpowiadające stanom, które nazwiemy *wirtualnymi*. W drugim kwadrancie dolnej półpłaszczyzny znajdujemy wartości własne sprzężone $-k_n^*$, leżące symetrycznie ze względu na oś urojoną. W końcu może istnieć skończona liczba wartości własnych leżących na dodatniej osi urojonej: odpowiadają one *stanom związanym*.

Możemy teraz dokonać analizy rezonansowego charakteru przekroju czynnego. Sprowadza się to do badania, jak parametr η dany przez równanie (20) i wyznaczający poprzez (21) amplitudę rozpraszania, zależy od liczby falowej k cząstki padającej, w szczególności w sąsiedztwie stanów rezonansowych. Widzieliśmy, że stany te odpowiadają biegunom funkcji η ; możemy przedstawić η w takiej postaci, w której te bieguny będą grały ważną rolę. Aby sprawy nie komplikować, założmy, że bieguny funkcji η są pojedyncze; jeżeli pewne z nich nie są pojedyncze, przedstawienie jest jeszcze możliwe, lecz nieco bardziej skomplikowane. Opiera się ono na ogólnym twierdzeniu z teorii funkcji zmiennej zespolonej, podającym postać funkcji meromorficznej, gdy dane są jej bieguny.

Według tego twierdzenia, pochodzącego od Mittag-Löfflera, każdą funkcję $f(z)$, mającą tylko pojedyncze bieguny z_n można zawsze napisać w postaci

$$f(z) = \sum_n \frac{\varrho_n}{z - z_n} \left(\frac{z}{z_n}\right)^M + E(z) \quad (37)$$

gdzie $E(z)$ jest funkcją całkowitą, a stałe ϱ_n są residuami funkcji $f(z)$ w biegunach z_n . Wykładnik M spełnia warunek

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_n \frac{|\varrho_n|}{|z_n|^{M+1}} < \infty. \quad (38)$$

Widzimy, że rozwinięcie (37) nie jest jednoznaczne w tym znaczeniu, że jeżeli znamy jedną wartość M , dla której ostatni szereg jest zbieżny, to będzie on zbieżny też dla każdej większej wartości M . Naturalnie, zmieniając M zmieniamy też funkcję $E(z)$.

Naszym zadaniem jest przeto przedstawić funkcję η w postaci (37). Znamy już bieguny, a obliczenie residuów nie przedstawia trudności. Zatem pozostaje tylko wyznaczyć minimalną wartość M i to jest najtrudniejszą częścią naszej analizy. Dla przypadku potencjału znikającego poza pewną kulą wykonał to Humblet w sposób zupełnie ścisły. Znalazienie wartości M , dla której szereg (38) jest zbieżny, interesuje nas dlatego, ponieważ na zbieżność wpływają bieguny najdalsze od początku układu; wyznaczenie M sprowadza się do znalezienia asymptotycznego rozmieszczenia biegunów, które naturalnie zależy poprzez funkcję χ od potencjału. Dla klasy potencjałów znikających poza pewną kulą, asymptotyczne rozmieszczenie biegunów otrzymał Humblet: podał on równanie krzywej, do której zdążają asymptotycznie bieguny o dużych $|z_n|$; krzywa ta przebiega wewnątrz obszaru stanów rezonansowych (pomiędzy osią rzeczywistą a dwusieczną L). Stąd można wywnioskować, że dla rozważanej tutaj klasy potencjałów możemy położyć $M = 1$ i napisać

$$\eta(k) = \sum_n \left[\frac{\varrho_n}{k - k_n} \frac{k}{k_n} + \frac{\varrho_n^*}{k + k_n^*} \frac{k}{k_n^*} \right] + E(k). \quad (39)$$

W to rozwinięcie włączyliśmy bieguny sprzężone $-k_n^*$ i uwzględniliśmy łatwą do udowodnienia własność

$$\varrho_n(-k_n^*) = -\varrho_n^*(k_n). \quad (40)$$

Mamy tu rozwinięcie funkcji η zasadniczo na sumę wyrazów dyspersyjnych zwykłego typu, związanych z wartościami własnymi k_n . Przekrój

czynny σ na rozpraszanie można, jak wiadomo, wyrazić przez część rzeczywistą a^+/a^- , czyli $\eta - 1$:

$$\sigma_l = -\frac{2\pi}{k^2} (2l+1) \operatorname{Re}(\eta - 1). \quad (41)$$

Dla części rzeczywistej $\operatorname{Re}(\eta - 1)$ otrzymujemy z (39)

$$\operatorname{Re}(\eta - 1) = k^2 \sum_n \left[\frac{\varrho_n/k_n}{k^2 - k_n^2} + \frac{\varrho_n^*/k_n^*}{k^2 - k_n^{*2}} \right] + \mathcal{G}(k) \quad (42)$$

gdzie $\mathcal{G}(k)$ jest nową rzeczywistą funkcją całkowitą. Mianowniki rezonansowe możemy przy pomocy (4) i (34) napisać w postaci

$$\frac{\hbar^2}{2M} (k^2 - k_n^2) = E - E_n + \frac{1}{2} i\Gamma_n. \quad (43)$$

Z (41), (42) i (43) otrzymamy ostatecznie przekrój czynny w postaci

$$\frac{\sigma_l}{2\pi(2l+1)} = \sum_n \frac{A_n(E - E_n) + \frac{1}{2} B_n \Gamma_n}{(E - E_n)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_n^2} \frac{1}{k^2} \mathcal{G}(k), \quad (44)$$

gdzie położyliśmy

$$-\frac{\hbar^2}{M} \frac{\varrho_n}{k_n} = A_n + iB_n. \quad (45)$$

Tak stany związane, jak te, które nazwaliśmy wirtualnymi, są formalnie potraktowane w ten sam sposób jak właściwe stany rezonansowe i dają przyczynki tej samej postaci do wzoru dyspersyjnego, z wyjątkiem tego, że parametr E_n ma wartość ujemną i odpowiednio do tego w przekroju czynnym nie pojawia się żadne maximum odpowiadające takim stanom. W szczególności dla $\kappa_n = 0$ przyczynek do przekroju czynnego przyjmuje postać $\frac{1}{2} A_n / (E + |E_n|)$; czynnik $\frac{1}{2}$ powstaje stąd, że wtedy nie ma osobnego sprzężonego bieguna. Sytuację tę ilustruje dobrze znany przykład rozpraszania powolnych neutronów na protonach: przekrój czynny na rozpraszanie składa się z dwóch wyrazów, z których jeden odpowiada stanowi związanemu 3S deuteronu, a drugi stanowi wirtualnemu 1S układu proton-neutron.

Wzór dyspersyjny (44) ma tę samą postać ogólną jak wzór wyprowadzony przy pomocy zwykłych metod, nie posługujących się rozważaniem stanów zanikających odpowiadających rezonansom. Jediną różnicę stanowi to, że wyraz zależący od funkcji całkowitej $\mathcal{G}(k)$ odpowiadającej tzw. rozpraszaniu potencjalnemu nie ma tej szczególnej postaci, którą otrzymuje się przy wyprowadzeniu zwykłymi metodami i która,

jak wiadomo, odpowiada rozpraszaniu na kuli nieprzenikalnej o promieniu R . Można wykazać, że dla małych k .

$$\mathcal{E}(k) = O(k^2)$$

skąd

$$\frac{1}{k^2} \mathcal{E}(k) = O(1). \quad (46)$$

Dyskutowana tu definicja stanów rezonansowych jest korzystna dlatego, że pozwala zredukować rozpraszanie potencjalne tak bardzo, jak to tylko jest możliwe, mianowicie do funkcji, która dla małych energii cząstki padającej zmienia się tylko powoli z tą energią.

Jest to możliwe dzięki drugiemu charakterystycznemu odstępstwu równania (44) od wzoru Breita-Wignera, a mianowicie pojawieniu się w licznikach wyrazów rezonansowych, asymetrycznych ze względu na energię, zawartych w wyrażeniu $A_n(E - E_n)$, zmieniającym znak, gdy energia przechodzi przez wartość rezonansową E_n . Takie asymetrie pojawiają się też przy stosowaniu zwykłych metod, lecz tam przypisuje się je interferencji pomiędzy przyczynkiem pochodzącym od rezonansu i rozpraszaniem potencjalnym.

Przedstawione tu podejście do zagadnienia nadaje się dobrze do wskazania tego, co można by uważać za głębszy powód powstania szczególnej postaci mianownika rezonansowego, charakterystycznego dla tzw. typu dyspersji Lorentza. Powyższe rozumowanie jest naturalnie tak ogólne, że mogłoby być równie dobrze zastosowane do przypadku optycznego i z tego powodu zdać sprawę z lorentzowskiej postaci optycznego wzoru dyspersyjnego po prostu dzięki faktowi, że amplituda rozpraszania jako funkcja energii lub liczby falowej ma pewne osobliwości, w ogólności zespolone, tak że można ją przedstawić w postaci dyspersyjnej przy pomocy twierdzenia Mittag-Löfflera. Widać też, że rozpraszanie potencjalne nie kryje w sobie żadnej tajemnicy: jest to właśnie ta reszta bez osobliwości, która zawsze powstaje przy tego rodzaju rozwinięciach. Widać też od razu, że rozdział między rozpraszaniem rezonansowym i potencjalnym nie jest jednoznaczny, ponieważ można równie dobrze wziąć większą wartość M w rozwinięciu Mittag-Löfflera: spowodowałoby to zmniejszenie wartości współczynników, lecz nie ogólnej postaci wzoru dyspersyjnego. Z tego powodu w rozkładzie natężenia rozpraszania pomiędzy przyczynki, rezonansowy i potencjalny, tkwi wewnętrzna niejednoznaczność. Można wybierać, czy ktoś chce zredukować rozpraszanie potencjalne do minimum i wtedy wybiera najmniejszą wartość M , dla której szereg (38) jest zbieżny, czy ktoś woli podać prostsze wyrażenia na liczniki rezonansowe.

Ten sposób traktowania zagadnienia ma jednak jedną wadę, która nie jest może zbyt dokuczliwa, lecz z której jednak musimy zdać sobie sprawę; jest to fakt, że funkcje falowe χ_n odpowiadające stanom rezonansowym nie są wzajemnie ortogonalne. Przypuszczam, że tworzą one układ zupełny, lecz zagadnienie to nie było zbadane. Aby zobaczyć, że nie są one ortogonalne, rozważmy równanie

$$D_r(k_n)\chi_n = 0, \quad D_r(k_m)\chi_m = 0. \quad (47)$$

Nie rozważamy tutaj ortogonalności pomiędzy χ_n i χ_n^* , ponieważ k , którego funkcją jest operator, jest zespolone i nie mamy przeto powodu, aby oczekiwać prostego związku między χ_n a χ_n^* . Aby otrzymać $\int_0^R \chi_n \chi_m dr$, powtórzmy rachunek, jaki zastosowaliśmy przy wyprowadzaniu równania (31): rachunek ten daje

$$(k_m^2 - k_n^2) \int_0^R \chi_m \chi_n dr + \chi_m(R)\chi_n(R)[L^+(k_m) - L^+(k_n)] = 0. \quad (48)$$

Czynnik w nawiasie kwadratowym nie znika, a więc

$$\int_0^R \chi_m \chi_n dr \neq 0, \quad (49)$$

dlatego funkcje χ_n nie tworzą bazy dla rozwinięć na szeregi funkcji ortogonalnych. Widzieliśmy, że nie jest to wcale potrzebne, aby otrzymać wzór dyspersyjny. Gdy jednak porównamy, (porównanie odkładamy na później), „prawdziwy“ opis jądra (zawierający wszystkie oddziaływania między nukleonami) z opisem przy pomocy modelu optycznego, będziemy chcieli rozwinąć „prawdziwą“ funkcję falową na szereg funkcji falowych modelu optycznego, a do tego potrzebujemy zbioru ortogonalnego funkcji. Zatem nie wydaje się, aby powyższa analiza rezonansu, chociaż fizycznie najbardziej naturalna, była dobrze dostosowana do badania podstaw modelu optycznego. Równocześnie zobaczymy, jak można obejść tę trudność, mianowicie przez zmianę warunków brzegowych. Zamiast brać warunki brzegowe (25), które powinny być spełnione, abyśmy mogli otrzymać właściwe rozwiązanie zagadnienia ważne w całej przestrzeni, możemy je zmodyfikować w ten sposób, aby osiągnąć żadaną ortogonalność. Widzimy wprost z (48), że ortogonalność między χ_m a χ_n otrzymalibyśmy wtedy, gdyby L^+ nie zależało od wartości własnej k_n . Najprostszą modyfikacją warunków brzegowych (25) są warunki brzegowe Kapura-Peierlsa [3],

spełniające nasze żądanie: zmiana polega na zastąpieniu k_n w (25) przez wektor falowy cząstki padającej:

$$\begin{pmatrix} \chi'_n \\ \chi_{n/R} \end{pmatrix} = L^+(k). \quad (50)$$

Warunki brzegowe (50) określają nowy układ funkcji własnych wzajemnie ortogonalnych; można wykazać, że funkcje te tworzą układ zupełny [4]. Musimy jednak zapłacić za to pewną cenę: jak widzieliśmy, ten układ funkcji falowych ma pewne cechy raczej niepożądane, chociaż z matematycznego punktu widzenia jest on bez zarzutu:

1) Ten układ funkcji falowych określony jest tylko w obszarze wewnętrznym i nie może być rozciągnięty do obszaru zewnętrznego, ponieważ warunki brzegowe (25) są jedynymi warunkami zapewniającymi gładkie przedłużenie do obszaru zewnętrznego. To ograniczenie do obszaru wewnętrznego nie jest formalnie wadą, ponieważ zajmujemy się głównie rozwinięciem funkcji w obszarze wewnętrznym, i bądź co bądź znamy postać funkcji w obszarze zewnętrznym (funkcje sferyczne Hankela).

2) Wprowadzamy nieciągłość w opisie zagadnienia rezonansu dla $r = R$. Oznacza to, jak można pokazać, że gdy wyprowadzamy wzór dyspersyjny, bardzo podobny do (44), otrzymujemy na rozpraszanie potencjalne (tzn. całkowitą część $-\mathcal{E}(k)/k^2$) ściśle określoną wartość, mianowicie rozpraszanie na kuli nieprzenikalnej o promieniu R . To rozpraszanie potencjalne zależy w sposób istotny od R . W naszym wyprowadzeniu jest inaczej, gdyż definicja χ_n nie zależy od wyboru R . Moglibyśmy istotnie powtórzyć te same rozważania dla dowolnej wartości R_1 większej niż odległość, dla której potencjał staje się zerem, i otrzymalibyśmy dokładnie to samo rozwiązanie χ_n scharakteryzowane przez ten sam warunek (23). Wiemy, że dla dowolnego $R_1 > R$ zachodzi

$$\chi(R_1) = a^+\varphi^+(R_1) + a^-\varphi^-(R_1) \quad (51)$$

gdzie φ^+ i φ^- są określone przez (8), tak że wrońskian $W(\chi, \varphi^+)$ nie zależy od R_1 , jak wynika bezpośrednio z własności (16) funkcji Hankela. W metodzie Kapura-Peierlsa układ wewnętrznych funkcji własnych i rozpraszanie potencjalne zależy w istotny sposób od R i w ten sposób nie możemy obejść trudności przez zdążanie z R do nieskończoności.

Inna trudność, która na pierwszy rzut oka jest jeszcze bardziej przykra, jest ta, że cały zbiór poziomów rezonansowych wyznaczonych przez warunki brzegowe (50), zależy od k . To oznacza, że rozważając rozpraszanie dla różnych energii, otrzymujemy dla każdej energii wzór dyspersyjny, w którym poziomy rezonansowe są przesunięte i mają różne szerokości, co jest bardzo niefizyczne. Można jednak pokazać, że z punktu widzenia

rachunków praktycznych ta wada nie sprawia wiele kłopotów. W obszarze niskich energii przesunięcie poziomów rezonansowych w zależności od k jest efektem słabym, który można zaniedbać (lub uwzględnić jako poprawkę), co właśnie jest ważne w zastosowaniu praktycznym wzoru dyspersyjnego do tych przypadków, gdy poziomy rezonansowe są wyraźnie rozdzielone. Z drugiej strony, dla energii wyższych, gdy poziomy rezonansowe zaczynają się nakładać na siebie, stosowalność wzoru dyspersyjnego jest bardzo ograniczona i sposób zdefiniowania pojedynczych poziomów rezonansowych ma małe znaczenie.

Mamy teraz pojęcie o korzyściach i wadach dwóch definicji stanów rezonansowych. Musimy teraz przede wszystkim uogólnić całe zagadnienie do przypadku rzeczywistego jądra, gdy należy rozważać nie tylko rozpraszanie sprężyste, lecz także wszystkie rodzaje reakcji. Wtedy będziemy przygotowani do porównania rzeczywistego jądra z modelem optycznym.

c. d. n.

Tłumaczył Bronisław Średniarwa

Andrzej Czachor

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Przegląd metod pomiaru czasu życia nadmiarowych nośników prądu w germanie i krzemie

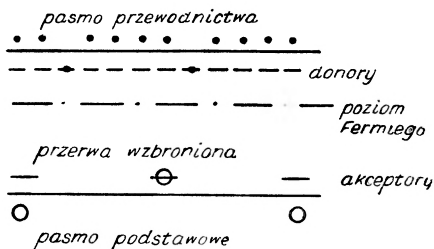
Wstęp

Celem niniejszego artykułu jest dokonanie krytycznego przeglądu ważniejszych opisanych w literaturze metod pomiaru czasu życia nadmiarowych nośników prądu.

Pierwszą część pracy stanowi wprowadzenie w teoretyczną stronę zagadnienia. Część druga poświęcona jest omówieniu efektów utrudniających interpretację pomiarów. W części trzeciej opisano metody pomiaru oparte o badanie zjawisk niestacjonarnych, a w części czwartej metody związane ze zjawiskami stacjonarnymi. W uzupełnieniu omówiono różne sposoby wytwarzania kontaktów prostujących i omowych, niezbędnych do prowadzenia pomiarów.

I Teoria

Zacznijmy od przypomnienia modelu pasmowego. Rysunek 1 przedstawia schemat pasm i poziomów energetycznych, charakteryzujących



Rys. 1.

półprzewodnik typu „n”. W półprzewodniku takim w równowadze termodynamicznej koncentracja elektronów w paśmie przewodnictwa przewyższa koncentrację dziur w paśmie podstawowym. Przy zbliżonych co

do wielkości masach efektywnych dziur i elektronów odpowiada to położeniu poziomu Fermiego ponad środkiem pasma wzbronionego. W półprzewodniku typu „*p*” sytuacja przedstawia się przeciwnie.

W paśmie wzbronionym mogą się mieścić poziomy lokalne. Istnienie ich wywołane jest niedoskonałościami sieci krystalicznej półprzewodnika. Niedoskonałości takie, jak: atomy obce w sieci lub nieregularne ustawienie własnych atomów, wpływają w zasadniczy sposób na własności fizyczne półprzewodników. I tak poziomy lokalne, wytworzone np. przez obecność w węzłach sieci krystalicznej atomów grupy V lub III układu Mendelejewa, dostarczają elektronów do pasma przewodnictwa (donory) lub dziur do pasma podstawowego (akceptory), tworząc odpowiednio typ „*n*” lub typ „*p*” półprzewodnika. Inne znów poziomy lokalne wywołują zjawiska pułapkowania. Stwierdzono również, że zanik par elektron-dziura związany jest z tymi poziomami lokalnymi, że nośniki prądu rekombinują głównie poprzez poziomy lokalne, zwane wtedy poziomami rekombinacyjnymi.

W półprzewodniku, dzięki termicznym drganiom sieci krystalicznej, zachodzi ciągła generacja nośników prądu. Towarzyszy jej równoczesna rekombinacja. Wypadkowe koncentracje elektronów i dziur są wyrazem równowagi termodynamicznej między tymi procesami. Nośniki o większej koncentracji nazywamy większościami, pozostałe — mniejszościami.

Stan równowagi można zaburzyć, wprowadzając do półprzewodnika nadmiarowe pary elektron — dziura. Dla małych koncentracji nośników nadmiarowych powrót do stanu równowagi ma zazwyczaj charakter wykładniczy i może być scharakteryzowany przez tzw. czas życia, będący odwrotnością prawdopodobieństwa ich rekombinacji. Czas życia nośników mierzony w zjawisku stacjonarnym (patrz dalej) może się w ogólności różnić od czasu życia mierzonego w tej samej próbce w oparciu o zjawisko niestacjonarne. Także obecność centrów rekombinacyjnych wprowadza osobne stałe zaniku dla elektronów i dziur w samych efektach stacjonarnych. Jeżeli jednak koncentracja centrów rekombinacyjnych jest dostatecznie mała, dowolna metoda pomiaru określa jednoznacznie czas życia par (6).

Zamiast o czasie życia par mówi się zwykle o czasie życia nadmiarowych nośników mniejszościowych, bowiem pomiary oparte są często na badaniu zjawisk związanych z nośnikami mniejszościowymi.

Wartość czasu życia τ w kryształach germanu i krzemu decyduje o stosowalności tych kryształów w produkcji elementów półprzewodnikowych. Z drugiej strony — z mierzonych parametrów czas życia jest najwrażliwszy na zmiany struktury kryształu, wygodnie więc jest badać te zmiany mierząc τ . Obecnie znanych jest wiele metod pomiaru i ważniejsze z nich zostaną omówione w tej pracy.

Dla ustalenia uwagi a bez ograniczenia ogólności rozważać będziemy w dalszym ciągu półprzewodnik typu „n“. Stosunki w półprzewodniku „p“ są zupełnie analogiczne.

Wszystkie pomiary, które zostaną opisane, składają się z dwóch części. Część pierwsza polega na wprowadzeniu do badanej próbki pewnej ilości nadmiarowych par elektron — dziura i pomiarze koncentracji p dziur, tj. nośników mniejszościowych w funkcji zmiennych przestrzennych lub zmiennej czasowej. Część druga to dopasowanie wartości otrzymanych w pomiarze i przewidzianych teoretycznie, przez odpowiedni dobór występującego w tych ostatnich parametru τ . Nadmiarowe pary wprowadzone są albo przez światło, albo przez styk prostujący spolaryzowany odpowiednim napięciem. Należy pamiętać, że koncentracja wprowadzonych dziur musi być dużo mniejsza od koncentracji elektronów w stanie równowagi, aby nie uległy zakłóceniu stosunki rekombinacyjne, charakterystyczne dla badanej próbki.

Zachowanie się nadmiarowych dziur w półprzewodniku określa równanie ciągłości. Dla naszych celów wystarczy następująca prosta postać tego równania:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \frac{p}{\tau} + D_p \nabla^2 p. \quad (1)$$

Prawa strona tego równania zawiera człony reprezentujące (w odniesieniu do jednostki czasu i jednostki objętości) kolejno liczby nośników mniejszościowych: generowanych, rekombinujących i znikających wskutek dyfuzji. Lewa strona wskazuje na globalną zmianę koncentracji w jednostce czasu i jednostce objętości. Wpływ pól elektrycznych nie został uwzględniony, ponieważ ich ingerencja w opisanych dalej pomiarach jest mała. W warunkach małej koncentracji nadmiarowych dziur, dla półprzewodnika o zdecydowanym typie „n“, czas życia τ i współczynnik dyfuzji D_p są wielkościami stałymi. Człon generacyjny na ogół nie jest uwzględniony przy rozwiązywaniu tego równania. Ma on bowiem zwykle skończone wartości tylko w niewielkich obszarach, a nas będą interesowały rozwiązania poza tymi obszarami, tj. tam, gdzie $g = 0$. Narzucając odpowiednie warunki brzegowe w rozwiązaniach tego równania można uwzględnić rekombinację powierzchniową.

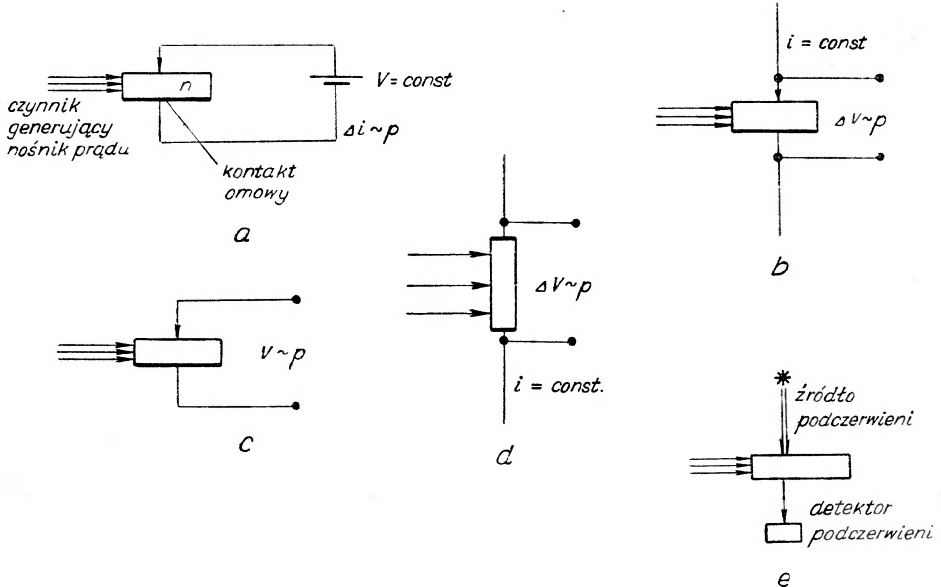
W oparciu o równanie ciągłości wprowadzimy podział znanych metod na dwie grupy:

- a) metody wykorzystujące czasową część rozwiązań,
- b) metody oparte o rozwiązania przestrzenne.

Jak wyżej wspominaliśmy, aby zmierzyć τ należy poznać przebieg zmian koncentracji nadmiarowych dziur. Ponieważ jednak dla tego celu wystarczająca jest znajomość względnej wartości koncentracji, będziemy

mierzyć takie wielkości, które liniowo zależą od p . Przy spełnionym założeniu, że koncentracja wprowadzonych par nie jest zbyt duża, mogą to być następujące wielkości:

1. Prąd w kierunku zaporowym poprzez styk prostujący (5) (rys. 2a)
2. Przewodnictwo styku spolaryzowanego niewielkim napięciem w kierunku przewodzenia (5) (rys. 2b)
3. Napięcie fotowoltaiczne (5) (rys. 2c)
4. Przewodnictwo całkowite próbek [41] (rys. 2d)
5. Zmiany współczynnika absorpcji podczerwieni (14) (rys. 2e).



Rys. 2.

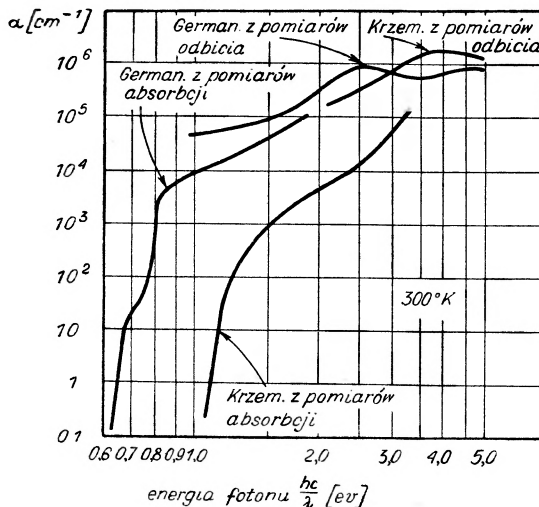
Niektóre z tych wielkości zależą liniowo od koncentracji nośników mniejszościowych tylko dla konkretnych rodzajów i typów półprzewodnika, niemniej każdy z nich znalazł zastosowanie przynajmniej w jednej spośród znanych metod. Istniejące ograniczenia stosowalności podamy w opisie poszczególnych metod.

Wróćmy jeszcze do sprawy generacji nośników. Niech czynnikiem generującym będzie monochromatyczny strumień świetlny, padający na płaską ścianę półprzewodnika. W prostopadłym do tej ściany kierunku x natężenie światła w strumieniu maleć będzie w objętości półprzewodnika według prawa wykładniczego

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (2)$$

I_0 jest natężeniem światła przy powierzchni, po uwzględnieniu odbicia od powierzchni, α — współczynnikiem absorpcji. Rysunek 3 przedstawia

zmiany tego współczynnika w funkcji długości fali oświetlonej dla półprzewodników samoistnych (8). Przyjmuje się, że w obszarze światła widzialnego i bliskiej podczerwieni każdy zaabsorbowany foton tworzy średnio jedną parę elektron — dziura. Posługując się wzorem (8) i wy-



Rys. 3.

kresem z rys. 3, można dobrać takie długości fali światła padającego, że nośniki będą generowane tylko objętościowo lub tylko na powierzchni. Znaczenie tego faktu stanie się jasne przy opisie odpowiednich metod pomiaru czasu życia.

II. Efekty zaburzające pomiary

Spośród wielu efektów tego typu omówimy trzy, których obecność najmocniej wpływa na pomiary. Są to: rekombinacja powierzchniowa, pułapkowanie i nieliniowość sygnałów kolektora.

1. Rekombinacja powierzchniowa

Zaniedbując inne zjawiska rekombinacyjne zewnętrzne poza rekombinacją powierzchniową i określając czas życia ze względu na rekombinację wewnątrz półprzewodnika przez τ , otrzymujemy następującą zależność na efektywnie mierzony czas życia τ_{ef}

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{pow}}, \quad (3)$$

gdzie $1/\tau_{pow}$ odpowiada za rekombinację powierzchniową.

Wprowadzimy obecnie pojęcie prędkości rekombinacji powierzchniowej s jako stosunek liczby nośników mniejszościowych zanikających w jednostce czasu na jednostce powierzchni do koncentracji tych nośników przy powierzchni. Charakteryzuje ona stan powierzchni i może się zmieniać w szerokim przedziale wartości (tablica I). $1/\tau_{pow}$ rośnie, gdy wzrasta s

Tablica I

Materiał	Obróbka	Przybliżone wartości s [$\frac{\text{cm}}{\text{sek}}$]		Pozycja literaturowa
		typ „n“	typ „p“	
German	WAg (4 cm ³ HF + 2 cm ³ HNO ₃ + + 4 cm ³ H ₂ O + 200 mg AgNO ₃)	30	160	22
	CP-4 (15 cm ³ CH ₃ COOH + 25 cm ³ HNO ₃ + + 15 cm ³ HF + 0,3 cm ³ Br)	100		22
	CP-4	20—50		40
	H ₂ O ₂ 30%	50		21,22
	40 cm ³ HF + 6 cm ³ H ₂ O ₂ + 24 cm ³ H ₂ O	50		10
	trawienie kwasami (np. HF) piaskowanie		~1000 ~10000	35,10 35
Krzem	4 cm ³ HNO ₃ + 1 cm ³ HF		2500	16

i maleje ze wzrostem stosunku objętości do powierzchni badanej próbki. Aby poprzez zmierzenie τ_{ef} poznać interesujące nas τ , możemy teraz postępować w dwojaki sposób:

1. Albo użyć próbek o dużych rozmiarach i przez odpowiednie przygotowanie powierzchni uczynić $1/\tau_{pow}$ na tyle małym, ażeby można je było zaniedbać.

2. Albo uwzględnić $1/\tau_{pow}$ w obliczeniach w oparciu o poniższe wzory. W tym przypadku należy trawić powierzchnię próbki według wskazań podanych w tablicy I, aby znać prędkość rekombinacji powierzchniowej s . Przy dostatecznie małym s , gdy długa próbka ma przekrój prostokątny o wymiarach $2B \times 2C$

$$\frac{1}{\tau_{pow}} = s \left(\frac{1}{B} + \frac{1}{C} \right). \quad (4)$$

Wzór ten oraz ogólny wzór słuszny dla dowolnego s podano w pracy [35]. Podobnie dla małego s , gdy długa próbka ma przekrój kołowy o promieniu r [38]

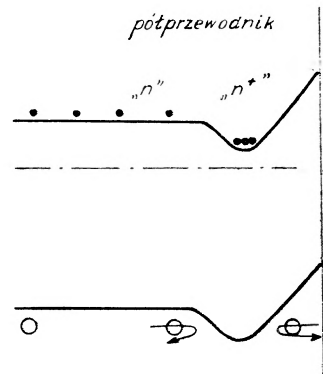
$$\frac{1}{\tau_{pow}} = \frac{2s}{r}. \quad (5)$$

Gdy pomiar wykonany jest na płaskiej powierzchni ograniczającej kryształ o dużych wymiarach, należy określić wpływ tej właśnie powierzchni na rekombinację. Przypadek ten ważny w pomiarach metodami plamki świetlnej, rozważany był przez Van Roosbroeckę [30]. Hogarth [16], w oparciu o jego pracę, mierzył czas życia w krzemie, gdzie s osiąga zazwyczaj większe wartości niż w germanie. Praca Roosbroeckę pozwala uwzględnić wpływ dowolnego s . Za kryterium pomijalności wpływu s przyjmuje się na ogół warunek:

$$s \ll \left(\frac{D}{\tau}\right)^{1/2}. \quad (6)$$

Tablica I wymienia szereg sposobów obróbki powierzchni wraz z odpowiadającymi im wartościami s . Chemiczne trawiki winny być przygotowane każdorazowo na około $\frac{1}{2}$ godziny przed użyciem. Czas trawienia wynosi od jednej do dwóch minut. Według Ellisa [10] niezależnie od sposobu trawienia s dla germanu dąży z czasem (parę dni po trawieniu) do wartości około $s = 10^2$ cm/sek i to zarówno od wartości mniejszych, jak i od większych.

Prędkość rekombinacji powierzchniowej dla krzemu jest, jak już wspomniano, większa niż dla germanu dla dowolnych sposobów trawienia. Ażeby zatem ograniczyć jej działanie, należy nie dopuścić nośników do powierzchni. Gdy na powierzchni materiału typu „ p ” wytworzyć warstwę $p-p^+$ i odpowiednio warstwę $n-n^+$ na materiale typu „ n ”, to będzie ona w ten właśnie sposób wstrzymywała rekombinację po wierzchniową (patrz uzupełnienie). Działanie warstwy $n-n^+$ wyjaśnia poglądowo rys. 4. Substancje, które wytwarzają tego rodzaju powierzchniowe zmiany dla krzemu, opisane były przez Hogartha [16].



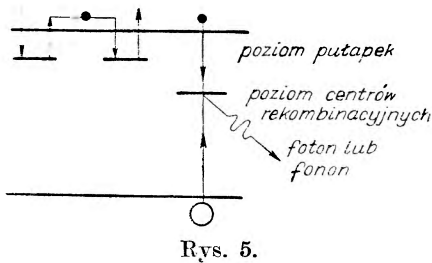
Rys. 4.

2. Pułapkowanie i nieliniowość sygnału kolektora.

Przyjmujemy, że rekombinacja zachodzi głównie za pośrednictwem poziomów rekombinacyjnych. Należy to rozumieć następująco: istnieją takie poziomy lokalne, dla których prawdopodobieństwo emisji schwy-

tanych nośników z powrotem do pasma, z którego pochodzą jest mniejsze niż prawdopodobieństwo wychwytu nośników znaku przeciwnego. Nośniki obu znaków spotykają się na takich poziomach lokalnych i następuje rekombinacja.

Oprócz nich istnieją w paśmie wzbronionym poziomy zwane pułapkami. Prawdopodobieństwo reemisji schwytych nośników jest dla nich większe niż prawdopodobieństwo wychwytu nośników przeciwnego znaku. Schwyte nośniki przebywają więc pewien okres czasu w pułapce, nie ulegając rekombinacji, po czym wracają do pasma, z którego zostały zabrane (rys. 5). Te same poziomy lokalne mogą w tej samej próbie działać jako pułapki, zaś w in-



Rys. 5.

nych warunkach fizycznych jako centra rekombinacyjne. Związane jest to specjalnie mocno ze stopniem pobudzenia, czyli z koncentracjami nadmiarowych nośników w próbce.

Model rekombinacji zachodzącej za pośrednictwem pojedynczego zespołu poziomów lokalnych, identycznie usytuowanych w przerwie wzbronionej, opracowali Shockley i Read [34] dla przypadków stacjonarnych i Sandiford [33] dla przypadków niestacjonarnych. Ukazało się także wiele prac traktujących o rekombinacji za pośrednictwem kilku zespołów poziomów lokalnych [6, 7, 21, 26, 31, 32, 42]. W pracach tych rozpatruje się także różnice czasów życia mierzonych w oparciu o efekty stacjonarne i niestacjonarne, zależność czasu życia od koncentracji nośników nadmiarowych oraz zależność czasu życia od koncentracji centrów rekombinacyjnych.

W germanie pułapki zaczynają działać w niższych temperaturach ($T < -80^\circ \text{C}$); w krzemie działają także w temperaturach pokojowych. W wielu pomiarach τ obecność pułapek daje ten efekt, że rekombinacja wydaje się zbyt powolna, a czas życia bardzo duży. Wynika to stąd, że procesy związane z pułapkowaniem są na ogół wolniejsze od procesów rekombinacyjnych.

Najwrażliwszymi na obecność pułapek pomiarami τ są pomiary zmian przewodnictwa próbek i pomiary impulsów opóźnionych (patrz rozdział III).

Zanik przewodnictwa próbki po wytwarzającym nośniki impulsie, trwającym bardzo krótko, w pierwszej chwili zależy tylko od rekombinacji. Później dopiero zanik taki ulega spowolnieniu, co odpowiada uwalnianiu nośników przez pułapki. A zatem z początkowego odcinka krzywej zaniku można wyznaczyć τ , z dalszej części krzywej otrzymuje się dużo większe stałe zaniku, charakteryzujące efekt pułapkowania [16]. Efekt ten można

usunąć, stosując ciągle oświetlenie badanej próbki. Oświetlenie ma na celu wytworzenie takiej ilości nośników, aby pułapki zostały nimi wypełnione; wtedy nośniki, wprowadzone w pomiarze impulsowo, mogą rekombinować swobodnie.

W metodach impulsu opóźnionego ingerują jednocześnie dwa zjawiska. Są to: rozmycie tylnej krawędzi sygnału kolektora oraz brak liniowej zależności między amplitudą sygnału a koncentracją nośników mniejszościowych w sąsiedztwie styku kolektora. Ten drugi efekt występuje zarówno w germanie, jak i w krzemie, a związany jest ze zbyt małą koncentracją nośników mniejszościowych w sąsiedztwie styków. Należy zatem stosować stałe oświetlenie styku; według [3] działanie to symetryzuje sygnał kolektora, choćby pozostała część próbki była nieoświetlona. Inni jednak autorowie [11], [19], aby otrzymać symetryczny sygnał kolektora, oświetlali całą badaną próbkę. Pomiar był wtedy prawidłowy, bo oświetlenie nie tylko symetryzuje sygnał kolektora, ale także linearyzuje jego zależność od koncentracji nośników.

Metoda modulacji przewodnictwa kontaktu punktowego (patrz rozdział III) jest wg autorów niewrażliwa na pułapkowanie [19].

Podobnie jest w metodach plamki świetlnej (patrz rozdz. IV). Są to metody stacjonarne. W odpowiednich rozwiązaniach równania ciągłości czas jawnie nie figuruje. Wobec tego przebiegi czasowe, takie jak pułapkowanie, rzeczywiście nie mogą ingerować w pomiary. Istotną natomiast może się okazać nieliniowość sygnału kolektora. Według Hogartha [16] tak jest rzeczywiście: wyniki pomiarów dokonanych na krzemie przy oświetlonym styku kolektora (tylko) i po uwzględnieniu rekombinacji powierzchniowej były zgodne z wynikiem wiarygodnych pomiarów dokonanych innymi metodami. W pracy Iglicyna [19] podano, że otrzymano metodą plamki świetlnej prawidłowe czasy życia, stosując oświetlenie całej próbki. Nie jest to jednak sprzeczne z rezultatami Hogartha: oświetlając całą próbkę, oświetlano przypuszczalnie także styk kolektora.

Dokonyamy teraz bardzo ogólnego opisu poszczególnych metod, zaznaczając fizyczny sens, lecz opuszczając szczegóły technologii pomiarów. Tych ostatnich należy szukać bądź w innych działach tej pracy, bądź u poszczególnych autorów.

III. Pomiary τ oparte o badanie efektów czasozmiennych

Efekty czasozmienne, które omówimy, określone są na ogół przez następującą postać równania ciągłości

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{\tau} \quad (7)$$

Brak tu, w porównaniu z wyrażeniem (1), członów odpowiedzialnych za dyfuzję i generację. Warunki pomiarów muszą zatem być takie, aby zaniedbanie obu efektów było usprawiedliwione. Rozwiązanie tego równania określa rekombinacyjne malenie koncentracji „ p ” nadmiarowych nośników mniejszościowych (nadmiarowych par).

$$p = p_0 \exp \left[-\frac{t}{\tau} \right]. \quad (8)$$

Makroskopowe znaczenie czasu życia jest teraz jasne. Po czasie $t = \tau$ koncentracja od wartości początkowej p_0 zmaleje do wartości p_0/e .

1. Pomiar zmian przewodnictwa próbek

Przez długą próbkę półprzewodnika, o regularnym przekroju i dwóch kontaktach omowych na końcach, przepuszczamy stały niewielki prąd. Do próbki wprowadzamy światłem lub przy pomocy kontaktu $p-n$ dodatkowe nośniki, które zwiększają, proporcjonalnie do swej ilości, jej przewodnictwo. Badając zmiany napięcia na próbce w czasie trwania lub po ukończeniu impulsu wstrzykującego, poznajemy czas życia. Napięcia przykładane do próbek są bardzo małe, co pozwala zaniedbać efekty unoszenia i wyciągania nośników przez pole elektryczne. Stwierdzono ponadto, że jeśli tylko koncentracja wprowadzonych par jest dostatecznie mała, ewentualna dyfuzja, związana z niejednorodnością generacji nośników w próbce, nie wpływa na wyniki pomiarów. Jeśli jednak nośniki są generowane przez światło, można zapewnić jednorodną generację w całej objętości próbki, oświetlając ją promieniowaniem o długości fali bliskiej krawędzi absorpcji. Dla wydzielenia tej części widma promieniowania wygodnie jest przesłaniać źródło światła filtrem z tego samego materiału półprzewodnikowego, co badana próbka. Generacja objętościowa jest szczególnie pożądana przy badaniu krzemu, gdyż pozwala ona ograniczyć wpływ wysokiej prędkości rekombinacji powierzchniowej na zmiany przewodnictwa.

Przejdźmy teraz do opisu samych metod:

a) Metoda Navona, Braya, Fana [27] (rys. 6)

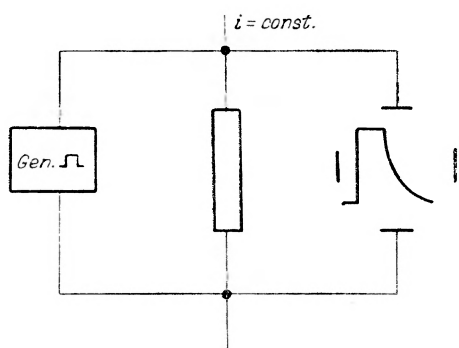
Prostokątny impuls prądowy wprowadza do próbki nośniki mniejszościowe. Po skończeniu impulsu ilość ich, a więc także przewodnictwo próbki, maleją wykładniczo. Przy stałym niewielkim prądzie, płynącym przez próbkę, oscylograficzna obserwacja napięcia na jej końcach pozwala określić czas życia.

b) Metoda Many'ego [25] (rys. 7)

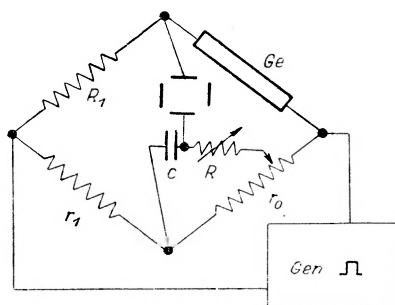
Próbkę wmontowano w jedno z ramion mostka prądowego (r_0, r_1, R_1, Ge). Drugie ramie stanowi odpowiedni układ RC . Przepuścimy przez mostek prostokątny impuls prądowy. W czasie jego trwania wprowa-

dzane są do próbki nośniki nadmiarowe i wzrasta jej przewodnictwo. Zmianom napięcia zachodzącym na próbce towarzyszą analogiczne zmiany odpowiednio wybranego napięcia w obwodzie RC . Po dobraniu stałych obwodu oba napięcia się kompensują, co obserwujemy oscylograficznie. Wtedy $\tau = RC$. Metoda pozwala mierzyć także współczynnik wstrzykiwania γ (patrz uzupełnienie).

W obu powyższych przypadkach używaliśmy kontaktów omowych, co pozornie uniemożliwiało wprowadzenie nośników. W rzeczywistości jednak w praktyce każdy kontakt omowy wprowadza pewne drobne



Rys. 6.



Rys. 7.

ilości nośników nadmiarowych. Aby zapewnić dostatecznie obfite wstrzykiwanie, wykorzystano tutaj dodatkowo zjawisko, polegające na liniowym wzroście współczynnika wstrzykiwania z prądem przez kontakt [25]. Współczynnik wstrzykiwania regulowano prądem impulsu.

c) Metoda zaniku fotoprzewodnictwa [38, 41]

Nośniki nadmiarowe wprowadzane są przez prostokątny impuls świetlny. Poza tym wszystko jest tak, jak w pierwszej z opisanych metod.

Metoda Armstronga [2] rys. 8

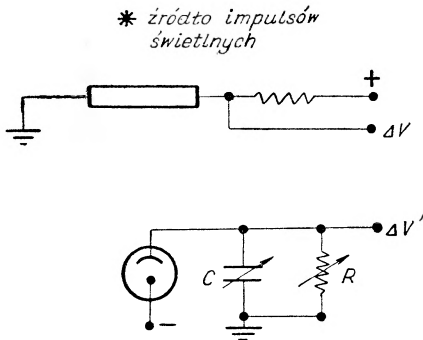
Impuls świetlny pada na próbkę i dodatkowo na odpowiednio spolaryzowaną fotokomórkę, połączoną z obwodem RC . Polaryzacja fotokomórki jest taka, że prąd jest proporcjonalny do oświetlenia. Napięcia na próbce i na okładkach kondensatora stają się równe, gdy dopasujemy parametry obwodu, gdy $\tau = RC$. Kompensację obu napięć obserwujemy oscylograficznie. Pomiar następuje w czasie trwania impulsu. Impuls może mieć w tej metodzie dowolny przebieg czasowy.

2. Metoda impulsu opóźnionego

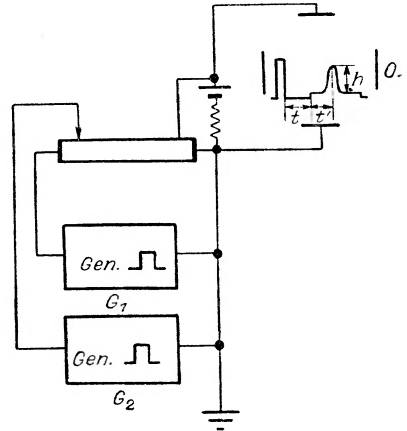
Metoda ta wywodzi się z badań nad ruchliwością nośników mniejszościowych. Nie zatrzymując się przy opisie pierwotnej aparatury uży-

wanej przez Haynesa i Shockleya, omówimy metodę na podstawie obecnie przytaczanego schematu ideowego (rys. 9).

Do długiej prostopadłościowej próbki półprzewodnikowej o dwóch kontaktach omowych przykładamy prostokątne napięcie z generatora impulsów G_1 . W pobliżu jednego z jej końców umieszczamy styk emitera, połączonego z drugim generatorem impulsów prostokątnych G_2 . Wstrzykiwane przez emiter nośniki rekombinują w czasie t , po upływie którego



Rys. 8.



Rys. 9.

następuje impuls ciągnący z generatora G_1 . Wskutek tego nośniki (w czasie t') doprowadzone są do kolektora. Na oscylografie (0) oglądamy tak zwane echo kolektora. Amplituda h tego echa zależy od czasu, który upłynął od chwili wstrzyknięcia nośników oraz od czasu życia.

Haynes i Shockley [15] mierząc ruchliwość μ używali stałego pola ciągnącego E .

$$\mu = \frac{x}{Et'}, \quad (9)$$

gdzie x — odległość między stykami emitera i kolektora, t' — czas przelotu. Czas swobodnej rekombinacji nie wchodzi tu w grę i czas życia mierzony był w oparciu o zależność:

$$h = h_0 \exp \left[-\frac{t'}{\tau} \right]. \quad (10)$$

Czas przelotu zmieniali poprzez zmiany odległości styków emitera i kolektora, w oparciu o wzór (9).

Spitzer [37] stosował impulsy ciągnące i korzystał z zależności:

$$h = h_0 \exp \left[-\frac{t}{\tau} \right]. \quad (11)$$

Aby można było zaniedbać dyfuzję, wprowadzał nośniki przy pomocy stosunkowo długich impulsów ($4 \mu\text{sek}$). Wysokie napięcia ciągnące czyniły czas przelotu zaniedbywalnie małym w porównaniu z czasem t swobodnej rekombinacji.

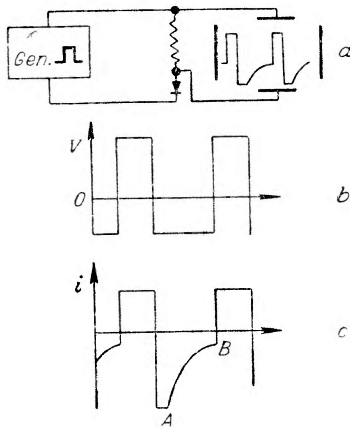
Durant [9] i Gałkin [11] opierali się na relacji:

$$h = h_0 t^{-1/2} \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right], \quad (12)$$

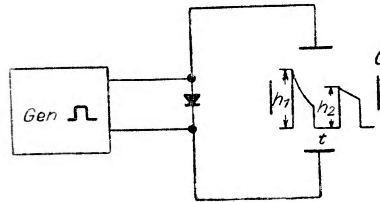
która uwzględnia także dyfuzję. Można tu wobec tego stosować krótkie impulsy emitera ($0,3 \mu\text{sek}$), co jest korzystne ze względu na symetryzację kształtu sygnału kolektora.

3. Efekty związane z pracą prostujących styków punktowych

Metoda Pella [28] opisana została jako słuszna tylko dla germanu. Do układu stanowiącego diodę ostrzową przyłożono napięcie prostokątne (rys. 10b) z generatora impulsów (rys. 10). Prąd w kierunku wstecznym związany jest z wyciąganiem wprowadzanych uprzednio nośników. Krzywa AB (rys. 10c) charakteryzuje zanik tego prądu aż do wartości stacjonarnej. Pomiar prowadzony jest jak zwykle poprzez dopasowanie krzy-



Rys. 10.



Rys. 11.

wej AB do krzywej przewidzianej teoretycznie. Ta ostatnia określana jest przez stosunkowo skomplikowane wyrażenie, którego nie będziemy tu przytaczać.

Metoda Spitzera ogłoszona została i rozwinięta w pracach [18, 19, 37] zarówno dla germanu, jak i dla krzemu. Przez kontakt prostujący przepuszczane są w kierunku przewodzenia pary impulsów prostokątnych prądowych (rys. 11). Wstrzykiwanie nośników mniejszościowych zmienia przewodnictwo kontaktów.

Nośniki wstrzyknięte przez pierwszy impuls rekombinują w czasie t . Impuls drugi, zależnie od aktualnego w chwili t przewodnictwa kontaktu, wytwarza na styku odpowiednio mniejsze napięcie. Napięcia pochodzące od impulsów prądowych rejestrowane są na oscylografie 0. Pomiedzy wielkościami początkowymi obydwóch napięć h_1 i h_2 a odstępem czasowym t między nimi istnieje następująca zależność

$$h_1 - h_2 \sim \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right]. \quad (12)$$

W metodzie tej impulsy wstrzykujące muszą być dłuższe niż mierzony czas życia, aby można było zaniedbać wpływ dyfuzji na pomiar. Metoda daje dobre wyniki dla krzemu nawet bez podświetlania. Ważną zależą obu metod jest możność wykonania pomiarów na bardzo małych obszarach kryształu, praktycznie punktowo.

IV. Pomiary τ oparte o badanie efektów stacjonarnych

1. Metody plamki świetlnej

Gdy oświetlimy próbkę półprzewodnika światłem o stałym natężeniu przez dostatecznie długi okres czasu, we wnętrzu jej wytworzy się pewien stacjonarny rozkład nadmiarowych nośników, odpowiadający zrównoważeniu się wpływów generacji, rekombinacji i dyfuzji. Kładąc w równaniu ciągłości (1) $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ i zaniedbując człon przedstawiający generację, otrzymujemy:

$$\nabla^2 p - \frac{p}{L_p^2} = 0 \quad (13)$$

$L_p = \sqrt{D_p \tau}$ — średnia droga dyfuzji dla dziur

Tablica II

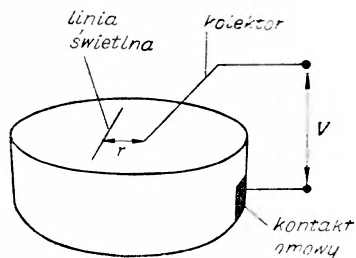
Materiał	$D_p \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{sek}} \right]$	$D_n \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{sek}} \right]$	Pozycja literaturowa
German	44	92	43
Krzem	9	35	16

Rozwiązania tego równania określają stacjonarny rozkład nadmiarowych dziur w próbce, poza obszarem generacji. Van Roosbroeck [30] opracował szereg rozwiązań, odpowiadających różnym kształtom generujących obszarów świetlnych, rzutowanych na płaszczyznę ograniczającą nieskończoną przestrzeń półprzewodnika. Podał on funkcje określające koncentracje nośników w sąsiedztwie generującego je punktu, linii, pół-

plaszczyny i plaszczyny świetlnej, z uwzględnieniem wpływu rekombinacji powierzchniowej. Nie wszystkie te przypadki okazały się w praktyce równie ważne. Najczęściej pomiary prowadzone są w warunkach odpowiadających generacji przez linię lub plaszczynę świetlną. Omówimy szerzej obydwie te przypadki.

Metoda Haynesa—Mortona [39, 43]

Nośniki są tu generowane przez linię świetlną, rzutowaną na powierzchnię półprzewodnika (rys. 12). Gdy linia świetlna jest dostatecznie długa i wąska w stosunku do odległości r od kolektora i dla dostatecznie małej prędkości rekombinacji powierzchniowej s rozkład nośników wyraża się następująco:



Rys. 12.

$$p = p_0 i H_0^1 \left(i \frac{r}{L_p} \right) \quad (14)$$

($H_0^1(x)$ jest funkcją Hankela pierwszego rodzaju i zerowego rzędu od argumentu (x) , $i = \sqrt{-1}$).

Jako wielkość liniowo zależna od koncentracji p , w funkcji odległości linii świetlnej od kolektora mierzone jest albo fotonapięcie (rys. 12), albo zmiany w prądzie wstecznym kolektora. Krzywe teoretyczne $(\ln p)$ dopasowywane są do krzywych eksperymentalnych poprzez dobór L_p .

Gdy nośniki generowane są na plaszczynie, a s jest dostatecznie małe, rozkład ich wyraża się funkcją jednowymiarową

$$p = p_0 \exp \left[-\frac{|x|}{L_p} \right] \quad (15)$$

(x jest odległością od plaszczyny).

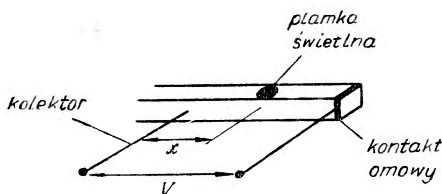
Goucher [13] mierzył L_p w oparciu o tę zależność, posługując się prostym układem (rys. 13). Oświetlał plamką świetlną długą prostopadłościenną próbkę. Rozkład nośników w dostatecznie dużej odległości od plamki był wykładniczy, zwłaszcza gdy pobudzające światło wnikało głęboko do objętości półprzewodnika.

Harrick [14] także używał prostopadłościennych płytek, ale oświetloną plaszczyną była plaszczyna przekroju (rys. 14). Aby zmierzyć rozkład nośników, nie używał kolektora, lecz prześwietlał próbkę wąskim promieniem światła podczerwonego, opierając się na liniowej zależności współczynnika absorpcji w podczerwieni od koncentracji nośników mniejszościowych.

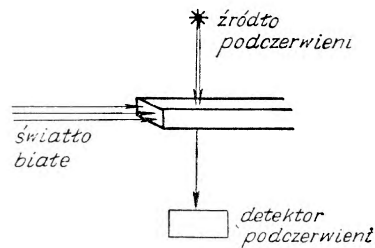
Stosowanie kolektora byłoby w tym wypadku bardzo trudne, ponieważ efekty kolektorowe zależą między innymi od formowania. Aby zmie-

nić odległość x , trzeba by przedstawiać kolektor, który każdorazowo miałby inne właściwości. W obu poprzednich przypadkach problem ten nie istnieje, bowiem po ustawieniu kolektora plamka świetlna przesuwa się względem niego.

Gdy mierzone są efekty kolektora, w próbie istnieje pewne pole elektryczne pochodzące od kolektora. Zakłada się zawsze, że pole to nie zaburza w sposób istotny rozkładu nośników, aby można było człon pochodzący od pola w równaniu ciągłości zaniedbać. Na ogół założenie to jest



Rys. 13.



Rys. 14.

łatwo spełnione. Metoda Harricka nie potrzebuje jednak tego założenia i w tym tkwi jej teoretyczna wyższość nad metodami posługującymi się kolektorem.

W celu wzmocnienia sygnału kolektora przez selektywne wzmacnianie, zamiast stałego oświetlenia stosuje się często prostokątne impulsy świetlne, o częstotliwości równej częstotliwości wzmacniacza. Stan stacjonarny osiągany jest tu w czasie trwania impulsu, który musi być wobec tego wielokrotnie dłuższy od czasu życia. Przerwa między impulsami również musi być długa, aby próbka zdążyła wrócić do stanu równowagi. Częstota repetycji impulsów świetlnych nie może być zatem zbyt duża. Jak wynika z rozważań Avery'ego i Gunna [4], przy pomiarze spełniony być musi warunek

$$\omega\tau \ll 1, \quad (16)$$

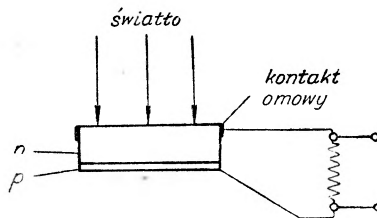
gdzie ω jest częstotliwością kołową impulsów świetlnych. Gdy przeciwnie $\omega\tau \gg 1$, sygnały kolektora określają już nie czas życia, a pewną wielkość zależną tylko od częstotliwości kołowej ω .

Opiszemy teraz metodę Adama, pozwalającą mierzyć jednocześnie drogę dyfuzyjną L_p oraz stałą dyfuzji D_p . Plamka świetlna rzutowana jest cyklicznie na płaszczyznę pomiaru i przesuwa się po niej ruchem jednostajnym względem kolektora. Obraz sygnału kolektora na ekranie oscylografu zawiera część narastającą, maximum, odpowiadające mijaniu kolektora przez plamkę, oraz część opadającą. Sygnał jest niesymetryczny względem maximum. Nachylenia obu jego części określają zarówno D_p ,

jak i L_p . Plamka świetlna może być linią podobnie jak u Valdesa oraz ścianą świetlną w taki sposób, jak to zrealizował Goucher. Odpowiednie wzory podane są w pracy autora [1].

2. Metoda prądu zwarcia

Ze względu na swój zasięg w kierunku małych czasów życia (tablica III), ważnymi okazały się pomiary metodą prądu zwarcia. Zreferujemy dwie prace na ten temat przytaczając odpowiednie wzory. Układ pomiarowy przedstawia rys. 15. Fotodioda została zwarta oporem dużo mniejszym od jej oporu wewnętrznego. Mierząc napięcie na tym oporze możemy określić prąd zwarcia.



Rys. 15.

Jeśli teraz nośniki są generowane na powierzchni, to prąd zwarcia i ma wartość następującą [36]:

$$i = 2eg_p \exp\left[-\frac{d}{L_p}\right], \quad (17)$$

gdzie g_p — ilość par nośników wytwarzanych na jednostkę czasu i powierzchni, d — odległość powierzchni od bariery $p-n$, e — ładunek elektronu.

Gdy do oświetlania użyjemy dostatecznie dalekiej podczerwieni, można przyjąć, że generacja jest jednorodna w całej objętości i wtedy [24]:

$$i = eg_0 L_p, \quad (18)$$

g_0 — ilość par wytwarzana w jednostce czasu i objętości.

Na zakończenie przeglądu przytaczamy tablicę (tabl. III) zawierającą ocenę zakresu i dokładności pomiaru kilku metod według opinii ich autorów. Puste miejsca w tabeli oznaczają, że autor się na ten temat nie wypowiedział.

W przeglądzie tym uwzględniliśmy metody, które polegały na bezpośrednim porównaniu rozkładu nośników otrzymanego z eksperymentu z rozkładem przewidzianym teoretycznie. Z pozostałych metod największe znaczenie zdobyła sobie metoda foto-magneto-elektryczna [23]. Teoria zjawisk foto-magneto-elektrycznych podana została między innymi w pracy [29].

Tablica III

Metoda	Zakres stosowalności metody		Średni błąd pomiaru
	german	krzem	
Metoda Many'ego [25] zanik foto-przewodnictwa	$10^{-6} < \tau$		5 %
[38] [41] zanik impulsu opóźnionego	$2 \cdot 10^{-6} < \tau$ $\tau < 1,5 \cdot 10^{-3}$	$10^{-6} < \tau$ $\tau < 2,5 \cdot 10^{-3}$	5 %
[9] [11] [11] zanik prądu wstecznego		$3 \cdot 10^{-6} < \tau$ $0,2 \cdot 10^{-6} < \tau$	5 % 10 % 100 %
[28] zanik przewodnictwa kontaktu punktowego	$\tau \sim 10^{-4}$		20 %
[18] metoda plamki świetlnej			15 %
[43] [16]	$10^{-6} < \tau < 5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-7} < \tau < 3 \cdot 10^{-4}$	10 %
Metoda Harricka [14] Prąd zwarcia		$\tau < 10^{-3}$	15 %
[36] [24]	$\tau < 2 \cdot 10^{-6}$ $10^{-10} < \tau$	$10^{-10} < \tau$	

V. Uzupełnienie

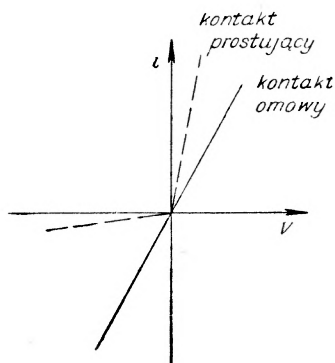
Formowanie kontaktów

We wszystkich niemal metodach pomiaru τ stosowane są kontakty metalu z półprzewodnikiem. Tak zwane „formowanie“ oznacza działanie mechaniczne, cieplne, chemiczne lub elektryczne, które pozwala osiągnąć pożądane właściwości kontaktu. Omówimy tutaj krótko przytaczane przez niektórych autorów sposoby wytwarzania kontaktów prostujących i omowych (rys. 16) o właściwościach sprzyjających pomiarom czasów życia.

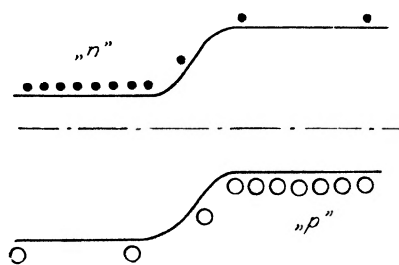
1. Kontakty prostujące

W wyżej opisanych pomiarach stosowane były wieloprzestrzenne i punktowe bariery $p-n$, czyli kontakty prostujące (rys. 17). Służyły

nam one bądź do wprowadzania nośników nadmiarowych (emitery) bądź do ich wykrywania (kolektory). Metoda przygotowania obu rodzajów kontaktów zależy od typu półprzewodnika. Przytoczymy tu szereg przepisów lub sugestii różnych autorów, którzy otrzymali kontakty o odpowiednich właściwościach. Zaniechamy jednak prowadzenia głębszych dociekań na ten temat, ponieważ brak jest do tej pory jakiegokolwiek jednolitej i zadowalającej teorii, dotyczącej zjawisk formowania.



Rys. 16.



Rys. 17.

Będziemy na ogół uważać emiter za dobry, jeśli jego współczynnik wstrzykiwania γ (zdefiniowany jako stosunek prądu nośników mniejszościowych do całkowitego prądu przez kontakt) ma wartość bliską jedności. Będziemy uważać, że poprawiamy własności kolektora ostrzowego, zwiększając amplitudę sygnałów kolektora i poprawiając stosunek tych sygnałów do szumów oraz czyniąc bardziej liniową zależność sygnału kolektora od koncentracji nadmiarowych nośników mniejszościowych w sąsiedztwie styku.

Pracę nad poprawą właściwości kontaktów prostujących prowadzi się zwykle w dwóch kierunkach. Jeden kierunek to chemiczne trawienie powierzchni, na których mają być umieszczone styki. Osłabia ono proces rekombinacji powierzchniowej i wpływa dodatnio na zmniejszenie szumów. Drugi kierunek — to elektryczne formowanie kontaktów.

Ostrze wolframowe, postawione na powierzchni germanu typu „n”, jest zwykle zupełnie dobrym emiterem ($\gamma \sim 0,9$). Styk wolframowego kolektora na powierzchni germanu typu „n” musi już być formowany. Proces ten polega tu na przepuszczaniu przez styk szeregu krótkich ($\sim 0,1$ sek) impulsów prądowych, odpowiadających napięciu 200 V [17]. W wyniku przepływu prądu następuje bardzo ściśle połączenie się metalu z półprzewodnikiem w punkcie styku.

Do wytworzenia odpowiedniego emitera i kolektora na próbce germanu typu „p” nie wystarcza już tak proste formowanie. Druty uży-

wane jako sondy muszą być domieszkowane atomami pierwiastków V grupy. Podczas formowania domieszki dyfundują do germanu i zmieniają typ jego przewodnictwa w sąsiedztwie styku. Powstaje w ten sposób na powierzchni typu „*p*“ miniaturowa wysepka materiału typu „*n*“, czyli klasyczna bariera *p*–*n*.

Prace nad krzemem są trudniejsze, a ich rezultaty nie zawsze się pokrywają. Iglicyn [19] używał dla krzemu typu „*n*“ emiterów wolframowych bez formowania, emitery fostorobrazowe dla krzemu typu „*p*“ formował prądem w kierunku przewodzenia. Jako kolektory z dobrym skutkiem stosował formowane styki ostrz berylowo-brązowych z krzemem typu „*n*“ i wolframowych z krzemem typu „*p*“. Hunter [17] poleca ostrza ze złota, domieszkowane odpowiednio atomami pierwiastków III i IV grupy. Natomiast Jacobs [20], pomimo trawienia powierzchni i formowania styków, otrzymał wyniki niezadowalające; stosował wobec tego wyładowania łukowe pomiędzy elektrodą antymonową a powierzchnią krzemu typu „*p*“ oraz między elektrodą z indu lub glinu a powierzchnią krzemu typu „*n*“. Studzenie tych powierzchni odbywało się w atmosferze azotu. Stawiając następnie ostrza wolframowe na traktowanym w ten sposób obszarze otrzymywał bardzo dobre sygnały kolektora. Częściową rozbieżność między wynikami Iglicyna i Jacobsa należy tłumaczyć tym, że pracując nad nieco innymi zagadnieniami — posługiwali się innymi kryteriami oceny kontaktów. Gdyby tak było, kontakty Iglicyna, który mierzył przy ich pomocy właśnie czasy życia, byłyby dla nas bardziej interesujące.

2. Kontakty omowe.

Omowym nazywać będziemy taki kontakt, który ma liniową charakterystykę prądowo-napięciową i zarazem nie wstrzykuje nośników mniejszościowych. Ponieważ jednak:

a) stosowanie wielkoprzestrzennych kontaktów omowych czyni ich opór małym w porównaniu z oporami pozostałych styków,

b) polaryzacja kontaktu omowego w pomiarach jest zazwyczaj stale tylko dodatnia lub tylko ujemna, bez przechodzenia przez zero, gdzie najsilniej występują ewentualne odchylenia charakterystyki od liniowości, uznamy żądanie liniowości charakterystyki za niewystarczające i mało istotne w porównaniu z warunkiem niewstrzykiwania nośników i zajmijmy się obszerniej tym warunkiem.

Praktykowane są dwie metody, pozwalające uzyskać taki kontakt (17).

1. Wzbogacenie powierzchni próbki o danym typie przewodnictwa domieszkami dającymi ten sam typ przewodnictwa

Rozważmy przykładowo german typu „*n*“. Możemy pokryć jego powierzchnię substancją zawierającą atomy pierwiastków z V grupy układu

Mendelejewa i następnie silnie, przez dłuższy czas, układ taki podgrzewać. Dzięki dyfuzji przy powierzchni wytworzy się warstwa o przewodnictwie elektronowym silniejszym niż pozostała objętość próbki. Możemy również, stawiając na powierzchni sondę z metalu domieszkowanego mocno atomami grupy V, przepuścić przez styk szereg impulsów prądowych. W obu wypadkach otrzymujemy przy powierzchni warstwę wzbogaconą $n-n^+$. Warstwa taka hamuje dopływ dziur z zewnątrz (rys. 4), a także wypływ dziur z wnętrza półprzewodnika ku powierzchni. To ostatnie okazało się ważne ze względu na problemy ograniczania rekombinacji powierzchniowej w krzemie.

2. W drugiej metodzie wykorzystane jest zjawisko rekombinacji powierzchniowej. Obróbka mechaniczna czyni ten proces bardzo energicznym, należy więc część powierzchni przeznaczoną na doprowadzenie kontaktu omowego piaskować lub szlifować. Metal, nałożony na taką powierzchnię, wprowadza wprawdzie nośniki mniejszościowe, lecz dzięki wysokiej rekombinacji powierzchniowej znikają one natychmiast i nie dostają się w głąb próbki.

W obu powyższych przypadkach do przygotowanej powierzchni należy docisnąć bądź przylutować obszerny kontakt metalowy. Najpewniejsze jednak, a dla krzemu niezbędne, jest elektrolityczne nałożenie na tę powierzchnię miedzi, niklu lub złota [17; 19]. Do tej warstewki metalu należy następnie docisnąć lub przylutować dalsze doprowadzenie obwodu elektrycznego.

Literatura

- [1] G. Adam Z. Narturforsch. **9**, 607 (1954).
- [2] J. B. Arthur, W. Bradsley, A. F. Gibson, C. A. Hogarth, Proc. Phys. Soc. **68B**, 121 (1955).
- [3] H. Armstrong, Rev. sci. Instrum. **28**, 202 (1947).
- [4] D. G. Avery, J. B. Gunn, Proc. Phys. Soc. **68B**, 918 (1955).
- [5] J. Bardeen, Bell Syst. tech. J. **29**, 469 (1950).
- [6] G. Bemski, Proc. Instn. Radio Engrs **46**, 990 (1958).
- [7] J. S. Blakemore, Phys. Rev. **110**, 1301 (1958).
- [8] R. G. Breckenridge, B. R. Russel, E. E. Hahn, Photoconductivity conference (1956).
- [9] N. F. Durrant, Proc. Phys. Soc. **68B**, 562 (1955).
- [10] S. G. Ellis, J. appl. Phys. **28**, 1262 (1957).
- [11] G. N. Gałkin, W. S. Wawiłow, Pribory i technika eksperimenta **4**, 52 (1957).
- [12] F. S. Goucher, Phys. Rev. **78**, 816 (1950).
- [13] F. S. Goucher, Phys. Rev. **81**, 475 (1951).
- [14] N. J. Harrick, J. appl. Phys. **27**, 1439 (1956).
- [15] J. R. Haynes, W. Shockley, Phys. Rev. **81**, 835 (1951).
- [16] C. A. Hogarth. Proc. Phys. Soc. **69B**, 791 (1956).
- [17] L. P. Hunter, Handb. of Sem. Electr. (1955).

- [18] M. I. Iglıcyn, A. Koncewoj, W. Kudin, A. Mejer, *Żu. Tiech. Fiz.* **27**, 1414 (1957).
- [19] M. I. Iglıcyn, A. Koncewoj, W. Kudin, *Żu. Tiech. Fiz.* **27**, 1425 (1957).
- [20] H. Jacobs, F. Brandt, W. Matthei, A. Ramsa, *J. appl. Phys.* **25**, 1406 (1954).
- [21] S. G. Kałasznikow, *Żu. Tiech. Fiz.* **26**, 241 (1956).
- [22] J. P. McKelvey, R. L. Longini, *J. appl. Phys.* **25**, 634 (1954).
- [23] A. Kobus, *Zesz. nauk. Pol. Warsz. No 33*, 21 (1957).
- [24] J. J. Loferski, P. Rappaport, *Phys. Rev.* **111**, 432 (1958).
- [25] A. Many, *Proc. Phys. Soc.* **67B**, 9 (1954).
- [26] J. Okada, *J. Phys. Soc. Japan.* **13**, 793 (1958).
- [27] D. Navon, R. Bray, H. Y. Fan, *Proc. Instn. Radio Engrs* **40**, 1343 (1953).
- [28] E. M. Pell, *Phys. Rev.* **90**, 270 (1953).
- [29] A. F. Gibson, P. Aigrain, R. Burgess, *Progress in Semiconductors London* (1956).
- [30] W. Van Roosbroeck, *J. appl. Phys.* **26**, 380 (1955).
- [31] A. Rose, *Phys. Rev.* **97**, 322 (1955).
- [32] C. Sach, W. Shockley, *Phys. Rev.* **109**, 1103 (1958).
- [33] D. J. Sandiford, *Phys. Rev.* **105**, 524 (1957).
- [34] W. Shockley W. T. Read, *Phys. Rev.* **87**, 835 (1952).
- [35] W. Shockley, *Elektrony i dziury w półprzewodnikach (tłum.)*, Warszawa, PWN (1956).
- [36] G. Smirnow, *Żu. Tiech. Fiz.* **27**, 2469 (1957).
- [37] W. G. Spitzer, T. Firle, M. Culter, R. Shulman, M. Becker, *J. appl. Phys.* **26**, 414 (1955).
- [38] D. T. Stevenson, R. J. Keyes, *J. appl. Phys.* **26**, 190 (1955).
- [39] A. Świt, *Zesz. nauk. Pol. Warsz. No 33*, 41 (1957).
- [40] Pei Wang, *The Sylvania Technologist* **50** (1958).
- [41] R. L. Watters, G. W. Ludwig, *J. appl. Phys.* **27**, 489 (1956).
- [42] G. K. Wertheim, *Phys. Rev.* **109**, 1086 (1958).
- [43] L. B. Valdes, *Proc. Instn. Radio Engrs* **40**, 1420 (1952).

Grzegorz Białkowski i Andrzej Jurewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Schematy klasyfikacyjne cząstek elementarnych

1. Wstęp

Odkrycie mezonów D [1] stanowi bodziec do konfrontacji różnych schematów klasyfikacyjnych z punktu widzenia ich wewnętrznej zawartości oraz możliwości umieszczenia w nich nowych cząstek. Zagadnienie to staje się tym bardziej aktualne, że uruchomienie akceleratora w CERNie może doprowadzić do dalszych odkryć.

Zagadnienie klasyfikacji cząstek elementarnych było już kilkakrotnie omawiane na łamach *Postępów Fizyki*. W miarę potrzeby będziemy się odwoływać do informacji zawartych w odpowiednich artykułach.

Jeśli mówimy „schemat klasyfikacyjny cząstek elementarnych“, to możemy mieć na myśli różne rzeczy. Po pierwsze może nam chodzić o rzecz najprostszą, tj. o czysto fenomenologiczne przyporządkowanie cząstkom pewnych liczb kwantowych (takich jak *spin izotopowy* lub *strangeness*), bez próby matematycznego uzasadnienia takiego przyporządkowania. Po drugie możemy mieć na myśli następny etap wprowadzenia nowych pojęć do teorii, a mianowicie próby powiązania omawianych wielkości z własnościami funkcji falowych poszczególnych cząstek w przestrzeni izotopowej. Dotychczasowe dane doświadczalne pozwalają nam bowiem wierzyć w niezależność silnych oddziaływań od stanu izotopowego cząstek biorących w tych oddziaływaniach udział. Możemy zatem uważać spin izotopowy za dobrą liczbę kwantową i jest sens badać własności transformacyjne funkcji falowych oraz hamiltonianów oddziaływania względem transformacji w abstrakcyjnej przestrzeni izotopowej. Jak zobaczymy dalej, podejście takie umożliwi nam zgrupowanie cząstek w określone multiplety izotopowe, których funkcje falowe stanowią na tym etapie rozważań pewne reprezentacje grupy obrotów w przestrzeni izotopowej, ewentualnie obrotów wraz z odbiciami. Zwykle w danym modelu klasyfikacyjnym explicite podaje się warunek podyktowany względami fizycznymi, który ogranicza ilość dopuszczalnych reprezentacji do tej ilości, jaka odpowiada znanym (a najczęściej też pewnym jeszcze nie

znanym) cząstką. Warunek taki jest z punktu widzenia przestrzeni izotopowej i własności funkcji falowych cząstek elementarnych w tej przestrzeni czymś dodanym z zewnątrz. Dalszy wysiłek mógłby więc iść w kierunku wyeliminowania takiego warunku i zastąpienia go pewną powszechną zasadą, która by regulowała ilość cząstek elementarnych występujących w danej teorii tak, by ilość ta przynajmniej z grubsza pokrywała się ze stanem stwierdzonym eksperymentalnie. Chcielibyśmy tu wymienić model podany przez W. Królikowskiego [9], w którym zasada, o której mowa, jest zakaz Pauliego działający w przestrzeni izotopowej i obejmujący pewne operatory zmieniające spin izotopowy (i *strangeness*) cząstki o $\frac{1}{2}$. Model ten nie będzie tu szerzej omawiany, gdyż sposób rozumowania zbyt się w nim różni od tego, jaki napotykamy w przypadku modeli przedstawionych w naszym artykule. Ograniczymy się więc tutaj do przedstawienia kilku może najważniejszych modeli klasyfikacyjnych, zwracając szczególną uwagę na te ich cechy, które umożliwiają (lub — przeciwnie — uniemożliwiają) wprowadzenie nowych cząstek, tj. wypełnienie nimi wolnych jeszcze miejsc w schemacie.

2. Schemat d'Espagnat — Prentkiego

Schemat d'Espagnat-Prentkiego [2] był swego czasu przedstawiony w *Postęпах Fizyki*¹. Nie wchodząc więc tutaj w szczegóły, chcielibyśmy przypomnieć tylko zasadnicze cechy tego schematu, a następnie wskazać na pewne konsekwencje, które z niego wynikają a które nie były wówczas dostatecznie uwypuklone.

Jak wiemy, mamy tu do czynienia z trójwymiarową izoprzestrzenią, w której rozważamy pełną grupę obrotów oraz odbicia. Ograniczamy się przy tym do analizy oddziaływań typu Yukawy bez pochodnych, to znaczy do oddziaływań zawierających dwa pola barionowe i jedno mezonowe. Okazuje się wtedy, że wszystkie możliwe oddziaływania, o hamiltonianach niezmienniczych ze względu na wspomnianą wyżej grupę transformacji, zachowują całkowity izospin oraz „dziwność“ (*strangeness*). Fakt zachowania całkowitego izospinu jest właściwie trywialny, wynika bowiem z niezmienniczości ze względu na obroty w izoprzestrzeni. Nowością jest natomiast fakt zachowania *strangeness*, co wiąże się z niezmienniczością teorii względem odbić.

Aby się o tym przekonać, dokonajmy następującego przyporządkowania cząstkom funkcji falowych o pewnych własnościach transformacyjnych w izoprzestrzeni. (Tabela I).

¹ A. Jurewicz, O próbach uzasadnienia modelu Gell-Manna i Paisa, *Postępy Fizyki* 8, 71 (1957).

Tablica I

Nazwa cząstki	Własności transformacyjne
N nukleon	izospinor I rodzaju
Λ	izoskalar
Σ	izopseudowektor
Ξ	izospinor II rodzaju
\bar{K}	izospinor I rodzaju
K	izospinor II rodzaju
π	izopseudowektor

Wprowadźmy dalej wielkość U (tzn. liczbę izofermionów), która równa jest $+1$ dla pól izospinorowych pierwszego rodzaju, -1 dla pól izospinorowych drugiego rodzaju, a 0 dla pól izoskalarnych i izowektorowych. Tak więc $U = +1$ dla N i K , -1 dla Σ i \bar{K} , a 0 dla pozostałych cząstek. *Strangeness* S wiąże się z U wzorem $S = U - N$, gdzie N oznacza liczbę barionów. Parzystość w izoprzestrzeni: „izoparzystość“ p wyraża się wzorem

$$p = i^U. \quad (1)$$

Można się łatwo przekonać, że p rzeczywiście ma znaczenie parzystości. Np. Λ jest izoskalarem, a więc niezmiennikiem w izoprzestrzeni, i rzeczywiście w tym przypadku $p = 1$. Podobną sytuację mamy dla cząstki Σ , której funkcja falowa jako pseudowektor transformuje się przy inwersji w izoprzestrzeni z czynnikiem $+1$. Wreszcie dla nukleonów oraz hiperonów Ξ mamy do czynienia z izoparzystością i lub $-i$. Tak więc rzeczywiście dwie te grupy cząstek różnią się od siebie właśnie izoparzystością.

Nie więc dziwnego, że oddziaływanie niezmiennicze ze względu na odbicia, to znaczy zachowujące p , zachowuje też U , a w konsekwencji S , gdyż N jest naturalnie niezależnie zachowane. Fakt ten jest zagwarantowany właśnie przez to, że wszystkie oddziaływania są oddziaływaniami typu Yukawy.

Po krótkim przypomnieniu warto się zastanowić nad następującymi kwestiami:

1. Czy możemy dokonać jakichś zmian w tabelce I, inaczej przyporządkowując cząstkom własności transformacyjne.

2. Czy schemat d'Espagnat-Prentkiego dopuszcza istnienia innych cząsteczek niż te, które podane są w tabelce I.

Próbując odpowiedzieć na pierwsze z tych pytań zauważmy najpierw, że jeśli chcemy, aby oddziaływanie nukleonów z mezonami π miało tradycyjną formę $\bar{N}\tau_a N\pi_a$, to π musi być izopseudowektorem, gdyż macierze τ_a również tworzą izopseudowektor a pole N występuje biliniowo. Gdybyśmy dalej założyli, że Σ jest izowektorem, nie zmieniając pozosta-

łych przyporządkowań, to okazałoby się, że nie może ona sprzęgać się w sposób niezmienniczy z żadnym z wyżej wymienionych pól (nie mieliśmy wówczas np. sprzężenia $(\vec{\Sigma} \times \vec{\Sigma})\vec{\pi}$). Gdybyśmy zaś wraz ze zmianą dokonaną na Σ zmienili też Λ na izopseudoskalar, to Czytelnik łatwo może się przekonać, że doprowadziłoby to do kłopotów przy budowaniu oddziaływań z mezonami K ; w szczególności przy zmianie przyporządkowania dla mezonów K nie byłby spełniony związek $Q = I_3 + \frac{1}{2}U$. Wnioski, jakie tu przedstawiamy staną się oczywiste dla każdego, kto spojrzy na pełny hamiltonian oddziaływania podany we wspomnianym wyżej artykule z *Postępów Fizyki*.

Można w ten sposób próbować różnych zmian i przekonać się jednak, że tylko przyporządkowanie podane w tabelce I jest wewnątrznie spójne. Oczywiście musimy tu uczynić podstawowe założenie, że nie zmieniamy ugrupowania cząstek w multiplety (tzn. że Λ wciąż jest singletem, Σ — tripletem itp.). Gdybyśmy bowiem takiej zmiany dokonali, doprowadziłoby to nas w zasadzie do innego schematu.

Zastanawiając się z kolei nad kwestią wprowadzenia do schematu nowych cząstek musimy przede wszystkim sprecyzować, co mamy przez to na myśli. W dalszym ciągu mianowicie wyrażony tu będzie pogląd, że możemy mówić o wprowadzeniu nowej cząstki do schematu d'Espagnat-Prentkiego tylko wtedy, gdy wszystkie oddziaływania typu Yukawy, jakie można zbudować z nowym polem, niezmiennicze ze względu na pełną grupę obrotów z odbiciami w izoprzestrzeni są sensowne i niesprzeczne z resztą oddziaływań.

Takim polem które możemy w podanym wyżej sensie wprowadzić do schematu, jest np. pole mezonów izoskalarnych (może mezon ϱ^0 ?), o izospinie 0 i ładunku 0, albo mezon o własnościach izospinora drugiego rodzaju. Warto zresztą zaznaczyć, że drugi ten mezon w obrębie rozważanego schematu niczym by się nie różnił od \bar{K} , a więc jego wprowadzenie nie wnosi nic nowego. Trudności pojawiają się jednak, gdy chcemy wprowadzić do schematu niedawno odkryty doświadczalnie mezon D o *dziwności* 2. Ponieważ dla takiego mezonu $U = 2$ (w zgodzie z wzorem łączącym U i S), wobec tego musiałby on mieć izoparzystość -1 oraz własności transformacyjne izopseudoskalara (aby zachować związek między spinem izotopowym oraz ładunkiem $Q_3 = \left(I_3 + \frac{U}{2}\right)e$.

Typowym niezmiennikiem, jaki możemy zbudować w zgodzie z przyjętą grupą transformacji jest np.

$$\tilde{\psi}_N^{*T} \beta \psi = \varphi_D^* \quad \text{ale także} \quad \tilde{\psi}_N^{*T} \beta \psi = \varphi_D. \quad (2)$$

Otóż dwa takie niezmienniki, mimo iż są poprawnie zbudowane, nie mogą występować w teorii jednocześnie. Z pierwszego z nich wynika

bowiem, że D ma S równe -2 , a z drugiego, że D (a nie anty- D !) ma $S = +2$. Teoria nie podaje zaś żadnego dodatkowego przepisu, który by upoważniał do odrzucenia jednego z tych dwu wyrazów. Wobec tego nie można konsekwentnie wprowadzić cząstek tego rodzaju do schematu d'Espagnat-Prentkiego w wyżej wyszczególnionym sensie.

Matematycznie kłopot polega na tym, że dla $U = 2$ nie mamy już jednoznacznego związku między *dziwnością* a izoparzystością, ponieważ ta sama izoparzystość -1 może odpowiadać zarówno $U = +2$ i $U = -2$. Wobec tego zachowanie izoparzystości nie pociąga za sobą, jak było dotąd, faktu zachowania dziwności.

3. Model Salama — Polkinghorne'a

Przejdźmy teraz do omówienia modelu Salama-Polkinghorne'a [3]. Model ten jest modyfikacją wcześniejszych pomysłów Gell-Manna [4] i Paisa [5] i [6], które trzeba było odrzucić między innymi dlatego, że prowadziły one do cząstek podwójnie naładowanych.

A więc na wzór wspomnianych modeli wprowadza się tu czterowymiarową przestrzeń izotopową. Jak wiadomo, moment pędu w czterowymiarowej przestrzeni jest tensorem antysymetrycznym, ma więc sześć składowych. Składowe te spełniają następujące relacje komutacyjne:

$$[M_{ij}, M_{kl}] = -i(M_{il}\delta_{jk} + M_{jk}\delta_{il} - M_{ik}\delta_{jl} - M_{jl}\delta_{ik}). \quad (3)$$

Z operatorów M_{ij} można zbudować następujące kombinacje liniowe:

$$\begin{aligned} I'_1 &= \frac{1}{2}(M_{33} + M_{14}), & I''_1 &= \frac{1}{2}(M_{23} - M_{14}), \\ I'_2 &= \frac{1}{2}(M_{31} + M_{24}), & I''_2 &= \frac{1}{2}(M_{31} - M_{24}), \\ I'_3 &= \frac{1}{2}(M_{12} + M_{34}), & I''_3 &= \frac{1}{2}(M_{12} - M_{34}). \end{aligned} \quad (4)$$

Jak można łatwo sprawdzić, operatory I'_i oraz I''_i mają następujące własności:

$$[I'_i, I''_k] = 0 \text{ dla dowolnych } i, k \quad (5)$$

$$[I'_1, I'_2] = iI'_3 \text{ (cykl.)}$$

$$[I''_1, I''_2] = iI''_3 \text{ (cykl.)}. \quad (6)$$

Znaczy to, że obroty czterowymiarowe, z którymi związane są operatory M_{kl} , udało się nam rozłożyć na dwie niezależne grupy obrotów „trójwymiarowych“, z którymi wiążą się trójwymiarowe operatory momentu pędu I'_i i I''_i . Ze wzoru (5) oraz z tego, że I'^2 oraz I''^2 komutują

ze wszystkimi I'_i i I''_i widzimy, że dobrymi „izotopowymi“ liczbami kwantowymi mogą być: I'^2 , I''^2 , I'_3 i I''_3 . Wielkości te będą stałymi ruchu, jeśli zażądamy, by hamiltonian oddziaływania był niezmienniczy względem wszystkich obrotów zarówno w przestrzeni ('), jak i (''). Wprowadźmy teraz następujące definicje *strangeness* S i ładunku Q

$$\begin{aligned} S &= 2I''_3 - N \\ Q &= I'_3 + I''_3 \end{aligned} \quad (7)$$

gdzie N oznacza liczbę barionów. Widać, podstawiając $I''_3 = \frac{1}{2}(S + N)$, że

$$Q = I'_3 + \frac{1}{2}(S + N). \quad (8)$$

Tak więc model Salama-Polkinghorne'a zawiera w sobie dobrze znany związek między ładunkiem, izospinem i liczbą barionów. Widać też, że sens fizyczny obrotów ('') polega na tym, że wiążą się one w pewien sposób z pojęciem *strangeness*, która to wielkość (plus ilość barionów) stanowi połowę trzeciej składowej „drugiego izospinu“.

Zapytajmy teraz, jakie liczby kwantowe przyporządkujemy poszczególnym cząstkom. Załóżmy przy tym, że pełną charakterystykę danej cząstki stanowi pięć liczb: I' , I'' , I'_3 , I''_3 i N . Rozważmy wszystkie reprezentacje grupy czterowymiarowych obrotów. Będą one odpowiadały wielkościom o rozmaitych własnościach transformacyjnych ze względu na obroty w „przestrzeni“ ('), oraz w (''). Najprostszą jest oczywiście taka wielkość, która się nie zmienia ani przy obrotach ('), ani (''). Przyporządkujemy jej symbol $(0, 0)$. Jest ona skalarem ze względu na dwie grupy obrotów, ma więc jedną tylko składową. Symbole $(\frac{1}{2}, 0)$ i $(0, \frac{1}{2})$ z kolei przyporządkujemy wielkościom, które transformują się w jednej z przestrzeni jak skalary, a w drugiej — jak spinory pierwszego rzędu. Ze względu na to, że ładunek musi być liczbą całkowitą, trzeba takie wielkości odrzucić jako symbole nie przydatne do opisu cząstek (dają one np. $I' = 0$, $I''_3 = \pm \frac{1}{2}$ lub na odwrót). Następną możliwą reprezentacją musi być scharakteryzowana symbolem $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$. Wielkość taka transformuje się jak spinor ze względu na obroty zarówno ('), jak i (''). Razem ma ona cztery składowe $I'_3 = \pm \frac{1}{2}$, $I''_3 = \pm \frac{1}{2}$. Wreszcie wielkości odpowiadające symbolom $(0, 1)$ i $(1, 0)$ transformują się jak wektory ze względu na obroty ('') lub ('), a jak skalary odpowiednio ze względu na obroty ('') lub ('). Każda z tych wielkości ma trzy składowe: $I''_3 = 0$, $I'_3 = \pm 1$, 0 lub na odwrót. Łatwo można się przekonać, że wykluczenie cząstek podwójnie naładowanych polega w modelu Salama-Polkinghorne'a na ograniczeniu się tylko do wymienionych wyżej reprezentacji. Wszystkie inne (a więc wyższe) reprezentacje zawierają takie składowe I'_3 lub I''_3 , które

prowadzą w rezultacie do wyższych ładunków. Np. reprezentacja $(1, 1)$ zawiera składowe $I'_3 = +1, I''_3 = +1$, a więc $Q = 2$ ².

Tak więc wszystkie cząstki występujące w modelu Salama-Polkinghorne'a można uzyskać kombinując liczby $N = 1$ (bariony), $N = -1$ (antybariony) i $N = 0$ (mezony) z reprezentacjami $(0, 0), (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}), (1, 0)$ i $(0, 1)$. Weźmy najpierw pod uwagę mezony. Wówczas możemy dokonać następującego przyporządkowania: $(1, 0)$ — piony, zaś $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ — mezony K , zgodnie z tabelą II:

Tabela II

Cząstka	I'_3	I''_3	S	Q
π^+	+1	0	0	+1
π^0	0	0	0	0
π^-	-1	0	0	-1
K^+	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	+1	+1
K^0	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	+1	0
\bar{K}^0	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	0
K^-	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1

Pozostają jeszcze „wolne“ reprezentacje $(0, 0)$ i $(0, 1)$. Pierwsza z nich opisuje mezon, który by miał $S = 0, Q = 0$ i był izopseudoskalarem. Mógłby to więc być ewentualnie mezon ϱ^0 . Natomiast triplet $(0, 1)$ miałby następujące własności:

$$I'_3 = 0, \quad I''_3 = 0, \quad S = \begin{pmatrix} +2 \\ 0 \\ -2 \end{pmatrix}, \quad Q = \begin{pmatrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}.$$

Tak więc widać, że istnieje możliwość przyporządkowania mezonom D^\pm dwu skrajnych możliwości: D^+ miałyby $I'_3 = 0, I''_3 = +1$, zaś D^- miałyby $I'_3 = 0, I''_3 = -1$. Przyjmując taką możliwość, zostaje nam jeszcze miejsce na cząstkę D^0 , różną zarówno od π^0 , jak i od ϱ^0 , choć mającą tak jak i one *strangeness* 0 i ładunek 0. Do sprawy reakcji, w jakich powinny występować cząstki D , wrócimy jeszcze mówiąc o hamiltonianach oddziaływania.

Przejdziemy teraz do barionów. Mamy tu $N = +1$. Łatwo można sprawdzić, że można dokonać tu następującego przyporządkowania:

² Ścisłe biorąc na wyżej wymienione reprezentacje trzeba by patrzeć z punktu widzenia własności transformacyjnych odpowiednich wielkości w macierzystej przestrzeni czterowymiarowej. Przy takim podejściu okazałoby się np., że reprezentacja $(1, 0)$ odpowiada naprawdę (w czterowymiarowej przestrzeni) samodualnemu antysymetrycznemu tensorowi drugiego rzędu. Tensor taki ma oczywiście tylko trzy niezależne składowe. Przy takich zastrzeżeniach możemy więc używać opisanej w tekście interpretacji skalarno-wektorowej.

hiperon $\Lambda = (0, 0)$ i hiperon $\Sigma = (1, 0)$; nukleony i hiperony Ξ razem obsadzają reprezentację $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ (patrz tablica III). Pozostaje jeszcze wolna

Tablica III

Cząstka	I'_3	I''_3	S	Q
p	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	+1
n	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0
Ξ^0	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-2	0
Ξ^-	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-2	0
Λ^0	0	0	-1	0
Σ^+	+1	0	-1	+1
Σ^0	0	0	-1	0
Σ^-	-1	0	-1	-1

reprezentacja $(0, 1)$. Odpowiada ona nieznanym hiperonom o następujących własnościach:

$$x^+: \quad Q = +1, \quad S = +1$$

$$x^0: \quad Q = 0, \quad S = -1$$

$$x^-: \quad Q = -1, \quad S = -3.$$

Niestety wszelkie spekulacje na temat masy tych hipotetycznych hiperonów byłyby bezpodstawne. Istnienie ich w modelu Salama-Polkinghorne'a należy uważać za coś niezwykle charakterystycznego i ewentualne wykrycie tych cząstek stanowiłoby w gruncie rzeczy jednoznaczne wskazanie na model Salama-Polkinghorne'a jako na jedyny poprawny model.

Tabelę antybarionów można uzyskać, biorąc $N = -1$ oraz zmieniając znaki zarówno I'_3 , jak i I''_3 (np. dla antyprotonu $I'_3 = -\frac{1}{2}$, $I''_3 = -\frac{1}{2}$). Nie będziemy jej tu bliżej omawiać.

Przejdźmy teraz do podania hamiltonianów w teorii Salama-Polkinghorne'a. Hamiltoniany te mają być skalarami ze względu na wszystkie czterowymiarowe obroty w przestrzeni spinu izotopowego. Można podać np. następujące hamiltoniany yukawowskie:

$$\begin{aligned} & (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) (0, 0) \text{ czyli } \bar{N}N\varrho^0 \text{ lub } \bar{\Xi}\Xi\varrho^0 \\ & (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) (1, 0) \text{ czyli } \bar{N}N\pi \text{ lub } \bar{\Xi}\Xi\pi \\ & (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) (0, 1) \text{ czyli } \bar{\Xi}N D^\pm \text{ oraz } \bar{N}N D^0 \text{ i } \bar{\Xi}\Xi D^0 \\ & (0, 0) (0, 0) (0, 0) \text{ czyli } \bar{\Lambda}\Lambda\varrho^0 \\ & (1, 0) (1, 0) (1, 0) \text{ czyli } \bar{\Sigma}\Sigma\pi \\ & (1, 0) (0, 0) (1, 0) \text{ czyli } \bar{\Sigma}\Lambda\pi \\ & (1, 0) (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) \text{ czyli } \bar{\Sigma}NK \text{ lub } \bar{\Sigma}EK \\ & (0, 0) (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) \text{ czyli } \bar{\Lambda}NK \text{ lub } \bar{\Lambda}EK. \end{aligned}$$

Ponadto mamy hamiltoniany trójbozonowe, wśród których na szczególną uwagę zasługuje hamiltonian $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}), (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}), (0, 1)$, czyli KKD . Zawiera on następujące wyrazy: $\bar{K}^- K^0 D^0$ lub $\bar{K}^0 K^0 D^0$. Jak widać, mezon D^0 mógłby przenosić oddziaływanie między nukleonem i mezonom K i dawać wobec tego przyczynki do rozpraszania mezonów K na nukleonach. Nie jest więc wykluczone, że istnienie takiego mezonu mogłoby rozwiązać istniejące tu trudności interpretacyjne.

Przejdźmy teraz do słabych oddziaływań w teorii Salama-Polkinghorne'a. Nasuwa się tu przede wszystkim następująca uwaga. Jedną z podstawowych idei teorii cząstek elementarnych możnaby próbować sformułować następująco: im wyższa symetria oddziaływania, tym jest ono silniejsze. Stosując tę teorię do modelu Salama-Polkinghorne'a uzyskujemy bardzo interesujący wniosek. Otóż oddziaływania, które naruszają niezmienniczość wielkości I'' nie dotykając I', I'_3 i I''_3 , zachowują spin izotopowy (oczywiście ładunek) i *strangeness*. Z konwencjonalnego punktu widzenia są to więc oddziaływania silne. Jednakże wykazują one niższą symetrię od wypisanych powyżej oddziaływań, które zachowują wszystkie cztery wielkości izotopowe. Jako przykład reakcji nie zachowującej I'' , ale zachowującej I', I'_3 i I''_3 można wymienić reakcje (zachodziłyby one, gdyby mezon D był dostatecznie ciężki):

$$D^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$$

$$D^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- . \quad (9)$$

O ile pierwsza z tych reakcji byłaby chyba bardzo trudna do uchwycenia eksperymentalnego, o tyle druga mogłaby nawet służyć do ewentualnego wykrycia mezonu D^0 . Istnienie powyższych reakcji może nam tłumaczyć, dlaczego cząstka D^0 , jeśli w ogóle istnieje, nie została dotychczas wykryta: może się ona bowiem rozpadać w czasie $10^{-19} - 10^{-20}$ na dwa mezony π . Taki czas życia można podać, jeśli ma on być:

a) mniejszy od czasu życia hiperonu Σ^0 (rozpad tego hiperonu spowodowany jest oddziaływaniem elektromagnetycznym),

b) większy od czasu życia charakterystycznego dla szybkich reakcji.

Oddziaływania elektromagnetyczne nie zachowują w teorii Salama-Polkinghorne'a ani I' , ani I'' ; zachowują jednak I'_3 i I''_3 . Wreszcie oddziaływania słabe nie zachowują ani I' , ani I'' , ani I'_3 , ani I''_3 z osobna; zachowany jest tylko ładunek, czyli $I'_3 + I''_3$.

Wśród oddziaływań słabych istnieją reakcje

$$\begin{aligned} D^+ &\rightarrow K^0 + \pi^+ & \Delta I'_3 &= +\frac{1}{2}, & \Delta I''_3 &= -\frac{1}{2} \\ D^- &\rightarrow \bar{K}^0 + \pi^- & \Delta I'_3 &= -\frac{1}{2}, & \Delta I''_3 &= +\frac{1}{2} \end{aligned} \quad (10)$$

obok reakcji:



O ile nam wiadomo, brak dotychczas obserwacji reakcji (11). Fakt ten — o ile nie został po prostu spowodowany przypadkowym zbiegiem okoliczności związanym np. z techniką pomiaru — jest zupełnie niezrozumiały zarówno z punktu widzenia modelu Salama-Polkinghorne'a, jak też z punktu widzenia ogólnych praw rządzących przebiegiem powolnych reakcji. Warto jeszcze zwrócić uwagę na pewien fakt świadczący o istnieniu związku między schematami d'Espagnat-Prentkiego i Salama-Polkinghorne'a. Odrzućmy bowiem w schemacie Salama-Polkinghorne'a reprezentacje $(0, 1)$ zarówno dla barionów, jak i dla mezonów. Łatwo można wówczas pokazać, że ten zubożony schemat jest matematycznie równoważny schematowi d'Espagnat-Prentkiego. Mianowicie zachowanie I_3'' w silnych oddziaływaniach postuluje niezmienniczość ze względu na następujące obroty

$$\psi \rightarrow e^{iI_3'' \alpha} \psi;$$

jeśli zaś założymy $\alpha = \pi$, to okaże się, że obroty te są dokładnie tym samym, co odbicia w schemacie d'Espagnat-Prentkiego. Kładąc bowiem $\alpha = \pi$ otrzymujemy $N \rightarrow iN$, $E \rightarrow -iE$ itd., zgodnie z przyporządkowaniem przedstawionym w tabelce I. Wobec tego U oraz $2I_3''$ można w rzeczywistości utożsamić. Jeśli jednak $I_3'' = \pm 1$, to utożsamienie to nie jest jednoznaczne, nie możemy bowiem odróżnić czynnika $e^{-i\pi}$ od $e^{i\pi}$.

Można teraz łatwo zrozumieć, dlaczego w schemacie d'Espagnat-Prentkiego nie mieści się cząstka D . Cząstka ta miałaby w schemacie Salama-Polkinghorne'a odpowiadać reprezentacji $(0, 1)$. Aby jednak od schematu Salama-Polkinghorne'a przejść do schematu d'Espagnat-Prentkiego, trzeba reprezentację tę odrzucić.

4. Schemat Tiomno

Teoria Tiomno [7], którą się teraz zajmujemy, jest bardzo rozległa. Tiomno zaczyna bowiem od nieco innego niż u Gell-Manna i Paisa [5] przyporządkowania cząstkom liczb kwantowych, a kończy na zasadzie powszechnej symetrii silnych oddziaływań, zbierając oddziaływania przez piony i przez mezony K w jedną całość.

Podstawową myślą schematu Tiomno jest, by wszystkie fermiony były też izofermionami, a wszystkie bozony — izobozonami. Ma to może znaczenie nie tylko estetyczne. Gdyby się udało zbudować unitarną teorię cząstek elementarnych (a więc teorię cząstek wywodzących się z jednego

pola podstawowego), można by wówczas uzyskać wszystkie cząstki z pola fermionowo-izofermionowego. Jeśli natomiast chce się, by przyporządkowanie cząstkom spinu zwykłego i izospinu było niezależne, to pewno trudno by to było uczynić wychodząc z jednego tylko pola podstawowego.

Aby swój cel zrealizować, Tiomno musi bardzo rozszerzyć scenę wypadków fizycznych. Wprowadza on mianowicie po pierwsze trójwymiarową przestrzeń spinu izotopowego, żądając, by silne oddziaływania były niezmiennicze względem dowolnych obrotów w tej przestrzeni. Po drugie zaś postuluje on istnienie innej czterowymiarowej przestrzeni, związanej z tzw. *hiperładunkiem* Y (*hypercharge*), którą będziemy tu nazywać hiperprzestrzenią. Obroty w tej przestrzeni można (jak np. w przypadku izoprzestrzeni Salama-Polkinghorne'a) rozłożyć na dwie grupy obrotów trójwymiarowych. Następnie żąda się niezmienniczości hamiltonianów silnych oddziaływań nie względem dowolnych obrotów w tej przestrzeni, lecz tylko względem obrotów „wokół trzecich osi”. Dobrymi liczbami kwantowymi w schemacie Tiomno są więc liczby: I i I_3 (związane z trójwymiarową izoprzestrzenią) oraz J_3 i J'_3 (związane z czterowymiarową hiperprzestrzenią). Definiujemy teraz

$$\begin{aligned} Q &= I_3 + J_3, \\ S &= Y - N, \\ Y &= J_3 + J'_3. \end{aligned} \tag{12}$$

W rezultacie dla barionów uzyskujemy następujące przyporządkowanie:

Tablica IV

Nazwa cząstki	I_3	J_3	J'_3	Q	S
P_p	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+1$	0
n	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0
Ξ^0	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	-2
Ξ^-	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-2
Σ^+	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	-1
Σ_n	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	-1
$\Sigma_{n'}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	-1
Σ^-	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	-1	0

W tabeli IV Σ_n i $\Sigma_{n'}$ odpowiadają nienaładowanym cząstkom

$$\begin{aligned} \Sigma_n &= 1/\sqrt{2} (\Lambda^0 - i \Sigma^0) \\ \Sigma_{n'} &= 1/\sqrt{2} (\Lambda^0 + i \Sigma^0) \end{aligned} \tag{13}$$

a więc cząstkom będącym kombinacjami liniowymi cząstek Λ^0 i Σ^0 . Przy porządkowaniu takim posługują się ci wszyscy, którzy wierzą, że róż-

niea mas cząstek Σ^0 i Λ^0 ma pochodzenie czysto polowe (bierze się z oddziaływania), natomiast przed włączeniem oddziaływania cząstki te mają masy równe.

Dla mezonów możemy podać przyporządkowanie przedstawione w tabeli V:

Tabela V

Nazwa cząstki	I_3	J_3	J'_3	Q	S
π^+	1	0	0	1	0
π^0	0	0	0	0	0
π^-	-1	0	0	-1	0
K^+	0	1	0	1	1
K^0	0	0	1	0	1
\bar{K}^0	0	0	-1	0	-1
\bar{K}^-	0	-1	0	-1	-1

Widać z tego, że Tiomno bierze pod uwagę reprezentacje: $I = 1$, $(0, 0)$ (piony) oraz $I = 0$ $(1, 1)$ (mezony K), przy czym nakłada warunek $|Y| \leq 1$ (obok warunku $|Q| \leq 1$). Powyższy warunek wybiera z pełnej reprezentacji $(1, 1)$ (która ma 9 niezależnych składowych) tylko cztery wymienione w tabeli IV składowe.

Zauważmy, że warunki $|Y| \leq 1$ oraz $|Q| \leq 1$ (patrz wzór na Y i Q) nie są niezmiennicze względem dowolnych obrotów w hiperprzestrzeni. Są one jednak niezmiennicze względem obrotów wokół „trzech osi“ w tej przestrzeni (obroty takie zachowują J_3 i J'_3). Zauważmy dalej, że warunki te odgrywają istotną rolę przy eliminacji zbędnych składowych z multipletu o dziewięciu składowych, tak by pozostały na placu tylko mezony K . Nie mają one jednak znaczenia z punktu widzenia włączenia do teorii pionów. Także bariony wypełniają cały multiplet $I = \frac{1}{2}$, $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$. Ma to dość interesujące konsekwencje. Napiszmy bowiem hamiltonian oddziaływania barionów z pionami. Ma on postać

$$[\frac{1}{2}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})][\frac{1}{2}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})][1, (0, 0)] \quad (14)$$

gdzie na pierwszym miejscu w nawiasie kwadratowym umieszczamy I , na drugim J , a na trzecim J' . Hamiltonian ten tworzy skalar względem dowolnych obrotów zarówno w izo- jak i w hiperprzestrzeni, wykazuje więc nawet wyższą symetrię od tej, jakiej w ogóle żąda Tiomno. Inaczej rzecz się ma względem hamiltonianu oddziaływania barionów z mezonami K . Jak już kilkakrotnie mówiliśmy, mezony te nie wypełniają wszystkich miejsc w swojej reprezentacji, a więc nie można z nich zbudować (w połączeniu z barionami) niezmiennika względem dowolnych obrotów w hiperprzestrzeni. Odpowiedni hamiltonian wykazuje więc

taką właśnie (lecz tylko taką) symetrię, jakiej żąda Tiomno od hamiltonianów silnych oddziaływań. Symetria ta jest więc niższa od symetrii hamiltonianu (14). Zgodnie z ogólną ideą dotyczącą związku między „natężeniem“ oddziaływania a jego symetrią opisany wyżej stan stwarza dogodną podstawę do ujęcia oddziaływań barionów z kaonami jako oddziaływań tylko umiarkowanie silnych (*moderately strong, MS*) wobec bardzo silnych (*very strong, VS*) oddziaływań pion-barion. Powstaje teraz pytanie, jakie cząstki można jeszcze wprowadzić do modelu Tiomno.

Oczywiście reprezentację $I = 0 (\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ trzeba odrzucić, jeśli ładunek ma być liczbą całkowitą. Dozwolona jest zaś reprezentacja $I = 0(0, 0)$, która mogłaby odpowiadać mezonowi $\varrho^0(Q = 0, S = 0)$. Wszystkie inne reprezentacje łamią warunek $|Q| \leq 1$ lub $|Y| \leq 1$. Tak więc wprowadzenie do teorii Tiomno mezonów D musi się odbywać poprzez zniesienie tych ograniczeń. Można by to zrobić biorąc zamiast $|Y| \leq 1$ np. warunek $|Y| \leq 2$. Wówczas w teorii może występować cała wielkość $I = 0(1, 1)$. Dostajemy więc dodatkowo pięć mezonów. Dwa z nich ($J_3 = +1, J'_3 = +1$ oraz $J_3 = -1, J'_3 = -1$) odpowiadać by mogły mezonom D^+ oraz D^- . Trzy pozostałe mają $S = 0, Q = \pm 1, 0$. Zauważmy jednak, że zniesienie warunku $|Y| \leq 1$ i zastąpienie go warunkiem $|Y| \leq 2$ pozwala na wprowadzenie do teorii także innych cząstek. Wymienić tu można np. nowe bariony $I = \frac{1}{2} (\frac{1}{2}, \frac{3}{2})$. Powiemy od razu, że czyni to razem 16 barionów. Co do mezonów, to także można podać pewne reprezentacje zwiększające ilość występujących w teorii cząstek. Tak więc widać, że wprowadzenie do modelu Tiomno nowych cząstek (mezonów D) pociąga za sobą konsekwencje bardzo nieprzyjemne dla całej teorii. Dodajmy, że praca Tiomno nie kończy się w miejscu, w którym ją przestajemy referować. Dalej dotyczy ona jeszcze realizacji tzw. zasady powszechnej symetrii (*global symmetry*) silnych oddziaływań. Omówienie tej zasady i związanych z nią zagadnień wykracza poza ramy naszego artykułu.

5. Schemat Paisa

Jednym z fizyków, którzy najbardziej się zasłużyli dla klasyfikacji cząstek elementarnych, jest bez wątpienia Pais. Zajmował się on nią od dawna i stworzył kilka schematów klasyfikacyjnych. Większość z nich jednak należy już do historii, gdyż nie potwierdziły ich badania eksperymentalne. Mówimy to po to, by zaznaczyć, że tym razem chodzi o ostatni schemat Paisa sformułowany w pracy [8]. Praca ta w całości poświęcona jest zagadnieniom parzystości względnej mezonów K^\pm i (K^0, \bar{K}^0) i klasyfikacja dobierana jest przy końcu pracy z punktu widzenia możliwie naj-

bardziej konsekwentnego wprowadzenia do teorii hipotezy, iż parzystość ta jest ujemna.

Pais, podobnie jak w wielu swych wcześniejszych pracach, posługuje się czterowymiarową izoprzestrzenią, w której rozważamy dowolne obroty, nie biorąc pod uwagę odbić. Obroty te w znany sposób Pais dzieli na dwie grupy obrotów trójwymiarowych, z których jedną (jakby I' Salama-Polkinghorne'a) łączy z izospinem (I — spinem), drugą zaś z tak zwanym K — spinem. Obie te wielkości (I — spin i K — spin) są spinami izotopowymi i nie mają nic wspólnego ze *strangeness*. Obok więc czterech wielkości: I , I_3 , K i K_3 (dobrych liczb kwantowych układu cząstek silnie oddziałujących) a także, oczywiście, prócz liczby barionów N , trzeba jeszcze dodatkowo wprowadzić do teorii *strangeness* S jako liczbę fenomenologiczną, wziętą z doświadczenia. Z punktu widzenia „zmatematyzowania“ schematu układ Paisa jest więc jakby krokiem wstecz w porównaniu ze schematami omawianymi powyżej.

Definicja ładunku w schemacie Paisa jest następująca:

$$Q = e(J_3 + K_3 + \frac{1}{2}S + \frac{1}{2}N). \quad (15)$$

Przyporządkowujemy teraz poszczególne reprezentacje cząstkom. Mezony π zajmują reprezentację $(1, 0)$. Nukleony i hiperony Ξ obsadzają łącznie tę samą reprezentację $(\frac{1}{2}, 0)$. Hiperony Λ i Σ zajmują razem wszystkie cztery miejsca w reprezentacji $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$. Wreszcie mezonom K i \bar{K} Pais przyporządkowuje wspólną reprezentację $(0, \frac{1}{2})$. Dalej w modelu Paisa żąda się:

- a) żeby oddziaływania barionów z pionami (VS) zachowywały I^2 , I_3 , K^2 i K_3 ,
- b) by oddziaływania barionów z mezonami K (MS) zachowywały I^2 , I_3 i K_3 , ale nie K^2 ,
- c) by oddziaływania elektromagnetyczne zachowywały I_3 i K_3 , ale nie I^2 , K^2 ,

d) wreszcie by istniały trójbozonowe oddziaływania $KK\pi$ (do tego właśnie Pais od początku zmierza), które zachowują tylko $I_3 + K_3$, ale nie zachowują ani I^2 , ani K^2 , ani I_3 czy też K_3 z osobna. Ten rodzaj oddziaływań różni się od oddziaływań słabych tym, że zachowuje on także *strangeness* (obok $I_3 + K_3$, czyli oprócz ładunku). Dodajmy jeszcze, że fakt, iż nie zachowuje się K^2 w oddziaływaniach między mezonami K a barionami jest prostą konsekwencją hipotezy Paisa, iż K^\pm różnią się od K^0 , \bar{K}^0 parzystością. Gdyby hipoteza ta nie była słuszną, również i to oddziaływanie zachowywałoby K^2 podobnie jak oddziaływanie między barionami a pionami.

Powstaje teraz pytanie, czy w schemacie takim może się znaleźć miejsce dla nowych cząstek. Otóż w zasadzie tak. Wśród bardzo niskich reprezen-

tacji „wolna“ jest jeszcze w każdym razie reprezentacja $(0, 0)$, która odpowiada singuletni izotopowemu. Ponieważ S nie wiąże się wcale z izoprzestrzenią, więc można cząstecę $(0, 0)$ przypisać np. $S = +2$ i $N = 0$. Wówczas (por. wzór (15)) $Q = +e$. Jeśli $S = -2$ i $N = 0$, mamy $Q = -e$. Cząstką $(0, 0)$ mogłaby więc być np. mezonem D^\pm . Z drugiej jednak strony w schemacie Paisa istnieje w ogóle dość duży luz. Brak bowiem jakiegokolwiek zakazu wykluczającego takie czy inne reprezentacje grupy obrotów. W zasadzie dobierając odpowiednio *strangeness* można by i dla wyższych reprezentacji uzyskać $|Q| \leq 1$. Możliwości takich nie chcieliśmy tu omawiać.

6. Zakończenie

Dokonując powyższego przeglądu kilku istniejących schematów klasyfikacyjnych staraliśmy się uwypuklić te ich cechy, które mogą się ewentualnie stać w niedalekiej przyszłości przedmiotem zainteresowania. Przy okazji wyszły na jaw, jak się nam zdaje, pewne pokrewieństwa i podobieństwa między tymi schematami. Istnienie tych właśnie związków wydaje się czymś, co pozwala raczej na snucie optymistycznych przypuszczeń na przyszłość. A i na teraz fakt ten świadczy o tym, że pewne (chyba podstawowe) konieczności w świecie izotopowym zostały już uchwycone i stanowią wspólne jądro wszystkich rozsądnych schematów.

Literatura

- [1] P. Yamanouchi, Phys. Rev. Letters **3**, 10 (1959).
- [2] B. d'Espagnat, J. Prentki, Nucl. Phys. **1**, 33 (1956).
- [3] A. Salam, J. Polkinghorne, Nuovo Cimento **2**, 865 (1955).
- [4] M. Gell Mann, Phys. Rev. **92**, 1279 (1953).
- [5] M. Gell Mann, A. Pais, Proc. of the Glasgow Conf. (1954).
- [6] A. Pais, Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A. **40**, pag. 342, 484, 835 (1954).
- [7] J. Tiomno, Nuovo Cimento **6**, 69 (1957).
- [8] A. Pais, Phys. Rev. **112**, 624 (1958).
- [9] W. Królikowski, Nucl. Phys. **8**, 461 (1958).

Bożena Puchalska

Zakład Fizyki Ogólnej „B”
Politechniki Warszawskiej

Metody badania powierzchni metali za pomocą mikroskopu elektronowego

I. Wstęp

Jedną z najczęściej obecnie stosowanych metod badania mikropowierzchni jest technika replik i wykonywanie ich zdjęć w elektronowym mikroskopie prześwietleniowym. Replika jest to odlew powierzchni pod postacią błonki o grubości 100—300 Å. Jednak coraz częściej obok zdjęć replik zaczynają się ukazywać zdjęcia emisyjne powierzchni metali, które są o tyle ciekawsze, że można z nich odczytać fizyczne właściwości badanej powierzchni, zaś replika przedstawia jedynie jej geometryczny obraz.

Obraz emisyjny powierzchni w mikroskopie elektronowym uzyskuje się w ten sposób, że sam obiekt jest źródłem elektronów, emitowanych na skutek termoemisji, fotoemisji, bombardowania jonami lub elektronami.

Inny typ mikroskopu elektronowego, a mianowicie mikroskop odbiciowy, pozwala również na bezpośrednią obserwację powierzchni [17]. Badaną próbkę „oświetla się“ pod kątem wiązką elektronów emitowanych z żarzącej katody i następnie odbite elektrony wykorzystuje się do stworzenia obrazu. Zdolność rozdzielcza mikroskopu odbiciowego 200—250 Å jest taka, jak i mikroskopu emisyjnego, jednak zdjęcia emisyjne są o tyle ciekawsze od zdjęć odbiciowych, że emisja wtórna jest funkcją właściwości chemicznych i stanu fizycznego powierzchni bombardowanej, co uwydatnić się może w otrzymanych zdjęciach.

Jeszcze inną metodą badania powierzchni jest technika zwierciadeł elektronowych¹.

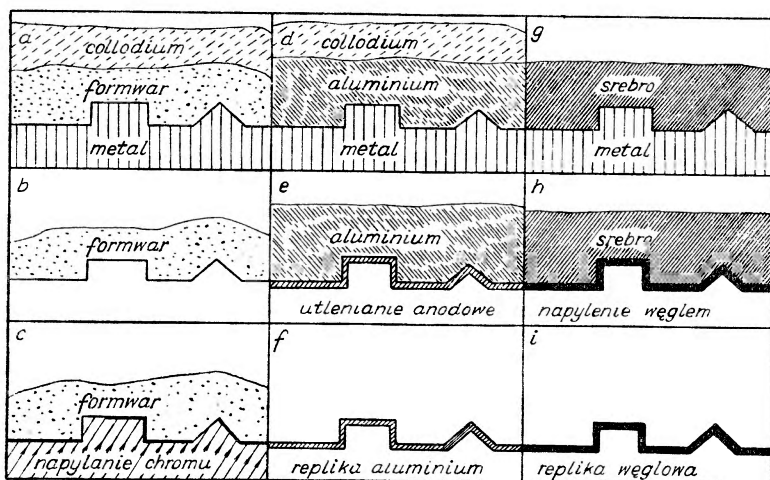
Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie metody badania powierzchni metalu za pomocą replik i metodą emisyjną i porównanie ich na przykładzie zdjęć powierzchni stali chromowej i węglowej.

¹ E. Igras, *Postępy Fizyki* 10, 541 (1959).

II. Analiza stosowanych metod

1. Zdejmowanie replik.

Metoda wykonywania replik powierzchni wprowadzona była jeszcze w tym czasie [1], kiedy znane były jedynie elektronowe mikroskopy prześwietleniowe. Wiadomo, że warunkiem otrzymania obrazu w mikroskopie elektronowym jest przygotowanie preparatu możliwie cienkiego (rzędu kilkuset angströmów), gdyż w przeciwnym wypadku elektrony przechodzące traciłyby znaczną część energii, co powodowałoby z kolei zjawisko aberacji chromatycznej lub wręcz spalanie obiektu.



1. Schemat wykonywania replik powierzchni

W wyniku dużego rozwoju tej techniki metoda została tak udoskonalona, że otrzymuje się repliki, które są wiernym obrazem geometrycznym badanej powierzchni. Wynik badań zależy więc jedynie od precyzji wykonywania repliki i od doskonałości mikroskopu elektronowego, to znaczy od jego zdolności rozdzielczej.

Istnieje bardzo dużo metod wykonywania replik. Ograniczę się do trzech najbardziej stosowanych: formwarowej, aluminiowej i węglowej, których proces powstawania schematycznie przedstawia rys. 1. [2]

a) replika formwarowa

Na badaną powierzchnię spuszcza się kroplę roztworu formwaru rozpuszczonego w dioxanie (roztwór 0,75%). Po wyparowaniu dioxanu pozostaje sam formwar mocno przylegający do badanej powierzchni. Następnie zalewa się powstałą błonkę formwarową roztworem collodium w octanie amyłu (roztwór 0,5 — 1%). Octan amyłu wyparowuje (rys. 1a). Za pomocą papieru gumowanego zrywa się odlew i zanurza w rozpuszczal-

niku collodium (np. w acetonie). Na powierzchni cieczy pozostaje cienka błonka formwarowa (rys. 1b), którą należy wyłowić na siateczki preparatowe. W wypadku, gdy badana powierzchnia jest gładka, wystarczy pokryć ją cienką warstwą formwaru i po osuszeniu (około 1 minuty) zanurza się całą próbkę w wodzie destylowanej. Błonka formwarowa wpływa na powierzchnię kąpeli. Celem uzyskania lepszego kontrastu otrzymaną replikę napyła się metalem pod kątem $15\text{--}20^\circ$ w napyłarce próżniowej. Najlepiej się do tego celu nadaje twardy metal, np. chrom (rys. 1c).

b) replika z aluminium

Ta metoda została zastosowana przez Mahla dla badania powierzchni aluminium. Powierzchnia badanej próbki zostaje utleniona elektrolitycznie i dzięki temu powstaje cienka warstwa grubości rzędu 200 \AA . Zanurzając próbkę w nasyconym roztworze chlorku rtęci oddziela się warstewkę powierzchniową, która wypływa na powierzchnię kąpeli. Następnie wyławia się ją, myje kilkakrotnie w wodzie destylowanej i umieszcza na siatki preparatowe mikroskopu.

Replikę aluminiową można także zastosować celem zbadania powierzchni innych metali. Powierzchnię badanej próbki należy napylić pod próżnią aluminium o grubości $1\text{--}2$ mikrona i zalać roztworem collodium w octanie amylu (rys. 1d) i następnie zerwać odlew za pomocą papieru gumowanego. Warstewka tlenku tworzy się elektrolitycznie (rys. 1e) i odłącza się ją w kąpeli chlorku rtęci (rys. 1f). Ta metoda zapewnia wierne odtworzenie obrazu powierzchni i daje dobry kontrast. Zdolność rozdzielcza tej repliki jest rzędu 50 \AA .

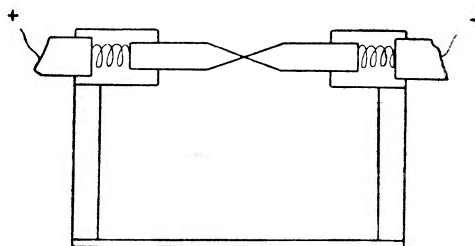
c) replika węglowa.

Jest to najnowocześniejsza metoda i najczęściej obecnie stosowana. Pierwszy zastosował ją Brandley [3]. Zdolność rozdzielcza tej repliki wynosi 25 \AA .

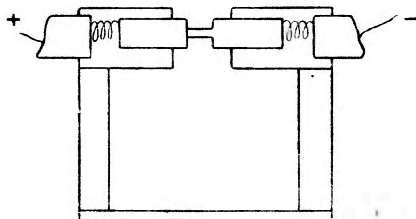
Badana próbka metalu zostaje napyłona pod próżnią warstwą srebra grubości $1\text{--}2$ mikrona. Srebro zdziera się za pomocą papieru gumowanego lub za pomocą płytki żelatynowej lekko zwilżonej acetonem. Następnie replikę ze srebra pokrywa się warstwą węgla w napyłarce. Warunkiem odpowiedniego „parowania“ cząstek węgla jest bardzo dobry styk ostrzy węglowych (rys. 2) lub końcówek zrobionych według rys. 3.

Zarówno w jednym, jak i w drugim wypadku w uchwytach postumentu znajdować się powinny sprężyny dociskające. Przez pręty przepuszcza się prąd 50 \AA . W sąsiedztwie styku węgiel mocno się nagrzewa i następuje rozpylenie. Ten proces trwać powinien nie więcej niż $2\text{--}3$ sekundy. Powierzchnia srebra odległa od styku prętów węglowych o 5 cm pokrywa się warstwą węgla o grubości $50\text{--}100 \text{ \AA}$. Zanurzając cały preparat w 20%

roztworze kwasu azotowego rozpuszcza się żelatynę i srebro, a na powierzchni cieczy pozostaje replika węglowa, którą należy z kolei kilkakrotnie wypłukać w wodzie destylowanej. Następnie kwadraciki repliki nakłada się na siatki preparatowe mikroskopu.



2. Schemat urządzenia do napyłania węgla. Końcówki prętów węglowych ostrze-ostrze.



3. Schemat urządzenia do napyłania węgłem. Końcówki prętów węglowych – łopatką-dysk.

Kontrast obrazu jest wysokiej klasy. Można go jeszcze polepszyć przez cieniowanie pod kątem także węglem lub chromem lub od razu nakładając replikę pod kątem (najlepiej w tym wypadku pod kątem 45°).

d) czyszczenie powierzchni badanej próbki metalu. Rozpylanie katodowe.

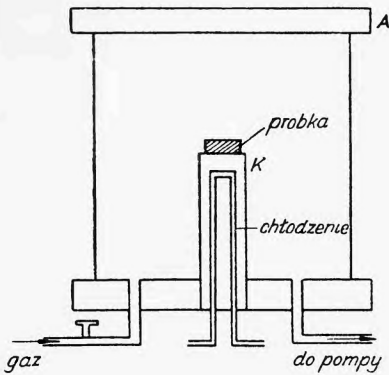
Jednym z warunków otrzymania wiernego obrazu powierzchni jest jej dokładne wyczyszczenie i wypolerowanie. Wykonuje się to oczywiście przed nałożeniem repliki. Wytrawianie badanej powierzchni, a potem polerowanie jej za pomocą proszków tlenku aluminium jest niewystarczające. Jedynie „pulweryzacja“ katodowa należyście oczyszcza badaną powierzchnię.

Dwie elektrody umieszczone są w próżni pod kloszem, pod który dostarczany jest systematycznie gaz. Na skutek istniejącej różnicy potencjałów dodatnie jony bombardują tarczę katody i następuje jej „pulweryzacja“ [4]. Urządzenie do pulweryzacji katodowej składa się ze szklanego klosza (rys. 4), zespołu pomp próżniowych: olejowej i dyfuzyjnej, generatora wysokiego napięcia, który zawiera transformator, dający napięcie wtórne 2 KV. Układ elektryczny przedstawia rys. 5.

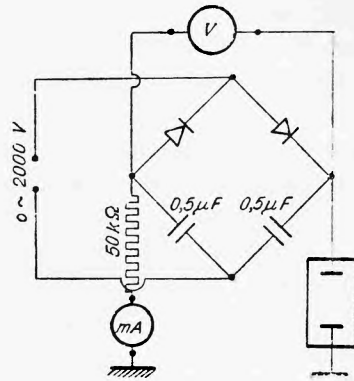
Ażeby struktura badanej próbki nie uległa zmianom pod wpływem pulweryzacji katodowej, należy bombardować takim gazem, by nie zachodziły reakcje chemiczne z badaną powierzchnią oraz zabezpieczyć należy próbkę przed nadmiernym ogrzaniem. Najlepiej stosować jest wodór lub argon. Powietrze powoduje utlenianie się powierzchni. Bieżąca woda zaś chłodzi podstawę, na której umieszczona jest próbka.

Wyżej opisana metoda wydaje się najlepsza ze wszystkich stosowanych dotychczas metod oczyszczania powierzchni z powodów następujących:

1) Jest ona uniwersalna. W tym samym urządzeniu można stosować pulweryzację próbek różnych metali, a także próbek izolatorów. Czyszczenie zaś za pomocą reakcji chemicznych jest specyficzne dla każdego materiału.

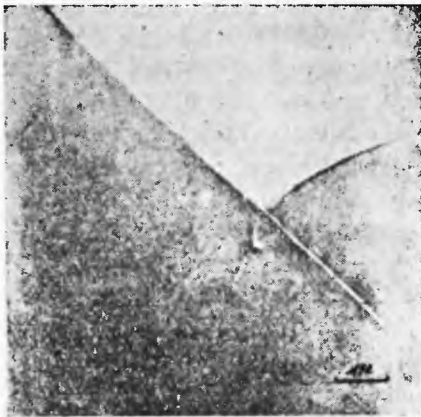


Rys. 4. Urządzenie do pulweryzacji katodowej. Schemat klosza i podstawy.

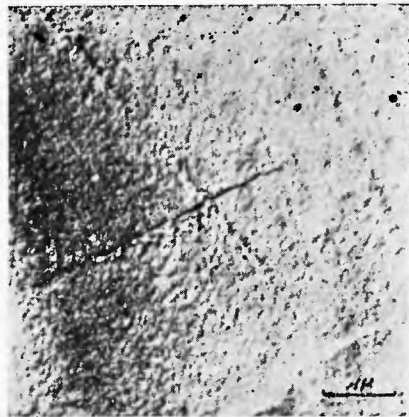


Rys. 5. Schemat elektryczny urządzenia do pulweryzacji katodowej.

2) W zależności od materiału, który podlega czyszczeniu, można bardzo łatwo regulować napięcie lub czas pulweryzacji. W rezultacie otrzymuje się powierzchnię zupełnie czystą.



Fot. 1. Replika powierzchni niklu. Czyszczenie przez pulweryzację katodową.



Fot. 2. Replika powierzchni niklu. Czyszczenie metodą chemiczną.

3) Czyszczenie drogą chemiczną pozostawia ślady korozji, czego unika się przy pulweryzacji katodowej.

Zdjęcia 1, 2 replik niklu pokazują przewagę metody podanej powyżej nad dotąd stosowaną metodą chemiczną.

2. Badanie powierzchni metali w mikroskopie emisyjnym.

Znaczenie mikroskopii emisyjnej do badania powierzchni metali jest bardzo duże, gdyż obrazy otrzymywane za pomocą tych przyrządów nie ograniczają się tak jak w przypadku replik do mikrogeometrii, ale mogą pokazać stan fizyczny powierzchni metalu, zniekształcenia, ustawienie kryształów itp. Zdolność rozdzielcza tych przyrządów jest rzędu 200—250 Å i wszystkie badania idą w kierunku jej poprawienia. Na przykładzie mikroskopu emisyjnego konstrukcji Ch. Ferta wskażę pokrótce zjawiska występujące w tym aparacie oraz wskażę jakimi drogami idą prace nad polepszeniem zdolności rozdzielczej tego mikroskopu.

Jak już zaznaczyłam we wstępie, elektronowy mikroskop emisyjny tym się różni od prześwietleniowego, że źródłem elektronów jest sam badany obiekt, który emituje elektrony albo na skutek termoemisji, fotoemisji, bombardowania jonami lub elektronami. Mikroskop emisyjny konstrukcji Ch. Ferta zawiera trzy soczewki magnetyczne, a obiekt — katoda emituje elektrony pod wpływem bombardowania jonami.

a) soczewki magnetyczne

Wielkość ogniskowej soczewki magnetycznej wyraża się wzorem:

$$\frac{1}{f} = \frac{0,022}{V} \int H_z^2 dz \quad (1)$$

H_z — natężenie pola magnetycznego wzdłuż osi soczewki,

V — napięcie przyspieszające wiązkę elektronów.

Ze wzoru (1) widać, że soczewka o małej ogniskowej musi posiadać dużą wartość natężenia pola magnetycznego, zaś napięcie przyspieszające winno być jak najmniejsze. Ten drugi warunek jest w kolizji ze zwiększeniem zdolności rozdzielczej mikroskopu elektronowego, o czym świadczą poniższe zależności:

$$\varepsilon = \frac{0,61\lambda}{n \sin u} \quad (2)$$

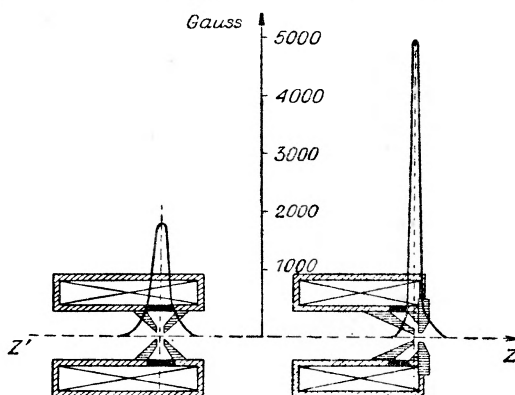
gdzie

$$\lambda = \frac{12,2}{\sqrt{V}}. \quad (3)$$

Zastosowanie nabiegunków [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16] przyczyniło się do otrzymywania pól magnetycznych o dużym natężeniu na małym obszarze, co zwiększyło znacznie zdolności ogniskujące soczewek. Rys. 6 (według G. Dupouy [5]) przedstawia wzrost wielkości natężenia pola w zależności od kształtu nabiegunków soczewki. Nabiegunki powinny być zrobione bardzo precyzyjnie i wykonane być muszą z identycznego materiału ze względu na stałość rozkładu pola.

b) emisja wtórna pod wpływem bombardowania jonami

Wielkość prądu emisyjnego (I_e) jest zależna od czystości badanej próbki, materiału próbki, natężenia prądu bombardujących jonów oraz gazu użytego do stworzenia wiązki jonów. Jak wiadomo, zależy nam na stworzeniu takich warunków, by energia emitowanych elektronów była jak największa, gdyż związana jest z tym zdolność rozdzielcza przyrządu.



Rys. 6. Wykres zależności wielkości natężenia pola magnetycznego od kształtu nabiegunków magnetycznych soczewek elektronowych

Celem oczyszczenia próbki stosuje się opisaną uprzednio pulweryzację katodową. Metoda ta gwarantuje otrzymanie maksymalnie dobrych warunków emisji wtórnej, gwarantuje usunięcie nieczystości i skażeń mogących dać fałszywy obraz badanej powierzchni.

Emisja wtórna jest różna dla poszczególnych materiałów. Tablica poniższa (według G. Słodziana [6]) wskazuje jaki jest współczynnik emisji wtórnej dla poszczególnych metali pod wpływem bombardowania jonami powietrza i argonu.

Tablica I

Metal	$\gamma = I_e/I_j$ Powietrze	$\gamma = I_e/I_j$ Argon
Be	12	13,4
Al	10,5	12,9
Ni	6	4,3
Zr	6	7,7
Co	5	3
Zn	5	3,7
Cr	4,5	4,65
Fe	4,5	4,7
Ta	4	3,4
Mo	2	1,55
W	2	1,25
Ag	1,5	1,2
Cu	1,4	1,2

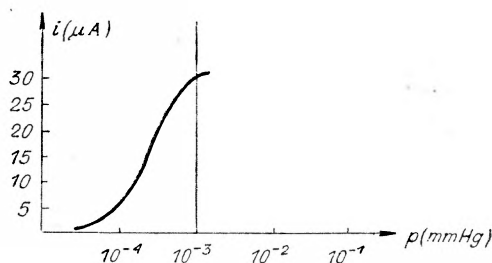
Ciekawe też są wyniki badania wielkości energii, którą posiada procentowa ilość elektronów emitowanych z poszczególnych metali.

Tablica II

Metal	$W < 5 \text{ eV}$	$5 \text{ eV} < W < 10 \text{ eV}$	$10 \text{ eV} < W < 20 \text{ eV}$	$20 \text{ eV} < W < 30 \text{ eV}$
Fe	86%	6,5%	4,2%	1,0%
W	69%	20,0%	11,5%	1,5%
Cu	76%	11,3%	11,3%	1,9%

Jak wynika z tablicy I, dla niektórych metali współczynnik emisji wtórnej dla powietrza jest większy. Jednak lepiej stosować jest argon lub wodór, gdyż nie zachodzi zjawisko utleniania badanej powierzchni.

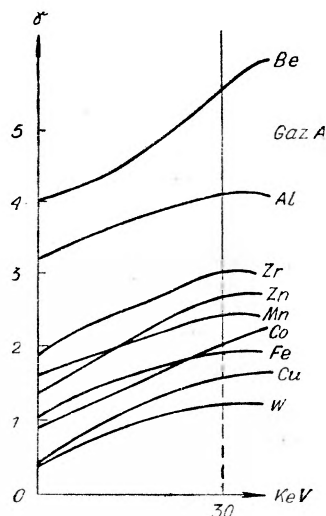
Według D. Blanca i A. Degeilh'a jedynie pod ciśnieniem $10^{-3} - 3 \times 10^{-3} \text{ mmHg}$ argon nadaje się do stworzenia wiązki bombardującej. Tylko w tych warunkach gaz ten gwarantuje stałą wartość prądu, co wskazuje rys. 7.



Rys. 7.

Rys. 7. Wykres zależności natężenia prądu jonów argonu od ciśnienia

Rys. 8. Wykres zależności współczynnika emisji wtórnej różnych metali od energii bombardujących jonów argonu.



Rys. 8.

Rys. 8 wskazuje zmianę współczynnika emisji wtórnej wraz ze zmianą napięcia przyspieszającego jony bombardujące. Współczynnik emisji wtórnej rośnie wraz ze wzrostem energii jonów, osiąga pewne maximum, co widać wyraźnie w przypadku niektórych metali [6, 7].

c) soczewka imersyjna

Jak widać, energia emitowanych elektronów jest bardzo słaba i wobec tego pierwsza soczewka mikroskopu emisyjnego spełnia rolę obiektywu

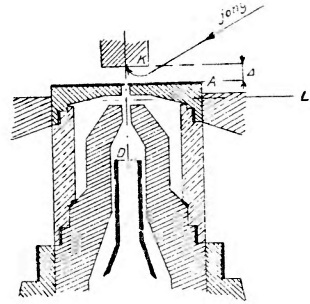
„imersyjnego“ (rys. 9). Celem polepszenia zdolności rozdzielczej Ch. Fert i R. Simon [8] zastosowali w obiektywie imersyjnym diafragmę.

Obiekt jest umieszczony naprzeciwko anody, posiadającej mały otwór. Katoda bombardowana jest przez działło jonowe pod kątem. Według Słodziana [6], gdy kąt wynosi 0° — współczynnik emisji wtórnej wynosi 11,8, gdy zaś kąt równa się 45° , to współczynnik emisji wtórnej równy jest 17,5 dla duraluminium.

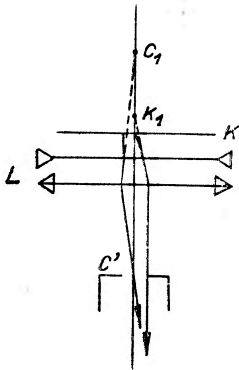
Odległość między katodą — obiektem a anodą jest Δ . Otwór w anodzie powoduje pewne zaburzenia pola elektrycznego, odpowiadające istnieniu soczewki rozpraszającej.

Ten układ soczewek powoduje stworzenie urojonego obrazu katody o powiększeniu $2/3$. Obraz ten znajduje się w odległości $KK_1 = \Delta/3$. Obraz pozorny C_1 znajduje się w odległości 4Δ od anody. K_1 znajduje się w ognisku soczewki magnetycznej, wobec tego obraz tego punktu znajdzie się w nieskończoności, a obraz C_1 w punkcie C' (rys. 10).

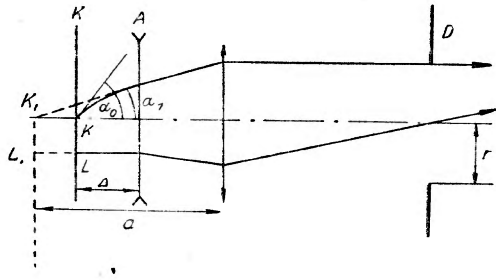
Załóżmy, że jeden elektron o energii φ_0 opuszcza katodę w punkcie K pod kątem α_0 . Inny elektron opuszcza katodę w punkcie L i jego tor jest prostopadły do katody, jak przedstawia rys. 11 [9].



Rys. 9. Schemat soczewki imersyjnej w elektronowym mikroskopie emisyjnym



Rys. 10. Powstawanie obrazu w soczewce imersyjnej elektronowego mikroskopu emisyjnego



Rys. 11. Zastosowanie diafragmy w soczewce imersyjnej

Powiększone o $2/3$ obrazy urojone K_1 i L_1 dzięki powstałej soczewce rozpraszającej znajdują się w odległości $\Delta/3$ od katody. Wielkości kąta α_1 [9] można obliczyć z następującej zależności:

$$\sin \alpha_0 \sqrt{\varphi_0} = \frac{2}{3} \alpha_1 \sqrt{\Phi^*}; \quad \Phi^* = \Phi(1 + 0,98 \cdot 10^{-6}), \quad (4)$$

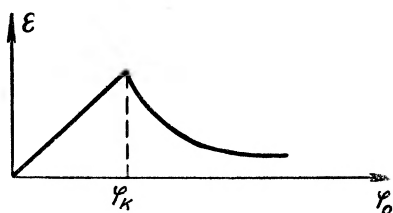
gdzie Φ jest energią, jaką zyska elektron po nadaniu mu przyspieszenia. Elektrony, które pędzą po torach o kierunkach:

$$\sin \alpha_0 > \frac{2}{3} a_1 \sqrt{\frac{\Phi_x}{\varphi_0}}; \varphi_0 > \frac{4}{9} a_1^2 \Phi^x, \quad (5)$$

będą zatrzymywane przez diafragmę D , natomiast elektrony o kierunkach:

$$\sin \alpha_0 \leq \frac{2}{3} a_1 \sqrt{\frac{\Phi_x}{\varphi_0}}; \varphi_0 \leq \frac{4}{9} a_1^2 \Phi^x \quad (6)$$

przejdą przez otwór diafragmy. Zależność pomiędzy zdolnością rozdzielczą mikroskopu a energią elektronu przedstawia rys. 12.



Rys. 12. Wykres zależności zdolności rozdzielczej od energii elektronów

Wartość energii krytycznej, przy której zdolność rozdzielcza jest największa, wyraża się wzorem:

$$\varphi_k = \frac{4}{9} a_1^2 \Phi^x, \quad (7)$$

zaś zdolność rozdzielcza równa jest:

$$\varepsilon = \frac{1,2 \varphi_k \Delta}{\Phi_x} \approx 0,5 \Delta a_1^2. \quad (8)$$

Podstawiając:

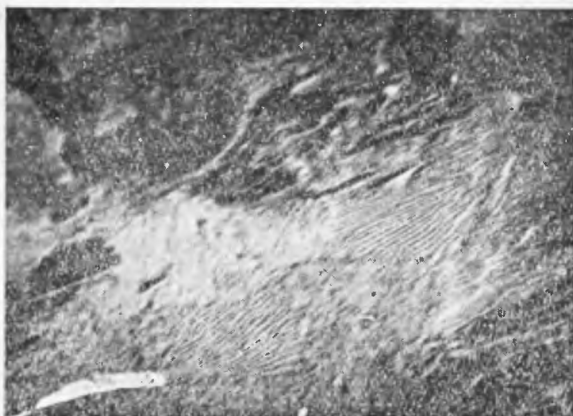
$$\alpha = \frac{r}{a}$$

$$\varepsilon = \frac{0,5 \Delta r^2}{a^2}. \quad (9)$$

Jak wynika z powyższych wzorów, diafragma zwiększa zdolność rozdzielczą mikroskopu emisyjnego. Korzystnie też wpływa zmniejszenie odległości między katodą a anodą. Zdjęcia własne (3, 4) powierzchni stali węglowej wykonane bez diafragmy (3) i przy użyciu diafragmy o średnicy 30μ [4] pokazują jej wpływ na zwiększenie zdolności rozdzielczej.

d) napięcie przyspieszające

Wobec konieczności doprowadzania do katody strumienia jonów próżnia w tego typu mikroskopach jest gorsza aniżeli w mikroskopach



Fot. 3. Powierzchnia stali węglowej. Zdjęcie emisyjne bez diafragmy. Powiększenie 3800 \times



Fot. 4. Powierzchnia stali węglowej. Zdjęcie emisyjne z diafragmą. Powiększenie 3880 \times

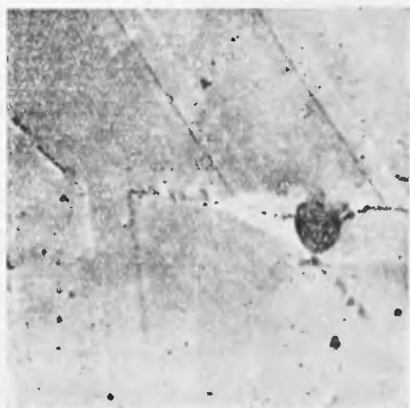
prześwietleniowych. Jest to przyczyną powstawania mikrowyładowań, a, co za tym idzie, stwarza konieczność obniżenia napięcia przyspieszającego elektrony. Stwierdzono, że prąd mikrowyładowań osiąga maximum w czasie od 10^{-4} – 10^{-5} sek po przyłożeniu napięcia. Zasilając mikroskop napięciem impulsowym można by podnieść próg wyładowań. W tym celu J. Gardez [9] zastosował impulsowy generator przyspieszający, który w bardzo dobrych warunkach pozwala na wykonanie zdjęcia przy napięciu 82 KV.

Trudno jest jeszcze w tej chwili ustosunkować się do tego projektu, gdyż autor nie podaje o ile — dzięki zastosowaniu tego typu generatora

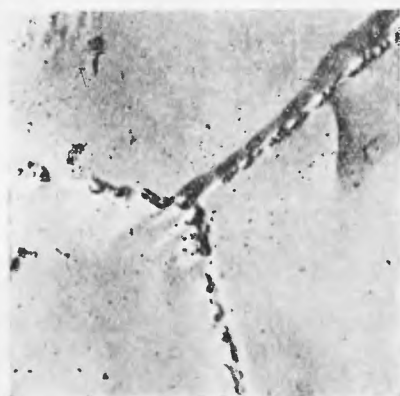
impulsowego — wzrosła zdolność rozdzielcza, a zdjęcia publikowane są powiększone zaledwie 250 razy. Zachodzi też obawa, że napięcie impulsowe wpłynie na zwiększenie aberacji chromatycznej.

III. Wnioski

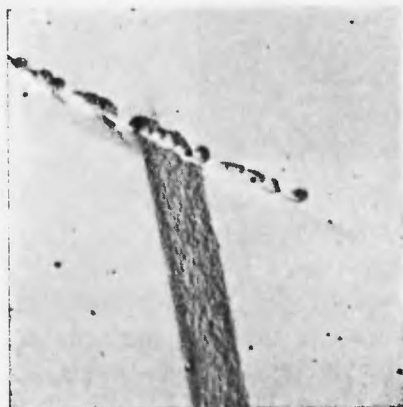
Aczkolwiek mikroskopia emisyjna z punktu widzenia zdolności rozdzielczej pozostaje jeszcze w tyle za mikroskopią prześwietleniową — z pew-



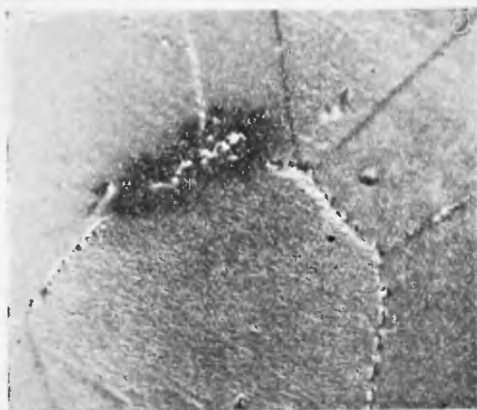
Fot. 5. Powierzchnia stali chromowej. Replika węglowa. Powiększenie 2200 ×



Fot. 6. Powierzchnia stali chromowej. Replika węglowa. Powiększenie 11 300 ×



Fot. 7. Powierzchnia stali chromowej. Replika węglowa. Powiększenie 11 300 ×

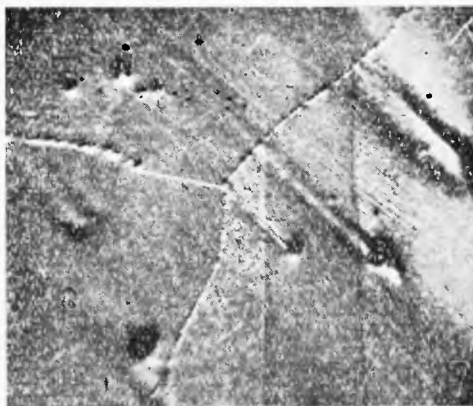


Fot. 8. Powierzchnia stali chromowej. Zdjęcie emisyjne. Powiększenie 4160 ×

nych względów metoda emisyjna badania powierzchni metali przewyższa technikę replik. Wykazuje to porównanie zdjęć własnych repliki stali chromowej (5, 6, 7) i zdjęć emisyjnych tej samej powierzchni (8, 9, 10).



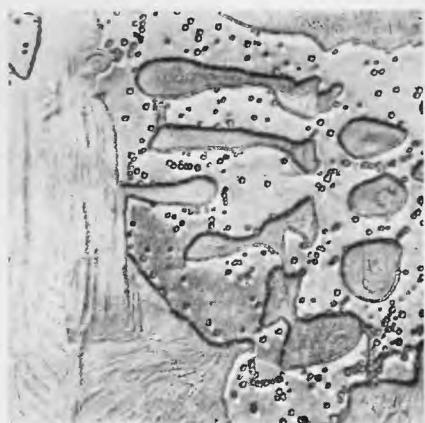
Fot. 9. Powierzchnia stali chromowej.
Zdjęcie emisyjne. Powiększenie 2160 ×



Fot. 10. Powierzchnia stali chromowej.
Zdjęcie emisyjne. Powiększenie 2220 ×

Zdjęcia emisyjne pozwalają na ocenę stanu fizycznego powierzchni. Ten rodzaj stali posiada budowę ferrytyczną, przy czym nieznaczna zwykle zawartość węgla w tej stali wydziela się zazwyczaj na granicy ziaren głównie w postaci węglików chromu. Widać to wyraźnie na zdjęciach replik i na zdjęciach emisyjnych. Ale na zdjęciach emisyjnych wyraźniej występują kryształy, a pasy o bokach równoległych świadczą o odkształceniach bliźniaczych powstałych na skutek naprężeń mechanicznych. W tych ostatnich ujawnia się bardzo wyraźnie zmiana kierunku osi krystalograficznych oraz zmiana barwy, która wskazuje także na inną orientację krystalograficzną. Należy podkreślić, że ta zmiana barwy nie powstała sztucznie, tak jak to bywa w replikach cieniowanych, ale w sposób naturalny, świadczący, że dany kryształ o danym kierunku osi reaguje inaczej na bombardowanie jonów aniżeli kryształ sąsiedni.

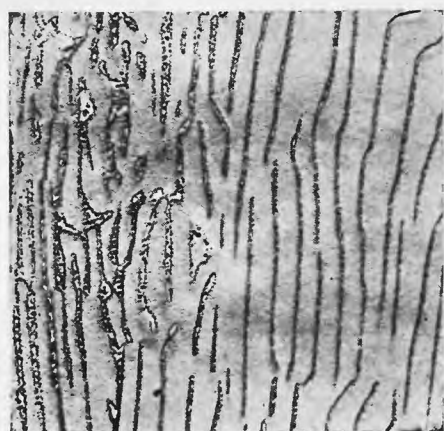
Zdjęcia własne (11, 12, 13, 14) przedstawiają strukturę stali węglowej prawdopodobnie o zawartości 0,6% węgla. Są to zdjęcia replik. Ta sama



Fot. 11. Replika węglowa powierzchni stali węglowej. Powiększenie 3300 ×



Fot. 12. Replika węglowa powierzchni stali węglowej. Powiększenie 2200 ×



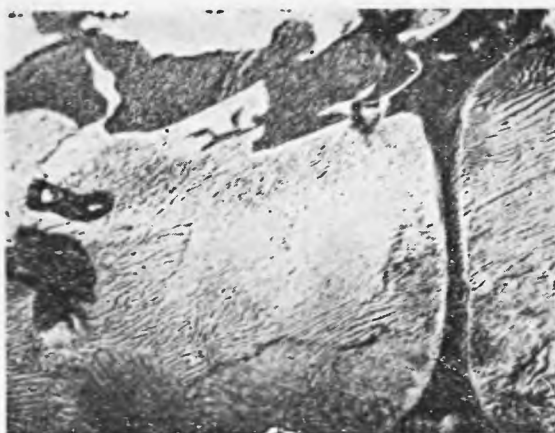
Fot. 13. Replika węglowa powierzchni stali węglowej. Powiększenie 11300 ×



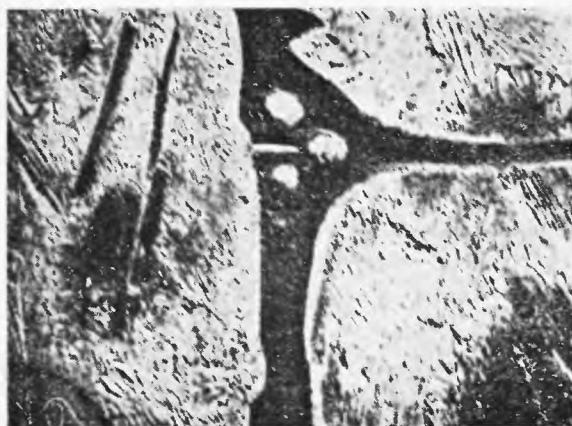
Fot. 14. Replika węglowa powierzchni stali węglowej. Powiększenie 9800 ×

powierzchnia obserwowana w mikroskopie emisyjnym przedstawiona jest na zdjęciach (15, 16, 17).

Tego typu stal powinna posiadać strukturę składającą się z ferrytu i perlitu, przy czym na skutek wolnego studzenia z nasyconego w temperaturze eutektoidalnej ferrytu (o zawartości 0,036% C) w miarę oziębiania powinien wydzielić się cementyt trzeciorzędowy. Wiąże się to ze zmniejszającą rozpuszczalnością węgla w żelazie. Głównymi składnikami strukturalnymi wyżej omawianej stali jest ferryt i perlit. Zdjęcia replik bardzo wyraźnie ujawniają szczegóły powierzchni tej stali. Na zdjęciu 12 widać jaśniejsze pola ferrytu, na których znajduje się wielka



Fot. 15. Powierzchnia stali węglowej. Zdjęcie emisyjne. Powiększenie 3700



Fot. 15. Powierzchnia stali węglowej. Zdjęcie emisyjne. Powiększenie 3300 ×

liczba drobnych kuleczek przedstawiających cementyt trzeciorzędowy i wyraźne pola pasemkowe perlitu składającego się z pasemek cementytu trzeciorzędowego na tle ferrytycznym. Sam perlit przedstawiony jest na zdjęciu 13.

Zdjęcia emisyjne tej powierzchni nie ujawniają szczegółu, ale mają znacznie większą „czułość na głębę”. Pola ferrytu są tu ciemne, perlitu jaśniejsze z wyraźnymi pasemkami. Na zdjęciu 15 widać, że poszczególne poletka perlitu są do siebie ustawione pod różnym kątem, co również może świadczyć o pewnych odkształceniach.

Z porównania tych dwóch metod wynika, że celem zbadania powierzchni metalu nie wystarczy tylko metoda emisji czy tylko replika. Podstawowym zdjęciem jest zdjęcie emisyjne — daje ono ogólne wyobrażenie o powierzchni — dodatkowym materiałem jest zdjęcie repliki, która ujawnia szczegół. Być może, że w przyszłości metodę repliki zarzuci się zupełnie —



Fot. 17. Powierzchnia stali węglowej. Zdjęcie emisyjne. Powiększenie 4160 ×

wtedy, gdy mikroskopy emisyjne będą miały dużą zdolność rozdzielczą, a obsługa ich będzie mniej skomplikowana.

Stosując metodę replik, metodę emisyjną można zbadać powierzchnię interesujących nas metali, nowych stopów, a co ciekawsze obserwować zachodzące procesy pod wpływem bodźców mechanicznych, cieplnych, elektrycznych i magnetycznych. Prócz tego mikroskopia elektronowa daje możliwości badania procesów kinetycznych, jak wzajemne przenikanie metali, utlenianie itp. Nowoczesna mikroskopia elektronowa pozwala na bardzo ciekawe badania dotyczące już mikrostruktury, a mianowicie odkrywanie defektów i dyslokacji w monokryształach. Wiąże się to z zastosowaniem dyfrakcji elektronów.

Literatura

- [1] H. Mahl, *Metallwirtschaft* **19**, 488 (1940).
- [2] Ch. Fert, *Le Microscope Electronique et son application à l'étude des états de surface*.
- [3] R. Dargent, Thèses. Édition Métaux. Saint-Germain-en-Laye.
- [4] H. S. W. Massey, E. H. S. Burhop, *Electronic and Ionic Impact Phenomena*. Oxford 1952.
- [5] G. Dupouy, *Éléments d'Optique Électronique*.
- [6] G. Slodzian: C. R. Acad. Sci. [Paris] **246**, 3631 (1958).
- [7] C. Cousinié, N. Colombié, Ch. Fert, R. Simon, C. R. Acad. Sci. [Paris] **249**, 387 (1959).
- [9] J. Gardez, C. R. Acad. Sci. [Paris] **249**, 2034 (1959).
- [8] Ch. Fert, R. Simon, C. R. Acad. Sci. [Paris] **243**, 1300 (1956); **244**, 1177 (1957).
- [10] M. Knoll, E. Ruska, *Z. Phys.* **78**, 318 (1932); *Ann. Phys.* [Leipzig] **12**, 607 (1932).
- [11] L. Marton, *Bull. Ac. Roy. Belgique* 1934, 1935, 1936; *Éd. Rev. d'Optique* 1935; *Phys. Rev.* **58**, 57 (1940).
- [12] B. von Borries i E. Ruska, *Z. Phys.* **76**, 649 (1932); *Wiss. Veröff. Siemens* **17**, 99 (1938); *Z. Phys.* **20**, 225 (1939); *Naturwiss.* **18**, 281 (1939); Thèse, Paris, 1924.; *Rev. d'Optique*, **11**, 397 (1947).

- [13] M. von Ardenne, *Elektronen Übermikroskopie*, J. Springer, Berlin 1940; Z. Phys. **116**, 249 (1940); **115**, 339 (1940); **117**, 42, 72, 602 (1941); **118**, 384 (1942); Z. f. Instrumentenkunde **22**, (1940); Z. Phys. Chem. A. **187**, 1 (1940).
- [14] V. K. Zworykin, G. A. Morton, E. G. Ramberg, J. Hillier, A. W. Vance: — *Electron Optics and the Electron Microscope*, J. Willey, New York 1945.
- [15] J. Hillier, J. appl. Phys. **17**, 307 (1946).
- [16] J. Hillier, A. W. Vance, Proc. I. R. E. **167** (1941).
- [17] Ch. Fert, Bul. de Microscopie Appliquée **6**, 3 (1956).

Sprawa terminologii fizyki

Wszystkim dobrze wiadomo, w jak szybkim tempie narasta w ostatnich czasach liczba pojęć używanych w fizyce. W końcu wieku 19-ego i w pierwszych latach wieku 20-ego, gdy proces rozwoju fizyki odbywał się stosunkowo powoli, a ośrodków fizyki polskiej było niewiele (Kraków, Lwów, częściowo Warszawa) i kilku zaledwie wybitnych fizyków, wzrost liczby nowych terminów nie wywoływał wielkich trudności. Fizycy o takim odczuciu ducha języka polskiego, jak profesor Witkowski lub profesor Natanson tworzyli nowe nazwy, które zwykle bez sprzeciwu były przyjmowane. Lecz po pierwszej wojnie światowej pojawiły się nowe, szybko rosące ośrodki fizyki polskiej, Warszawa, Poznań, Wilno. Również bardzo szybko zaczęły wzrastać ośrodki nauk technicznych, które bądź oddzieliły się całkowicie od fizyki, jak elektrotechnika, radiotechnika, bądź stawały się prawie samodzielnymi działami fizyki, jak mechanika techniczna lub termodynamika techniczna. Nauki techniczne zaczęły tworzyć i tworzą nadal swoją terminologię, niezależną od terminologii tworzonej przez fizyków i często z nią niezgodnej. Powstały Komisje terminologiczne, takie, jak Centralna Komisja Słownictwa Elektrotechnicznego, Komisja Definicji i Symboli przy Stowarzyszeniu Elektryków Polskich, Komisja Słownictwa Mechaniki Teoretycznej i Hydromechaniki Polskiego Komitetu Normalizacyjnego, które ustalały nazwy nowych pojęć, często bez porozumiewania się z fizykami. Fizycy polscy, zajmujący się czystą nauką i czytający prawie wyłącznie literaturę zagraniczną nie dbali bardzo o słownictwo. W różnych ośrodkach zaczęto używać różnych nazw dla oznaczenia tych samych pojęć. Część fizyków używała nazwy „prążki widmowe“, inni mówili „linie widmowe“. W jednym mieście mówiono „częstość“, „przewodnictwo“, w drugim „częstotliwość“, „przewodność“. „Opór“ i „oporność“, „przenikliwość magnetyczna“ i „przenikalność magnetyczna“ są przykładami rozmaitych rozbieżności terminologicznych, których oczywiście jest znacznie więcej, niż tu można wymienić.

Już w kilka lat po zakończeniu pierwszej wojny światowej zaczęto w kołach fizyków odczuwać potrzebę ujednostajnienia słownictwa. W roku 1928 powstała mała Komisja przy Polskim Towarzystwie Fizycznym, która zajęła się słownictwem. W roku 1929 w Sprawozdaniach i Pracach Polskiego Towarzystwa Fizycznego zostały ogłoszone „Materiały do polskiego słownictwa fizycznego“ zebrane i opracowane przez M. Jeżewskiego, W. Kapuścińskiego i J. Weyssenhoffa.

Następnie sprawą słownictwa zajęła się Akademia Nauk Technicznych w Warszawie, tworząc Komisję Polskiego Słownictwa Technicznego. Akademia powzięła bardzo ambitny plan ustalenia całego polskiego słownictwa technicznego. Miały być opracowane Słowniki różnych nauk technicznych. Akademia utworzyła specjalne podkomisje zajmujące się różnymi naukami. Na czele całej organizacji stał niespożytej energii profesor A. Wasiutyński, ówczesny prezes Akademii. Zaczęto przede wszystkim od opracowania nauk podstawowych. Miały być opracowane słowniki matematyki, fizyki, chemii. Grono zaproszonych matematyków opracowało pięciojęzyczny Słownik Matematyki wraz z definicjami, wydany przez Akademię w roku 1936. Po wydaniu tego słownika Akademia przystąpiła do prac przygotowawczych nad słownikiem fizyki.

W Akademii odbywały się posiedzenia, na których spośród fizyków byli zwykle obecni profesorowie Białobrzeski, Pieńkowski, Wertenstein, Wolfke. Przewodniczącym Podkomisji był M. Jeżewski. W posiedzeniach brali również udział profesorowie: Drewnowski, Huber, Pogorzelski, Pomianowski, Pszenicki, Staniewicz. Dyskusje były często bardzo burzliwe, ponieważ okazało się, nie tylko zresztą wówczas, lecz i przy innych, późniejszych okazjach, że sprawy terminologiczne znacznie więcej roznamiętniają specjalistów niż sprawy czysto naukowe.

W roku 1939 wyszła z druku część słownika fizyki, mianowicie Elektryczność i Magnetyzm, opracowana przez M. Jeżewskiego, W. Pogorzelskiego i L. Wertensteina. — Druga wojna światowa przerwała tę pracę, jak też położyła kres istnieniu Akademii Nauk Technicznych.

Po ostatniej wojnie przy Towarzystwie Fizycznym powstała Komisja Terminologiczna, która później przybrała nazwę Komisji Terminów, Oznaczeń i Jednostek. Członkami Komisji byli profesorowie Jeżewski (przewodniczący), Kapuściński, Niewodniczański, Sosnowski i Weyssenhoff. Komisja opracowała spory materiał tak terminów, jak też i oznaczeń, ogłoszony w *Postęпах Fizyki II*, 176 (1951) zes. 1—3. Jej działalność po kilku latach przerwała się z różnych przyczyn.

Najwidoczniej w całym świecie odczuwa się potrzebę ustalenia tak terminologii, jak również oznaczeń wielkości fizycznych i symboli jednostek, gdyż przy różnych instytucjach powstały komisje zajmujące się tymi sprawami. Przy Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej istnieje Komisja, której nazwą jest *Commission de Symboles, Unités et Nomenclature*. W roku 1955 został przez nią ogłoszony projekt różnych przepisów odnoszących się do oznaczeń w druku oraz do symboli różnych wielkości fizycznych przetłumaczony przez W. Majewskiego i ogłoszony w *Postęпах Fizyki*, VIII, 485 (1957), Zesz. 4.

Również istnieje obecnie organizacja pod nazwą *International Organisation for Standardization*, której Generalny Sekretariat ma siedzibę w Genewie. Ustala ona nazwy jednostek i ich symbole.

Na XVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu została wskrzeszona z powrotem Komisja Terminów, Oznaczeń i Jednostek, w składzie: M. Jeżewski (przewodniczący), W. Kapuściński, H. Niewodniczański, J. Roliński, T. Skaliński i J. Weyssenhoff. Komisja rozpoczęła już swą działalność ustalając pewne propozycje dla Polskiego Komitetu Narodowego Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, o których może będe mógł napisać w przyszłości.

Ponieważ wiemy z doświadczenia, jak sprawy słownictwa (a także i jednostek) roznamiętniają często naukowców, szczególnie, gdy ich zaskoczą pewne niespodziewane propozycje, pamiętni burzy, jaką wywołał bardzo niewinny wniosek w sprawie ustalenia pisowni niektórych nazw jednostek na Poznańskim Zjeździe Fizyków, pragnęlibyśmy najpierw poddawać publicznej dyskusji wszelkie nowe projekty z tych dziedzin. Redakcja *Postępów Fizyki* zgodziła się otworzyć kącik językowy, w którym wszyscy zainteresowani mogliby się wypowiadać. Prosimy zatem o nadsyłanie wszelkich uwag w sprawie użytych czy używanych terminów w wydawanych książkach czy czasopismach, czy też w sprawie jakichkolwiek wątpliwości pod adresem Redakcji *Postępów Fizyki*, Kraków, ul. Gołębia 13. Wydaje mi się, że również można by dyskutować w tym dziale ważną sprawę jednostek.

M. Jeżewski -

Jan WEYSSENHOFF — *Zasady elektromagnetyki i optyki klasycznej*, t. I. PWN, Warszawa 1957, str. 597, cena zł 52

Wielkie opóźnienie niniejszej recenzji jest tylko w części winą jej autora. Jest ono, niestety, faktem, skąd wynika, że w ciągu długiego czasu, który upłynął od ukazania się „*Zasad elektromagnetyki*“, wszyscy zapewne fizycy polscy, a także chyba liczni słuchacze fizyki mieli już sposobność do zapoznania się z tą książką. W obecnym więc stanie rzeczy, gdy praca prof. Weyssenhoffa anonsowania nie potrzebuje, rola niniejszej recenzji polega raczej na podaniu kilku uwag o najwybitniejszych cechach tej książki niż na szczegółowym jej streszczeniu. Zapewne zresztą bardziej odpowiednim autorem recenzji byłby teoretyk rozporządzający większą skalą porównawczą znanych sobie dzieł traktujących o tym przedmiocie, a także lepszym wyczuciem niektórych poruszanych w książce zagadnień.

Praca prof. Weyssenhoffa (której tom II ma się wkrótce ukazać) wchodzi w skład zbiorowego podręcznika fizyki teoretycznej opracowywanego poszczególnymi działami przez najwybitniejszych polskich fizyków-teoretyków. Tematem tomu I jest, to co zwykle się obejmować umowną nazwą „klasycznej teorii elektryczności“. Oznacza to, że nie zawiera on elektrodynamiki relatywistycznej, tym bardziej zaś teorii kwantowych; podobnie też nie dyskutuje się szczegółowo mikroskopowej interpretacji obserwowanych zjawisk makroskopowych oraz ich różnych atomistycznych modeli. Świadczą o tym już same tytuły rozdziałów I tomu — oto one: Zasady elektrostatyki w próżni (najobszerniejszy, blisko czwarta część książki); zasady elektrostatyki w dielektrykach; teoria potencjału; metody rozwiązywania zagadnień specjalnych w elektrostatyce, energia i siły mechaniczne w polu elektrostatycznym; prądy elektryczne przewodzone; zasady magnetostatyki w próżni; zasady magnetostatyki w magnetykach; energia i siły mechaniczne w polu magnetostatycznym; prąd dielektryczny i równania Maxwella; elektrodynamika prądów quasistacjonarnych. Książkę zamykają „Przypisy matematyczne“, „Wzory matematyczne“, „Przypisy fizyczne“ oraz skorowidz. Teoria fal elektromagnetycznych wraz z tzw. optyką fizyczną znajdzie się w tomie II.

Autor zastrzega się w przedmowie, że zakłada u czytelnika znajomość przedmiotu w tym zakresie, w jakim bywa wykładany w kursie fizyki doświadczalnej pierwszych dwóch lat uniwersytetu lub politechniki. Należy jednak podkreślić, że wszędzie tam, gdzie może to sprzyjać nawiązaniu bliskiego kontaktu teorii z jej podstawami doświadczalnymi — a więc zwłaszcza w częściach wstępnych głównych partii podręcznika — autor nie stroni od przedyskutowania pewnych szczegółów o charakterze doświadczalnym, i to nawet w ujęciu historycznym. Można tu wymienić dla przykładu kilkunastostronicowy paragraf: „Jakościowe wiadomości z elektrostatyki“, „Elektresy“, „Ferroelektryki“, informacje o polu elektrycznym w atmosferze, liczne wzmianki w rozdziałach traktujących o elektrolitach, o magnetyzmie itd. — prócz często spotykanych w innych działach drobniejszych wzmianek o tym samym charakterze. Ożywiają one wykład, wiążą go ściślej z rzeczywistością przyrodniczą, przeciwdziałają pogrążeniu się czytelnika w samym tylko formalizmie matematycznym. Te związki i zawsze ciekawie napisane nawiązania do doświadczenia są, moim zdaniem, jedną z cennych cech swoistych omawianej książki.

Tych cech jest zresztą więcej. Po prostu cała książka wywiera wrażenie napisanej jakoś zupełnie nieszablonowo, w sposób świeży i oryginalny. Uderza to czytelnika niemal na samym wstępie i wrażenie to nie tylko pozostaje, lecz utrwała się i wzrasta w miarę dalszego czytania — aż do znakomitych „Przypisów fizycznych“ na samym końcu.

Taką główną może cechą swoistą, nadającą ogólny ton całej pracy, jest rzadko spotykana, drobiazgowo niemal dbałość o ścisłość sformułowań i rozumowań. Kto ceni ścisłość w wysłowieniu, w definiowaniu i użyciu pojęć, w przejściach logicznych, nie mówiąc już o ścisłości rozumowań czysto matematycznych, ze wskazywaniem na jej ewentualne ograniczenia — ten w książce prof. Weyssenhoffa znajdzie wiele powodów do zadowolenia. Nie jest to bynajmniej jakiś pedantyzm (który zresztą nie zawsze jest wadą, a często właśnie dydaktycznie ważną zaletą), lecz jak gdyby nieustanna troska o czytelnika, chęć uprzedzenia możliwych nieporozumień, wątpliwości czy zastrzeżeń z jego strony, jakby dążenie do możliwie wszechstronnego oświetlenia mu każdej kwestii, nawiązania z nim bliskiego kontaktu, wejścia w jego krąg myślenia. Te uwagi precyzujące, zresztą wtrącone w tekście, zawarte w petitowych wstawkach lub w odsyłaczach, nie obciążają wykładu, lecz nadają mu często niełatwą do scharakteryzowania, ale cenną i miłą cechą jakby swobodnej rozmowy, jak gdybyśmy byli słuchaczami jakiegoś „konwersatorium“, gdzie prowadzącemu je chodzi o możliwie jasne i pełne oświetlenie zagadnień. Być może, iż niektóre z tych uwag¹ dotyczą rzeczy raczej drobnych, mniejszej stosunkowo wagi, ale konsekwencja w ich wskazywaniu i precyzowaniu budzi ogólne wrażenie niezwykle starannego przemyślenia materiału, szczególnie dokładnego wykończenia pracy. Krótko mówiąc, tekst jest po prostu cyzelowany, jest on antytezą tego, co nazywa się „pospieszną robotą“, nieraz niestety widoczną w różnych podręcznikach. Walory dydaktyczne takiego ujęcia — dla uważnego czytelnika — nie wymagają uzasadniania.

Jak wspomniano wyżej, podobna staranność charakteryzuje sposób przedstawienia wywodów matematycznych. Nie tylko są tu dostatecznie szczegółowo rozwinięte zasadnicze przejścia w rozumowaniach, ale liczne uwagi wyjaśniające wprowadzane założenia, granice ich ścisłości i stosowności, ich powiązanie z doświadczeniem — wszystko to ułatwia czytelnikowi opanowanie trudnego często materiału. Jako o drobnym przykładzie z tego zakresu wspomnę o wielkiej staranności autora w formułowaniu i stosowaniu reguł dotyczących znaków. Zresztą, próżną byłoby rzeczą przytaczanie szczegółowych przykładów owej „troski o czytelnika“ — trzeba by bowiem cytować niemal każdą stronę.

Inną wartościową cechą książki prof. Weyssenhoffa jest — jak sądzę — nieunikanie spraw, które można by żartobliwie nazwać „drażliwymi“. Rozumiem przez to kwestie wypadające z głównego nurtu teorii, kłopotliwe: podręczniki nie lubią się nad nimi rozwodzić, udzielają im mało uwagi, przechodząc czym prędzej na utarte drogi. Tymczasem autor „*Elektromagnetyki*“ zagadnień takich nie unika, dając do wydobycia na światło dzienne niejako „podziemnego nurtu“ zagadnień. Przytoczmy kilka na chybił trafił wybranych przykładów: potencjał Ziemi; linie osobliwe pola; grubość warstw pojedynczych; różne kwestie dotyczące sił elektromotorycznych przyłożonych oraz definicji biegunów magnetycznych; energia elektryczna jako energia swobodna; zadanie z indukcji na str. 438 i wiele innych. Tutaj można także zaliczyć problematykę obwodów nadprzewodzących, które autor wykorzystuje w prosty i oryginalny sposób w rozdz. IX przy wyprowadzeniu wzoru na energię pola magnetycznego. Weźmy dalej sporne i często dyskutowane (ale nie do końca) zagadnienie słynnych analogii $H-E$, $B-D$ z jednej

¹ One to w części są odpowiedzialne za dużą ilość nawiasów, co stanowi jedną z cech charakterystycznych graficznej kompozycji tekstu...

strony, i *H-D*, *B-E* z drugiej. Na podstawie lektury dawniejszych podręczników trudno było niespecjaliście wyrobić sobie zdanie o wartości i granicach zastosowania obu analogii: zazwyczaj każdy autor zajmował mniej lub bardziej zdecydowane stanowisko na korzyść jednej z nich. Po zapoznaniu się z tym, co na ten temat mówi prof. Weysenhoff w swym podręczniku, staje się rzeczą jasną, że obie analogie są uprawnione i pożyteczne w odpowiednim dla siebie zakresie zastosowań, nie należy jednak dążyć do zapewnienia którejs z nich jakiejś wyłączności w całym zakresie teorii. Autor poświęca tej sprawie — z korzyścią dla czytelnika — wiele uwagi, zajmując wobec propagowanych skrajności stanowisko polemiczne (por. doskonały § 5 rozdz. VIII).

Kilka słów o „Przypisach“ — należy to im się nie tylko dlatego, że stanowią mniej więcej szóstą część całej książki. „Przypisy matematyczne“ zawierają rzeczy nietrudne i raczej znane; można by się spierać, czy wszystkie są potrzebne w podręczniku dla III bądź co bądź roku (np. przypisy 1, 3, 5) — ale podano je nam w sposób tak przyjemny, że czyta się je z satysfakcją, zwłaszcza ciekawie ujęty przypis 8 o wektorach biegunowych i osiowych. Bardzo pożyteczne jest obszerne zestawienie wzorów z analizy wektorowej, dyskusja twierzeń Gaussa, Greena i Stokesa, i in.

Powszechnie uważa się w kołach fizyków sprawę jednostek elektrycznych za rzecz nie tylko zawiłą, ale niepospolicie nudną. Otóż po zapoznaniu się z recenzowanym podręcznikiem wielu czytelników zapewne zmieni zdanie pod tym względem. Już w tekście autor wprowadza jednostki elektryczne i magnetyczne w sposób tak jasny i prosty, że zaczynamy nabierać do nich zaufania, nawet jeśli konieczne jest przedstawienie się na „racjonalizację“. Godzi nas bez reszty z tym tematem „Przypis fizyczny F 1“, który czyta się — bez przesady! — z dużą przyjemnością. Znajdujemy tu (obok bardzo interesujących uwag o charakterze metodologicznym) również ciekawą historię powstawania różnych układów wzorów i jednostek elektrycznych, doprowadzoną aż do ostatniej reformy z 1. I. 1948. Sam autor jest zwolennikiem racjonalizowanego układu Giorgiego, jakkolwiek w podręczniku posługuje się często równoległym układem racjonalnym Lorentza.

Z innych przypisów fizycznych wymienię tylko „F 5“, który zawiera ocenę rządów wielkości takich jak gęstość gazu elektronowego w metalach (w znaczeniu elektrycznym i mechanicznym), grubość warstwy naładowanej na przewodnikach, powiększenie masy ciała wskutek naładowania i in. Wyniki budzą w pierwszej chwili zdumienie, tak dalece bowiem odbiegają od tego, co sobie zwykle na ten temat wyobrażamy.

Jeśli chodzi o bardziej zewnętrzne cechy omawianej książki, to należy podkreślić jej gładki, prosty, swobodny styl, przejrzystą budowę zdań, bardzo poprawny język przywodzący na myśl piękny język „Zasad Fizyki“ Witkowskiego². Wszystko to sprawia, że tekst czyta się gładko i przyjemnie.

„Architektonika“ książki jest bardzo rozczłonkowana: rozdziały, paragrafy, podparagrafy, często jeszcze drobniejsze poddziały, z oznaczeniami dziesiętnymi. Ułatwia to niewątpliwie powoływanie się na dane miejsce tekstu (co autor często stosuje) i w ogóle korzystanie z podręcznika, podobnie zresztą jak bardzo pożyteczne wyróżnienia graficzne (petit, kursywa) oraz oznaczenie miejsc trudniejszych gwiazdkami. Szata graficzna bardzo dobra, rysunki wykonane starannie. Korekcie wymknęło się jednak kilkanaście błędów poza przytoczonymi w „Erratach“.

Jak wiadomo, każda szanująca się recenzja powinna koniecznie — po podkreśleniu dodatnich stron danej pracy — przejść do wykazywania jej błędów i usterek. Podobno nawet wnikliwość recenzji mierzy się objętością i wagą tego wykazu. Cóż ma jednak zrobić recenzent, gdy usterek jest tak mało, jak w danym przypadku? Musi widocznie

² Drobnych usterek językowych zauważyłem w całej książce parę, np. str. 19, w. 1 g.; str. 44, w. 9, § 3, 21; str. 298, ostatni wiersz petitu w tekście.

ograniczyć się do wyłowienia kilku przeoczeń, błędów drukarskich, najwyżej do prób łagodnej polemiki. Do przeoczeń tutaj należą np.: str. 63, w. 6 d.: lewej, nie prawej. Str. 158, w. 1—2 d.: rzędu, nie stopnia. Str. 305 (petit): ciepło Joule'a oczywiście nazywamy „nieodwracalnym“, a Peltiera — „odwracalnym“, jak to zresztą czyni autor na str. 326, § 8,1. Str. 316, w. 2 pod wzorem (7e): druga, nie trzecie. Str. 409 w drugim akapicie § 5,4: substancja nie znajduje się w stanie równowagi. Str. 490, p. 3, kursywa: należy przestawić „niższego“ i „wyższego“. Na tej samej stronie 2 wiersze wyżej: po pierwiastku opuszczono — 1 i brak zastrzeżenia, że $n \neq 2$.

Z kolei parę uwag o nieco innym charakterze. Str. 115: Trudno powiedzieć po prostu, że pojemność „ziemi“ (czy „Ziemi“?) jest bardzo wielka w porównaniu do pojemności przyrządów, gdyż łatwo można mieć w laboratorium kondensatory o pojemności rzędu milifaradów (u Siemens'a wykonano nawet w swoim czasie kondensator o pojemności jednego farada). Sprawa nie jest tak prosta. — Str. 60, § 5,3: Biegun próbny można by doskonale zanurzyć w metalu (rtęć), gdybyśmy go osłonili cieniutką warstewką izolatora (która elektrycznie nie miałaby znaczenia). — Str. 43 w. 7 d.: Jeżeli C jest przewodnikiem, inaczej cały nabój nie ucieknie. — Str. 105, w. 5 d.: działanie to znikłoby też w skończoności (o to nam bardziej chodzi). — Str. 524 w tabelce: Przykład $\text{div } \mathbf{B}$ jako pseudoskalara wydaje się dlatego nieodpowiedni, że identycznie znika. Lepsza byłaby $\text{div } \mathbf{H}$.

Co się tyczy błędów drukarskich, to są one przeważnie tak łatwe do zauważenia, że nie warto ich tu wszystkich wymieniać, wystarczy kilka nieco trudniejszych. I tak: na str. 280 we wzorze (5i) w nawiasach wszędzie minusy. Str. 345, wz. drugi od dołu: po prawej stronie $d\sigma$, nie ds , podobnie str. 460, wz. ostatni. Str. 369, wz. (6g) opuszczono w mianowniku c_1^2 . Str. 471 w przeróbce wz. (6i): I_0 , nie I . Str. 481, we wz. (9g'): minus przed kappa. Niżej i w (9i) zginęło i w wykładniku. Str. 483, wz. (9p): brak wężyka nad E . Ponadto kilka błędów w powoływaniu się na inne wzory lub rysunki.

Na zakończenie tej zbyt już długiej recenzji można stwierdzić z całym przekonaniem, że w „*Elektromagnetyce*“ nasza literatura naukowa otrzymała dzieło o pierwszorzędnej wartości, nie tylko niezmiernie użyteczne dla studiującej młodzieży, ale też takie, do którego można wracać, czytając urywkami, z prawdziwą przyjemnością. Niecierpliwie też oczekujemy na tom drugi.

Książkę prof. Weyssenhoffa zamyka się z westchnieniem: „Gdybyż to mieć całość fizyki teoretycznej w taki właśnie sposób napisaną...!“

W. Kapuściński

Odnaczenie Kapicy

Prezydium Akademii Nauk ZSRR nadało medal Łomonosowa za rok 1959 Piotrowi Leonidowiczowi Kapicy w uznaniu jego prac w dziedzinie fizyki niskich temperatur.

Sir Harrie S. W. Massey

Królowa angielska Elżbieta II nadała Harrie S. W. Masseyowi, profesorowi Uniwersytetu Londyńskiego, tytuł rycerski.

Medal Faradaya

Trzydziesty ósmy Medal Faradaya otrzymał Sir George Thomson, obecny przewodniczący British Association, za swój wybitny wkład w rozwój wiedzy o elektryczności.

Fizycy francuscy członkami Akademii Nauk ZSRR

W dniu 4 marca b. r. ambasador ZSRR w Paryżu p. Winogradow przekazał w salonach ambasady dyplomy pięciu nowo-wybranych członkom zagranicznym Akademii Nauk ZSRR. Wśród nich znajdowało się dwóch fizyków: Louis de Broglie, sekretarz francuskiej Akademii Nauk, i Louis Neel, profesor Uniwersytetu w Grenoble.

Nagroda Fermiego

Nagrodę Fermiego za rok 1959 otrzymał Glenn T. Seaborg, rektor Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley.

Seaborg położył wielkie zasługi przy odkryciu plutonu, następnie izotopów ^{239}Pu i ^{238}U oraz pierwiastków od 95 do 101. W r. 1951 otrzymał Nagrodę Nobla z chemii.

Mariani w Instytucie Badań Jądrowych

Przewodniczącym Rady Naukowej Instytutu Badań Jądrowych PAN został Marian Mięśowicz, członek korespondent Polskiej Akademii Nauk, profesor Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, kierownik oddziału krakowskiego Zakładu Fizyki Cząstek Elementarnych Instytutu Badań Jądrowych.

Zastępcą do spraw fizyki Dyrektora Instytutu Badań Jądrowych został Marian Danysz, profesor Uniwersytetu Warszawskiego, kierownik Zakładu Fizyki Cząstek Elementarnych Instytutu Badań Jądrowych.

Trzecia konferencja genewska?

Sekretarz Generalny Organizacji Narodów Zjednoczonych Dag Hammarskjöld przedstawił Zgromadzeniu Ogólnemu stanowisko Naukowego Komitetu Doradczego ONZ, który jednomyślnie uznał potrzebę urządzenia pod patronatem Organizacji Narodów Zjednoczonych trzeciej konferencji na temat pokojowych zastosowań energii jądrowej. Zdaniem Komitetu konferencja powinna odbyć się znowu w Genewie, najlepiej w roku 1962.

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej

W Wiedniu w dniach 9 i 10 grudnia 1959 r. odbyło się zebranie ekspertów, którzy badali zmiany rozkładu koncentracji trytu w wodach. Badania takie dostarczają wiadomości co do zasobów wód podziemnych, prędkości mieszania się wód jeziornych względnie warstwy powierzchniowej wody morskiej z warstwami głębszymi.

Rząd Finlandii zwrócił się do Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej

o dostarczenie uranu wzbogaconego do 20% w ^{235}U , potrzebnego do reaktora Triga-Mark II, którego budowę Finlandia chce zakończyć w r. 1960. Finlandia prosi również o pomoc w sporządzeniu prętów paliwowych w odpowiednich kosztach. Zgodnie z umową zawartą w maju 1959 r. Agencja może otrzymać te materiały z Wielkiej Brytanii, ze Stanów Zjednoczonych i z ZSRR. Stany Zjednoczone mogą dostarczać uran po cenach wyznaczonych przez amerykańską Komisję Energii Atomowej dla rynku wewnętrznego Stanów Zjednoczonych. Ceny rosyjskie i brytyjskie oparte są na najniższych cenach rynku światowego.

11 grudnia 1959 r. w Oak Ridge rząd Stanów Zjednoczonych przekazał Agencji drugie już ruchome laboratorium izotopów promieniotwórczych. Będzie ono początkowo używane w Meksyku w uniwersytetach i centrach szkoleniowych, a następnie przejedzie na 6 miesięcy do Argentyny.

Przy pomocy ekspertów i środków materialnych dostarczonych przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej młodzi naukowcy Argentyny i Japonii przechodzą szkolenie w zastosowaniu izotopów promieniotwórczych. Dyrektor Generalny Agencji p. Sterling Cole odwiedził niedawno szkołę izotopową przy Japońskim Instytucie Badań Atomowych.

Konferencje organizowane przez MAEA

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej organizuje w r. 1960 następujące konferencje:

Wytwarzanie elementów paliwowych — Wiedeń, 3—6 maja,

Dozymetria w fizyce, Wiedeń, 7—13 czerwca,

Niesprężyste rozproszenie neutronów w ciałach stałych i w cieczech — Wiedeń, 11—14 października,

Neutronika reaktorowa — Wiedeń, 17—21 października,

Reaktory doświadczalne — Wiedeń, 28 listopada — 2 grudnia,

Wykształcenie a energia jądrowa — Argentyna, koniec r. 1960 lub początek 1961 (organizowane wspólnie z UNESCO)

Dotacja Forda dla CERNu

Europejskie Centrum Badań Jądrowych otrzymało od Fundacji Forda dotację na okres 4 lat w wysokości 500 000 dolarów.

Akcelerator tandemowy w Kopenhadze

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Kopenhaskiego zakupił w Stanach Zjednoczonych tandemowy akcelerator Van de Graaffa, przyspieszający cząstki do energii 10 MeV. Akcelerator, który zostanie oddany do użytku w r. 1961, będzie służył do badań podstawowych, w szczególności do wyznaczania jądrowych poziomów energetycznych w jądrach ciężkich. Jak wiadomo, badania te związane są z modelem jądrowym opracowanym teoretycznie przez dwóch fizyków kopenhaskich — Aage Bohra i Bena Mottelсона.

UIPPA

Komitet Wykonawczy Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej wyraził zgodę na przystąpienie do Unii Komitetu Narodowego Niemieckiej Republiki Demokratycznej w następującym składzie: A. Büchner — sekretarz (Berlin), C. Frühauf (Drezno), P. Gorchich (Jena), G. Hertz (Lipsk), P. Kunze (Drezno), W. Macke (Drezno) i R. Rompe (Berlin).

Walne Zgromadzenie Unii odbędzie się, jak już podawaliśmy, w Ottawie w dniach od 7 do 9 września 1960 r. Proponowany porządek dzienny:

1. Exposé Prezydenta
2. Informacje Sekretarza Generalnego
3. Ewentualne zmiany Statutu
4. Sprawozdania z działalności Komisji i propozycje
4. 1 Międzynarodowa Komisja Optyczna

4. 2 Komisja Symboli Jednostek i Słownictwa

4. 3 Komisja Termodynamiki

4. 4 Komisja Promieniowania Kosmicznego

4. 5 Komisja Najniższych Temperatur

4. 6 Komisja Publikacji

4. 7 Komisja Akustyki

4. 8 Komisja Półprzewodników

4. 9 Komisja Magnetyzmu

4. 10 Komisja Struktury Materii

4. 11 Komisja Spektroskopii

4. 12 Komisja Fizyki Jądrowej Niskich Energii

4. 13 Komisja Fizyki Jądrowej Wysokich Energii

4. 14 Komisja Fizyki Plazmy?

4. 15 Komisja Elektroniki?

4. 16 Komisja Mas Jądrowych?

5. Komisje i Komitety mieszane

5. 1 Komisja mieszana Promieniotwórczości Stosowanej

5. 2 Komitet Specjalny do Badań Oceanograficznych

5. 3 Komitet Specjalny do Badań Przestrzeni Kosmicznej

5. 4 Międzynarodowy Komitet Geofizyczny

6. Sprawy finansowe (sprawozdanie Komisji Finansowej, preliminarz budżetowy, ustalenie składek członkowskich)

7. Wybory

7. 1 Prezydenta i członków Komitetu Wykonawczego

7. 2 członków Komisji

7. 3 reprezentantów Unii w innych organizacjach

8. Zebrania przewidywane w latach 1961, 1962 i 1963. Następne Walne Zgromadzenie Unii

9. Sprawy różne.

Szkoły międzynarodowe

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej udzieliła swego patronatu następującym szkołom międzynarodowym:

Druża Międzynarodowa Wiosenna Szkoła Fizyki, organizowana przez Isti-

tuto di Fisica Teorica w Neapolu, w dniach od 20 kwietnia do 7 maja 1960. Program: problem wielu ciał z punktu widzenia teorii pola ze specjalnym uwzględnieniem gazu Bosego, gazu Fermiego, gazu elektronowego, materii jądrowej.

Szkoły letnie w Warendzie:

1) Teorie ergodyczne (23—31 maja 1960), dyrektor — prof. P. Caldirola (Mediolan),

2) Spektroskopia jądrowa (20 czerwca — 9 lipca 1960), dyrektor — prof. G. Racah (Jerozolima),

3) Fizyko-matematyczne aspekty biologii (11—30 lipca 1960), — dyrektor prof. N. Rashevsky (Chicago),

4) Zagadnienia spektroskopii częstości radiowych (1—17 sierpnia 1960), dyrektor — prof. A. Gozzini (Piza).

Międzynarodowy kurs na temat nowoczesnych aspektów teorii tworzenia obrazów (Paryż, 4—13 lipca 1960) — pod patronatem Międzynarodowej Komisji Optycznej. Organizator — prof. A. Marchal, Institut d'Optique, Paryż.

Międzynarodowy kurs fizyki plazmy (Risö — Dania, 1—13 sierpnia 1960), dyrektor — dr M. N. Rosenbluth (La Jolla, Kalifornia).

Badania neutronowe w Harwell

W Centrum Badań Atomowych w Harwell utworzono nowe laboratorium, w którym bada się możliwości używania elektronowych akceleratorów liniowych jako impulsowych źródeł neutronów w pomiarach czasów przelotu.

Laboratorium rozporządza urządzeniem dającym prąd wiązki w czasie impulsu rzędu 400 mA przy energii 30 MeV. Z tarczy z naturalnego uranu otrzymuje się 2×10^{16} neutronów/sec. Przy użyciu specjalnej podkrytycznej tarczy z ^{235}U można otrzymać dziesięciokrotne zwiększenie wydajności neutronów — w ciągu impulsu otrzymuje się 3×10^{17} neutronów/sec.

W eksperymentach z czasem przelotu neutrony są częściowo spowalniane

w płaskich zbiornikach wody o grubości 2 cm, umieszczonych z trzech stron tarczy. Warstwa ^{10}B między tarczą a zbiornikami z wodą zapobiega powrotowi powolnych neutronów do ^{235}U , a tym samym zniekształceniu formy impulsów. Przez 9 otworów w osłonie neutrony wlatują do rur próżniowych, gdzie czasy przylotu notowane są przez analizatory wielokanałowe. W ten sposób można prowadzić jednocześnie szereg eksperymentów, co stanowi zasadniczą wyższość akceleratora liniowego, jako źródła impulsów neutronowych, nad *chopperami*. Inną zaletą jest łatwość otrzymywania krótkotrwałych impulsów rzędu $0,25 \mu\text{sec}$.

W laboratorium prowadzi się pomiary częściowych przekrojów czynnych na rozproszenie, wychwyty i rozszczepienie. Bada się również twarde promieniowanie γ powstające przy wychwytych neutronów na różne poziomy jądra złożonego. Planuje się badania różnych procesów foto-jądrowych, a w dziedzinie fizyki reaktorowej — badania widma neutronów w samym reaktorze.

Skala temperatur od 20°K do 90°K

W dniach 31 sierpnia i 1 września 1959 r. odbyło się w Laboratorium Kamerlingh Onnesa w Lejdzie zebranie specjalistów, poświęcone sprawom standaryzacji i kalibracji platynowych termometrów oporowych dla zakresu temperatur od 20°K do 90°K . Konferencji przewodniczył dr H. van Dijk.

Dotychczasowa międzynarodowa skala temperatur dla platynowego termometru oporowego rozciąga się tylko do $90,18^\circ \text{K}$. Zebrani uznali, że można rozszerzyć tę skalę do 20°K przez interpolację, przyjmując jako punkty stałe temperaturę $90,18^\circ \text{K}$ — punkt wrzenia tlenu i $20,26^\circ \text{K}$ punkt wrzenia mieszaniny para i ortowodoru, która w 20°K jest w równowadze. Wydaje się, że nowa skala będzie zgadzać się ze skalą termodynamiczną w granicach $\pm 0,01^\circ$.

Temperatury poniżej 1°K

Grupa niskich temperatur brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego urządziła w dniu 11 grudnia 1959 r. sympozjum pt. „Wytwarzanie temperatur poniżej 1°K “. Przedstawiono w zasadzie tylko referaty przeglądowe, pozostawiając wiele czasu na pytania i dyskusje. Sympozjum przewodniczył dr P. H. Sykes.

G. Davey (Clarendon Laboratory, Oxford) omówił zastosowania ciekłego ^4He do kąpieli dających temperatury około $0,74^\circ \text{K}$. Prężność pary jest tu bardzo niska i trzeba stosować prędkości pompowania sięgające 900 l/sec — dla porównania przy prędkości 10 l/sec osiąga się temperaturę $0,75^\circ \text{K}$. Temperaturę kąpieli można obniżyć do prawie $0,3^\circ \text{K}$ używając ^3He , dzięki wyższej prędkości jego pary.

Dr E. Mendoza (Uniwersytet w Manchester) przedstawił metodę demagnetyzacji adiabatycznej, przy pomocy której można oziębiać sole paramagnetyczne do temperatury 10^{-3}°K , a poprzez nie inne ciała do temperatury 10^{-2}°K . Entropię soli paramagnetycznej można zmniejszyć przykładając pole magnetyczne, bądź obniżając temperaturę. Metoda polega więc na namagnetyzowaniu izotermicznym soli, co obniża jej entropię, a następnie na izoentropowym usunięciu pola magnetycznego, co powoduje spadek temperatury. Końcowa temperatura jest proporcjonalna do stosunku temperatury początkowej do natężenia pola magnetycznego, przy czym typowymi warunkami początkowymi są: 1°K i 10^4 gaussów. Temperatury końcowe mierzy się zwykle przez określenie przenikliwości magnetycznej, która jest związana z temperaturą prawem Curie.

Jeszcze niższe temperatury osiąga się metodą jądrowej demagnetyzacji adiabatycznej, przedstawioną przez dr N. Kurti (Clarendon Laboratory). W metodzie demagnetyzacji ograniczeniem osiągalnej temperatury są oddziaływania magnetyczne. Wybierając substancję, której entropia w niskich temperaturach jest

wyznaczona nie przez spin elektronów, lecz przez spin jądrowy, który ma moment magnetyczny około 2×10^3 razy mniejszy, można osiągnąć o wiele niższe temperatury rzędu 10^{-6} °K. Warunkami początkowymi była tu temperatura 0,012 °K (osiągnięta drogą „zwykłej“ demagnetyzacji) i indukcja 30 000 gaussów.

Ostatnie prace prowadzone nad ^3He w Ohio State University opisał dr D. F. Brewer (Clarendon Laboratory). Stosując metodę adiabatycznej demagnetyzacji ochłodzono ^3He do temperatury 0,085 °K. W tym zakresie temperatur ciepło właściwe ^3He nie wykazało anomalii, tak jak to ma miejsce dla ^4He . Ciekły ^3He zachowuje się tak jak gaz Fermi-Diraca o masie efektywnej równej dwóm masom atomu ^3He .

Współpraca amerykańsko-radziecka

Ambasador Stanów Zjednoczonych w Moskwie p. L. Thompson i Przewodniczący radzieckiego Państwowego Komitetu do spraw Współpracy Kulturalnej z Zagranicą — p. G. A. Żukow podpisali umowę o współpracy i wymianie kulturalnej między ZSRR a Stanami Zjednoczonymi.

W listopadzie u. r. Przewodniczący radzieckiego Komitetu do spraw Wykorzystania Energii Jądrowej prof. W. S. Jemielianow pojechał do Waszyngtonu, aby ustalić tam z Przewodniczącym amerykańskiej Komisji Energii Atomowej — p. J. A. McCone zasady wymiany naukowców radzieckich i amerykańskich. Ma to być pierwszy krok w programie amerykańsko-radzieckiej współpracy w dziedzinie pokojowego wykorzystania energii jądrowej. Prof. Jemielianow sugerował współpracę w konstruowaniu i eksploatacji wielkich akceleratorów. Szczegóły tej współpracy musiałyby być skoordynowane z działalnością Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej.

Rozważano również sprawę podpisania przez 9 państw, w tym przez USA i ZSRR, nowej karty Komisji Badania Przestrzeni Kosmicznej, która powstała

w r. 1958 pod auspicjami Międzynarodowej Rady Stowarzyszeń Naukowych.

Prof. Jemielianow wraz z towarzyszącą mu grupą fizyków jądrowych (A. P. Aleksandrow, A. I. Leipunski, W. I. Weksler) zwiedził szereg amerykańskich ośrodków badawczych fizyki jądrowej.

60 kG emulsji

Uniwersytet w Chicago zamówił w Zakładach Ilford 60 kG emulsji jądrowej typu G5. Emulsja ma być użyta przez grupę fizyków, którą kierował niedawno zmarły prof. Schein, do rejestracji cząstek wysokiej energii pochodzenia kosmicznego.

B. van der Pol

(1889—1959)

Dnia 6 października 1959 r. zmarł znany fizyk holenderski Balthasar van der Pol.

Van der Pol urodził się 27 stycznia 1889 r. w Utrechcie. Uniwersytet ukończył w mieście rodzinnym. Dalsze studia odbywał w Londynie pod kierunkiem Fleminga i w Cavendish Laboratory pod kierunkiem Sir J. J. Thomsona. Zetknął się wtedy po raz pierwszy z podstawami teoretycznymi radiotelegrafii. Zainteresował się odbiciem fal radiowych od warstwy Heaviside'a; przeprowadził doświadczenia, które wykazały, że powierze zjonizowane w wyładowaniu elektrycznym może grać rolę zwierciadła dla fal elektromagnetycznych o częstotliwości radiowej. Na podstawie tej pracy doktoryzował się w r. 1919 na Uniwersytecie w Utrechcie. Przez następne trzy lata był asystentem prof. H. A. Lorentza w Instytucie Teylera w Haarlem.

W r. 1922 rozpoczął van der Pol pracę w laboratorium badawczym Zakładów Philipsa w Eindhoven, gdzie wkrótce został kierownikiem działu badań radiowych. Van der Pol był czynnie zainteresowany współpracą międzynarodową w dziedzinie podstaw naukowych

radiotechniki. Był przez pewien czas wiceprezydentem, a ostatnio honorowym prezydentem Międzynarodowej Naukowej Unii Radiowej. Pracował nad teorią obwodów, oscylacjami nieliniowymi, rozchodzeniem się fal elektromagnetycznych ponad powierzchnią Ziemi, w szczególności nad teorią dyfrakcji fal rozchodzących się wokół powierzchni sferycznej.

Cenny jest również wkład van der Pola do matematyki, w szczególności w dziedzinie rachunku operatorowego Heaviside'a i teorii zespolonych liczb pierwszych.

Duży talent dydaktyczny przejawiał van der Pol na stanowisku profesora teorii elektryczności na Politechnice w Delft. Stanowisko to zajmował w latach 1938—49. W latach 1945—46 był Rektorem tymczasowego Uniwersytetu w Eindhoven, który zastępował zniszczone przez wojnę inne uniwersytety holenderskie. Po zakończeniu wojny powrócił do pracy badawczej w laboratorium Philipsa.

Van der Pol był doktorem *honoris causa* Politechniki Warszawskiej i Uniwersytetu w Genewie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

czł. koresp. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr J. ROLIŃSKI
Doc. dr T. SKALIŃSKI

Sekretarz
Dr D. FRĄCKOWIAK

Skarbnik
Doc. dr M. MAJEWSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI
Gliwice — Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI
Kraków — Doc. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr EDMUND KARAŚKIEWICZ
Szczecin — Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń — Dr A. WRZESIŃSKA
Warszawa — Doc. dr JAN GRĘBSKI
Wrocław — Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

TREŚĆ

T. Skaliński — 35 lat działalności naukowej prof. Aleksandra Jabłońskiego	127
E. Schrödinger — Co to jest cząstka elementarna (tłum. J. Weyssenhoff)	135
L. Rosenfeld — Wykłady o podstawach modelu optycznego i oddziaływaniach bezpośrednich (tłum. Br. Średniawa)	151
A. Czachor — Przegląd metod pomiaru czasu życia nadmiarowych nośników prądu w germanie i krzemie	169
G. Białkowski, A. Jurewicz — Schematy klasyfikacyjne cząstek elementarnych	191
B. Puchalska — Metody badania powierzchni metali za pomocą mikroskopu elektronowego	207
KĄCIK JĘZYKOWY	
M. Jeżewski — Sprawa terminologii fizyki	225
RECENZJE	
J. Weyssenhoff — Zasady elektromagnetyki i optyki klasycznej (W. Kałuściński)	227
KRONIKA	231

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA

„POSTĘPY FIZYKI“ — Dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— — rocznie

„ 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.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę — 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“ Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO Nr 1-6-100 024. Bieżące numery do nabycia w księgarniach naukowych „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).