

UNIWERSYTET MARII SKŁODSKIEJ  
Instytut Fizyki  
ul. Skłodowskiej 71  
20-031 Lublin, tel. 252-0274

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XVI

ZESZYT 5

---

1965

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

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

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XVI, ZESZYT 5

000001353  
UNIwersytet MARIi CURIE-SKŁODOWSKIEJ  
Biblioteka Instytutu Fizyki  
pl. Marii Curie-Skłodowskiej 1  
20-031 Lublin    tel. 537-62-94

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1965

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1887 + 133 egz.	Rękopis dostarczone 27. IV. 1965 r.
Ark. wyd. 7,25 ark. druk. 6 $\frac{2}{3}$	Podpisano do druku 13. X. 1965 r.
Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w październiku 1965 r.
Zamówienie 527/65	Cena zł 15.— W-36

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

*Murray Gell-Mann* \*

## Cząstki i zasady \*\*

Wiadomo, że istnieją dwie granice w badaniu podstawowych praw nauk przyrodniczych: z jednej strony granica dużych rozmiarów czyli kosmos, z drugiej strony granica małych rozmiarów określona przez strukturę cząstek elementarnych, z których zbudowany jest cały wszechświat nie wyłączając nas. Kombinacja obu tych granic (obecnie teoretycznie nie związanych, chociaż mamy nadzieję, że sytuacja ta się zmieni) daje nam podstawowe prawa naukowe, na których opierają się nasze dyskusje naukowe. Praca badawcza na obu tych rubieżach nauki wymaga koniecznie ścisłej współpracy teorii i doświadczenia i tylko ogromna ilość doświadczeń dotyczących fizyki zjawisk na granicy małych rozmiarów sprawiła, że w ostatnich latach postęp na tym polu jest szybszy i bardziej pasjonujący niż na drugiej granicy poznania przyrody. Ponieważ jednak przybywa coraz to więcej interesujących obserwacji kosmosu, więc i kosmologia powinna również rozkwitnąć. Okolicznością, która powoduje, że praca w naszej dziedzinie staje się szczególnie atrakcyjną przygodą, zwłaszcza w dążeniu do ulepszenia teorii, jest fakt, że na tym podstawowym poziomie nauki, głównym kryterium wyboru poprawnej hipotezy, bardziej niż gdziekolwiek indziej w nauce, wydaje się być kryterium piękna, prostoty i elegancji.

Chciałbym dzisiaj spróbować omówić aktualny stan tak gwałtownie zmieniającej się na tym polu teorii. Ze względu na tak uroczystą okazję i na tak liczne audytorium byłoby nie na miejscu mówić o czysto osobistych uprzedzeniach. Postaram się więc wcisnąć ich ile się tylko da. Obecny opis podstawowych praw mikroświata pociąga za sobą podział sił przyrody na cztery typy. Ta mnogość nie powinna nas specjalnie zachwycać. Wolelibyśmy dostrzec jakąś jednoczącą zasadę, która by powiązała wszystkie te siły ze sobą; na dłuższą metę jest to w istocie naszym głównym celem. Ale na razie nic nie zwiastuje istnienia takiej zasady, wobec tego oddzielnie rozstrząsamy grawitację, elektromagnetyzm, oddziaływania jądrowe silne i oddziaływania jądrowe słabe, które

\* Rozwinięcie przez Murraya Gell-Manna symetrii  $SU_3$  uzyskało silne poparcie, gdy wykryto ostatniej zimy cząstkę omega minus. Murray Gell-Mann jest obecnie profesorem fizyki w *California Institute of Technology*.

\*\* W kwietniu 1964 w Waszyngtonie odbyła się konferencja Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, na której zagadnieniom fizyki wysokich energii była poświęcona specjalna sesja. Referat Murraya Gell-Manna, wygłoszony przez niego na tej sesji, został opublikowany w *Physics Today*, 17, No 11, 22 (1964).

prowadzą na przykład do rozpadu beta. Właśnie teraz koncentrujemy się głównie na próbie zrozumienia szczegółowych praw silnych i słabych oddziaływań, aby osiągnąć sytuację teoretyczną w pewnym sensie porównywalną z sytuacją panującą w teorii grawitacji i elektromagnetyzmu.

Podstawowe struktury teorii XX wieku, teoria względności i mechanika kwantowa, pozostają w zasadzie bezsporne. Wydaje się, że nie ma sensu dzisiaj odżegnywać się od nich. Dają nam one podstawowy szkielet relatywistycznej mechaniki kwantowej czy abstrakcyjnej teorii pola, jeśli wolicie państwo to tak nazwać. Wydaje mi się, że to na jedno wychodzi. Metody, którymi posługują się dzisiaj teoretycy nie są jedyne w swoim rodzaju, ale wydaje mi się, że wszystkie one są w zgodzie z tymi samymi podstawowymi prawami. Bardziej zwyczajna, tradycyjna metoda opisu relatywistycznej mechaniki kwantowej posługuje się formalizmem teorii pola. Ale przeformułowanie głównych postulatów z pomocą teorii dyspersyjnej (stosującej matematyczną teorię funkcji analitycznych) było wyjątkowo pożyteczne i okazuje się wysoce pożądane dla pewnych celów.

W ramach tego szkieletu utworzonego przez mechanikę kwantową i teorię względności, dla którego jak do tej pory nie ma doświadczalnego zaprzeczenia, chcemy znaleźć opis czterech wyżej wymienionych sił. Najbardziej zadowalającą teorią, i stawianą zwykle jako wzór dla wszystkich innych, jest elektrodynamika kwantowa. Jest to po prostu kwantowa wersja teorii elektromagnetyzmu, od dawna znanej w fizyce klasycznej. Zgodność elektrodynamiki kwantowej z doświadczeniem jest uderzająca. Elektrodynamika kwantowa jest przykładem rzeczywiście udanej teorii i wydaje mi się, że jest to nasz jedyny przykład teorii uwieńczonej pełnym sukcesem. Opis kwantowy elektromagnetyzmu zawiera oczywiście foton, nośnik siły. Na Einsteina teorię grawitacji można spojrzeć również z tego samego punktu widzenia. Kilku ludzi, wśród nich i Feynman, zwróciło uwagę na to, że gdybyśmy dziś mieli wyjaśnić grawitację wychodząc z kwantowej teorii pola, szybko doszlibyśmy do teorii Einsteina. To, że Einstein był zdolny stworzyć swoją teorię 50 lat temu jest zdumiewające, ale gdybyśmy dzisiaj sformułowali kwantową teorię grawitacji zawierającą grawiton o spinie 2, skończylibyśmy od razu w granicy klasycznej równaniem Einsteina. Niestety, dziś nie widać żadnych możliwości doświadczalnego stwierdzenia kwantowych aspektów grawitacji.

Obie omawiane teorie odznaczają się długozasięgową siłą, zerową masą cząstki nośnej oraz ścisłymi prawami cechowania — słynną niezmienniczością cechowania w elektromagnetyce i niezmienniczością cechowania dla grawitacji, która zwie się ogólną teorią względności. Każda z nich charakteryzuje się również przez ścisłe prawo zachowania — zachowanie ładunku w przypadku elektromagnetyzmu oraz zachowanie energii i pędu w przypadku grawitacji. Przetrawanie aż do dzisiejszych czasów naszych najstarszych poglądów intuicyjnych na elektromagnetyzm jest godne uwagi, szczególnie współczesna forma hipotezy Ampère'a o minimalnych oddziaływaniach elektromagnetycznych, na podstawie której wszystkie zjawiska elektromagnetyczne wynikają

wprost z oddziaływania ładunków elektrycznych. Oddziaływanie elektromagnetyczne nie zawiera dowolnych wyrazów dodatkowych dla specjalnych zadań. Oczywiście to nie jest ściśle potwierdzona hipoteza, ale wszystko zdaje się wskazywać na jej słuszność.

Cóż można teraz powiedzieć o dwóch dwudziestowiecznych oddziaływaniach: silnym i słabym? Oddziaływanie silne charakteryzuje się tym, że jest ograniczone do specjalnej grupy cząstek, tzw. cząstek silnie oddziaływających, do których zaliczamy wszystkie jądra atomowe, jak również bariony, które są jądrami atomowymi o atomowej liczbie masowej równej jedności, mezony, które są jądrami o liczbie masowej równej zeru, antybariony, które są jądrami o liczbie masowej równej minus jeden, itd. Wszystkie te jądra są cząstkami silnie oddziaływającymi i dzięki silnemu oddziaływaniu wykazują bardzo bogatą spektroskopię. W ostatnich latach uwidoczniło się to także dla najprostszych jąder, tj. takich, które mają atomową liczbę masową minus jeden, zero lub plus jeden. Spektroskopia ta różni się od spektroskopii jądrowej tym, że typowy odstęp rozstawienia jest rzędu 100 MeV, a nie rzędu 1 MeV czy mniej. Ale podobieństwa struktury poziomów ze strukturą poziomów innych jąder są godne uwagi. Wydaje się nawet, że możemy obecnie zidentyfikować serie rotacyjne dla tych cząstek, tak jak było to już zrobione dla bardziej złożonych jąder. Nukleon może okazać się wirującym cygarem, tak jak wiele innych jąder. Opisujemy serie rotacyjne za pomocą trajektorii Reggego, a osiągnięcia matematyczne na tej drodze są wyjątkowo interesujące.

Poszukujemy oczywiście jakiejś konkretnej teorii dynamicznej, która by opisywała pełny układ silnie oddziaływających cząstek i mamy nadzieję, że badania nad prostszymi jądrami, nad mezonami, barionami i antybarionami wydatniej zbliżą nas do tego podstawowego prawa, niżby to umożliwiły badania nad bardziej złożonymi jądrami. Jaką formę będzie miała ta teoria dynamiczna, to w obecnej chwili nie jest jeszcze absolutnie jasne. Są dwie główne kandydatki. Jedną z nich jest teoria oparta na pewnej liczbie pól podstawowych. (Niełatwo jest dziś zrobić coś więcej z tą hipotezą, ale może ona mieć przyszłość). Drugą kandydatką, która wydaje się robić pewne postępy jest hipoteza „bootstrap”<sup>1</sup>, według której wśród silnie oddziaływających cząstek żadna nie jest wyróżniona jako cząstka podstawowa. Cząstki te mogą się tworzyć jedne z drugich dzięki siłom, które powstają przy ich wymianie. Czy jedno z tych podejść lub może jeszcze jakieś inne przeobrazi się w ciągu kilku najbliższych lat w szukaną teorię podstawową, oto główne i nader podniecające pytanie. Na razie wykryliśmy reguły algebraiczne i przybliżone prawa zachowania, które bardzo nam pomagają w przewidywaniach, do czego może być podobna poprawna teoria. Reguły te przewidują istnienie rodzin stowarzyszonych silnie oddziaływających cząstek, multipletów ładunkowych i supermultipletów ładunkowych, jak również przewidują prawa rozszczepienia masowego w obrębie tych rodzin. Dają nam one również reguły wyboru i reguły natężeń rządzące produkcją cząstek i ich szybkimi rozpadami wywoływanymi przez silne oddziaływania.

<sup>1</sup> Dosłownie: „ucho u buta“ (przyp. tłum.).

Przejdźmy teraz do omówienia interesujących nas praw zachowania, ścisłych i przybliżonych, odmiennych od dobrze znanych praw zachowania ładunku oraz energii i pędu. Dla cząstek silnie oddziaływających mamy po pierwsze dokładną niegeometryczną liczbę kwantową  $A$ , tzw. liczbę barionową, która jest równa liczbie barionów pomniejszonej o liczbę antybarionów czyli atomowej liczbie masowej. Co się dotyczy geometrycznych liczb kwantowych, sama relatywistyczna mechanika kwantowa poucza nas, że prawa powinny być niezmiennicze względem operacji  $CPT$ , która zmienia cząstki na antycząstki, lewoskrętność na prawoskrętność i odwraca znak czasu w reakcjach mikroskopowych. Ale wynika także z doświadczeń i ich analizy, że świat jest ściśle symetryczny względem operacji  $CP$  i  $T$  oddzielnie; wyraża to niezmienniczość względem zamiany lewoskrętności na prawoskrętność<sup>2</sup> z jednej strony oraz względem odwrócenia czasu z drugiej strony. Oczywiście  $CP$  jest nowoczesną wersją parzystości po rewolucji, która obaliła starszą ideę niezmienniczości względem tylko zamiany lewoskrętności na prawoskrętność bez równoczesnej zamiany cząstki na antycząstkę<sup>3</sup>.

Dochodzimy teraz do przybliżonych praw symetrii czy też zachowania dla cząstek silnie oddziaływających. Wszystkie te symetrie w zasadzie można uważać za niegeometryczne (nie związane bezpośrednio ze zwykłą czasoprzestrzenią). Jedną z nich jest symetria  $C$ , która zamienia cząstkę na antycząstkę; jej zachowanie jest naruszone przez słabe oddziaływanie. Dla oddziaływań silnych i elektromagnetycznych, zachowanie  $C$  wraz z zachowaniem  $CP$  umożliwia zachowanie  $P$ , staromodnej parzystości.

Prócz tego istnieje układ wielkości addytywnych. Zaczniemy od zachowania składowej zetowej spinu izotopowego oraz dziwności. Zauważmy, że nabój elektryczny jest kombinacją liniową dwóch wyżej wymienionych wielkości i równa się:  $Q = I_z + Y/2$ ; jest on oczywiście zachowany. Oddziaływania silne i elektromagnetyczne zachowują oddzielnie  $I_z$  i  $Y$ , czego oddziaływania słabe nie czynią. Przejdźmy teraz do dwóch operatorów, które są symetriami silnego oddziaływania, ale są „lamane“ przez oddziaływanie elektromagnetyczne. Są to dwie pozostałe składowe  $I_+$  i  $I_-$  spinu izotopowego, odpowiedzialne za znaną niezależność ładunkową sił jądrowych. Ostatnio wykryliśmy dodatkowe symetrie, które są jeszcze bardziej przybliżone, ale mimo to użyteczne, mianowicie cztery operatory, które możemy nazwać  $F_4$ ,  $F_5$ ,  $F_6$  i  $F_7$  w pewnej rotacji. Są one zachowywane tylko przez część silnych oddziaływań, a naruszane przez inną ich część; tym niemniej odgrywają one, jak się zdaje, ważną rolę. W tym samym zapisie trzy składowe spinu izotopowego oznacza się:  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$ , zaś wielkość  $Y$  (związana z dziwnością) jest proporcjonalna do  $F_8$ . Operatory  $F_1, \dots, F_8$  są symetriami „drogi ośmiokrotnej“<sup>4</sup>.

Wydaje mi się, że należy przypisać także ważną rolę ośmiu dodatkowym wielkościom, które w odróżnieniu od wyżej wymienionych wielkości  $F$  są

<sup>2</sup> I cząstek na antycząstki (przyp. tłum.).

<sup>3</sup> W numerze *Phys. Rev. Letters*, 13, 138 (1964) ukazała się publikacja donosząca o naruszeniu parzystości kombinowanej  $CP$  przy rozpadzie mezonów  $K$  (przyp. tłum.).

<sup>4</sup> „The eight-fold way“ (przyp. tłum.).



pseudoskalarami. Możemy nazwać te nowe wielkości:  $F_1^5, F_2^5, \dots, F_8^5$ . Te symetrie są nawet bardziej łamane niż poprzednie osiem symetrii, ale sądzę, że są one w każdym razie warte rozpatrzenia. Wszystkie te struktury algebraiczne i przybliżone prawa zachowania są wciąż przedmiotem dociekań, a badania doświadczalne spektroskopii silnie oddziaływających cząstek owoćnie współdziałają z badaniami teoretycznymi przybliżonych symetrii.

Z kolei w odróżnieniu od silnie oddziaływających cząstek i nośników siły takich jak foton i grawiton, mamy słynne i tajemnicze leptony: elektron, ten osobliwy twór zwany mionem, z którym nigdy w rzeczywistości nie oswoiliśmy się i wreszcie po jednym rodzaju neutrino dla każdego z nich:  $\nu_e$  i  $\nu_\mu$ . Możliwe, że istnieją jeszcze jakieś dotąd nieodkryte leptony; jeśli tak, to nie są one bardzo „lept”<sup>5</sup>. Leptony nie doznają silnych oddziaływań. Doznają natomiast, o ile nam wiadomo, oddziaływań grawitacyjnych, elektromagnetycznych i słabych. Zachodzi zdumiewająca i całkiem tajemnicza paralela między elektronem a mionem (który ma masę 200 razy większą od masy elektronu). Wydaje się, że masa jest jedyną własnością odróżniającą od siebie te dwie cząstki. Neutrino elektronowe i mionowe (które oba, jak się wydaje, mają masę spoczynkową równą zero) nie różnią się niczym, o ile nam wiadomo, poza tym, że jedno z nich występuje razem z elektronem, a drugie razem z mionem. Wybiegnę nieco naprzód mówiąc, że dość pełny opis tego, co obecnie wiemy o oddziaływaniach słabych, zawiera oddziaływanie następującej postaci: czterowektorowy i czteropseudowektorowy operator  $J_\mu$  pomnożony przez swoje sprzężenie hermitowskie. Oddziaływanie to swoim kształtem przypomina efektywne oddziaływanie elektromagnetyczne (po wyeliminowaniu fotonów wirtualnych), które jest oddziaływaniem prądu elektromagnetycznego na siebie.  $J_\mu$ , tak zwany prąd słaby, posiada wszakże wyrazy leptonowe i wyrazy uwzględniające cząstki silnie oddziaływające. Istnieje określona reguła dotycząca części leptonowej, ponieważ w słabym oddziaływaniu samych leptonów nie ma komplikujących sytuacji efektów zakłócających ze strony silnych oddziaływań. Reguła ta mówi po prostu, że neutrino oddziaływa wtedy, kiedy kręci się w lewo; elektron ujemny oddziaływa wtedy, gdy kręci się w lewo; to samo dotyczy ujemnego mionu i jego neutrino. Dla neutrino, które, o ile wiemy, mają masę spoczynkową równą zero, ten warunek lewoskrętności jest bardzo skuteczny. W procesach słabych i elektromagnetycznych nigdy nie powstają neutrino inne niż lewoskrętne (i odpowiednio antyneutrino inne niż prawoskrętne). Nasuwa się więc interesujące pytanie filozoficzne, czy istnieją neutrino prawoskrętne, które nie oddziaływają poprzez oddziaływania słabe lub elektromagnetyczne. Może mogą one tworzyć się parami w polu ciężkości, ale tego chwilowo nie jesteśmy w stanie sprawdzić doświadczalnie, chociaż nie wolno nie doceniać pomysłowości fizyków eksperymentatorów.

W efektywnym oddziaływaniu  $J_\mu^+ J_\mu$  znajduje się oczywiście wyraz elektron-neutrino—elektron-neutrino, którego obecność jest czysto teoretyczna, ale który

<sup>5</sup> Leptos — po grecku: mały, drobny (przyp. tłum.).

jest poszukiwany doświadczalnie poprzez rozproszenie neutrino-elektron. Rzeczą bardzo interesującą będzie przekonanie się, czy obecność tego wyrazu się potwierdzi. Podobnie w zwykłej fizyce jądrowej może istnieć zgodnie z prawem  $J_\mu^+ J_\mu$ , wyraz opisujący w zasadzie słabe oddziaływanie postaci: neutron-proton — neutron-proton. Innymi słowy, powinna istnieć siła jądrowa związana z oddziaływaniami słabymi — siła jądrowa naruszająca parzystość, której wkład do amplitudy jest rzędu jeden na milion czy coś w tym rodzaju. To również jest poszukiwane doświadczalnie, a może nawet zostało znalezione.

Cóż można powiedzieć o strukturze tej części prądu słabego  $J_\mu$ , która opisuje silnie oddziaływające cząstki? Wydaje się, że da się ona prosto opisać za pomocą operatorów przybliżonej symetrii dla silnie oddziaływających cząstek, o których wspomnieliśmy powyżej. Ładunek elektromagnetyczny  $Q$ , jak widzieliśmy, jest kombinacją liniową  $I_z$  i  $Y$ ; innymi słowy jest to kombinacja liniowa wprowadzonych przeze mnie  $F_3$  i  $F_8$ . W ten sam sposób ładunek słaby (ten ładunek, dla którego prądem jest prąd słaby) okazuje się prostą kombinacją liniową także takich operatorów symetrii, mianowicie operatorów  $F$  i  $F^5$ . Zachowanie tych wielkości jest jedynie przybliżone, ale własności algebraiczne, tj. ich związki komutacyjne, wydają się być ścisłymi. Jest to bardzo interesująca okoliczność, z którą jeszcze w pełni nie oswoiliśmy się. Prócz tego struktura algebraiczna ładunku słabego (związek komutacyjny ładunku słabego z jego sprzężeniem hermitowskim) wydaje się być taka sama dla leptonów i barionów, zaś siły czyli zewnętrzne współczynniki są także równe. Mamy tu do czynienia ze znaną zasadą uniwersalności siły i postaci słabego oddziaływania. Tak więc w chwili obecnej wiemy dość dużo na temat prądu  $J_\mu$ , a wyrażenie  $J_\mu^+ J_\mu$  działa, jak się wydaje, całkiem dobrze. Jednakże nasuwają się tu jeszcze następujące uwagi.

Po pierwsze, byłoby bardzo ładnie, gdyby istniały cząstki przebiegające między prądem a nim samym w sposób, w jaki foton przebiega między prądem elektromagnetycznym i tymże prądem<sup>6</sup>. Taka cząstka dla słabego oddziaływania, tzw. boson pośredniczący, naładowana dodatnio lub ujemnie, mogłaby mieć dużą masę, ale nikt nie ma pojęcia jaką, nieco ponad  $10^9$  woltów. Poszukiwania tej cząstki prowadzi się aktywnie w CERN-ie i Brookhaven i może uda się ją odkryć. Jeżeli nie znajdzie się jej przy tych energiach, będziemy musieli śledzić ją przy coraz to wyższych energiach. Oczywiście, w chwili obecnej nie możemy stawiać ograniczeń co do wysokości tej energii. Cząstka ta może być zupełnie nieuchwytna dla nas i wtedy będziemy musieli przypisać jej bardzo dużą lub nieskończoną masę, mamy jednak nadzieję, że się tak nie stanie; byłoby o wiele przyjemniej zobaczyć ją.

Inna uwaga dotyczy ważnej heurystycznej reguły, tzw. reguły nie-leptonowej  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ , która nie znajduje prostego wyjaśnienia w obrazie  $J_\mu^+ J_\mu$ . Nie jest wykluczone, że będziemy musieli skomplikować teorię w celu włączenia w nią tej reguły; byłoby to przykre. Teoretycy próbują różnych dróg pogmatwania

<sup>6</sup> W oryginale: „...particles going across between the current and itself, in the way the photon goes across between the electromagnetic current and itself” (przyp. tłum.).

teorii, ale są i tacy, którzy starają się wyprowadzić tę regułę bez komplikowania teorii.

Oto moja ostatnia uwaga: jeśli zapisać ze wszystkimi szczegółami teorię pola, to jest dać szczegółowy opis dynamiczny prądu  $J_\mu$  oddziaływającego z  $J_\mu^+$  poprzez boson pośredniczący, to wynikające stąd równania nie będą jeszcze ściśle wolne od rozbieżności. Być może, że wkrótce takimi się staną; być może też, że będziemy musieli wynaleźć nieco inny rodzaj teorii.

Z powyższymi zastrzeżeniami sędzę, że można powiedzieć, iż zrobiliśmy duży postęp w naszym rozumieniu słabych oddziaływań.

Oczywiście, pragniemy z pewnością rozszerzenia badań doświadczalnych zarówno silnych jak i słabych oddziaływań do wyższych energii. Pragniemy tego z wielu powodów. Po pierwsze, całkiem jasne jest, że chcemy zbadać takie sprawy jak „czynniki postaci“ w elementach macierzowych prądu słabego i prądu elektromagnetycznego przy coraz to wyższych energiach, aby zorientować się, jaką one przybierają postać przy coraz to mniejszych odległościach. Jakie są kształty cząstek dla elektromagnetyzmu i dla prądów słabych?

Po drugie, potrzebujemy wyższych energii dla dalszych badań widma poziomów wzbudzonych, które wydają się rosnać bardzo wysoko. (Wygląda na to, jak gdyby ciąg kolejnych wzbudzeń jądrowych, na przykład w barionach, zawierał równie dużo rozróżnialnych poziomów jak w niektórych bardziej złożonych jądrach.)

Jeszcze ważniejszą sprawą jest możliwość wykrycia nowych zachowywanych liczb kwantowych mających wartość zero dla wszystkich cząstek, które znamy do chwili obecnej. (Weźmy na przykład dziwność: 15 lat temu nikt nigdy nie widział cząstki dziwnej tak, że nikt nie zdawał sobie sprawy, że ta liczba kwantowa może być różna od zera.)

Cząstka  $X$  czy  $W$ , boson pośredniczący dla słabych oddziaływań, może wymagać dużej porcji energii dla swego wytworzenia. Istnieje fascynująca perspektywa, na którą zwróciło uwagę wiele prac teoretycznych, perspektywa badania indywidualnych amplitud rozpraszania w granicznym obszarze energii wyraźnie wyższych w porównaniu z masami, tj. w porównaniu z 1 GeV (szczególnie wtedy, kiedy logarytm stosunku energii do masy jest raczej duży). Przy takich energiach amplitudy nawet dla silnych oddziaływań mogą odznaczać się prostotą. Pamiętam, że Fermi zwykł był pytać: „Gdzie jest atom wodoru dla tego problemu?“ Gdzie, w jakiej dziedzinie, znajdziemy prosty układ ze względnie prostym opisującym go prawem, który byłby zwiastunem lub też sprawdzianem rzeczywistej teorii? To, że „atom wodoru“ dla silnych oddziaływań leży w obszarze wysokich energii, wydaje się być bardzo prawdopodobne.

Wreszcie istnieje rzeczywiście podniecająca perspektywa całkowitych niespodzianek, rzeczy leżących całkowicie poza zasięgiem naszych obecnych wiadomości doświadczalnych, dla opisu których nasz dzisiejszy język teoretyczny jest nieadekwatny. W ciągu ostatnich kilku lat teoretycy spisywali się bardzo dobrze. Piętnaście lat temu byli oni w żalosnej sytuacji po spędzeniu dziesięciu lat na opisywaniu mionu za pomocą teorii pionu. Doświadczalne odkrycie

cząstek dziwnych całkowicie ich zaskoczyło, tak jak przedtem istnienie mionu. Myślę, że należy oczekiwać nowej zmiany pozycji eksperymentatorów i teoretyków w najbliższym czasie. Napięcie narastało w ciągu 15 lat; wstrząs powinien nadejść niebawem.

Z teoretycznego punktu widzenia, nawet bez niespodzianek, chcemy zrozumieć niektóre rzeczy, które pozostają dotychczas zupełnie tajemnicze. Dlaczego istnieją leptony, szczególnie ten zabawny układ leptonów? Dlaczego istnieją silnie oddziaływające cząstki? Dlaczego istnieje taki szczególny układ praw zachowania? Dlaczego istnieją owe przybliżone symetrie, które wydają się mieć ściśle własności algebraiczne, ale które są nie bardzo dobrze zachowywane? Skąd pochodzi ta dziwna paralela między mionem a elektronem, mimo tak dużego stosunku mas? Dlaczego stałe sprzężenia różnych oddziaływań są takie, jakie są, w szczególności słynna stała  $\frac{1}{137}$ ? Do tych tajemnic nie mamy jeszcze dotychczas żadnego klucza, ale byłoby nie do pomyślenia zarzucić ten wysiłek intelektualny bez otrzymania kiedykolwiek tego klucza. Miejmy nadzieję, że jakieś odpowiedzi pojawią się, podczas gdy my będziemy jeszcze mogli ocenić je.

*Tłumaczył Jerzy Warczewski*

*Janusz Zakrzewski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Warszawskiego

## Odkrycie ciężkich hiperjader

### 1. Wprowadzenie

#### 1.1. Wstęp

Od szeregu lat prowadzone są, głównie przy użyciu emulsji jądrowych, systematyczne badania nad hiperfragmentami. Badania te stanowią podstawowe źródło informacji o elementarnych oddziaływaniach hiperonów  $\Lambda^0$  z nukleonami. Przegląd najważniejszych zagadnień fizyki hiperfragmentów wraz z obszerną bibliografią wcześniejszych prac znajdzie Czytelnik w opublikowanym w „Postęпах Fizyki“ w roku 1959 artykule P. Zielińskiego [1]. Radzimy go przeczytać tym wszystkim, których zainteresuje problematyka poruszana w niniejszym artykule. Odbicie współczesnego stanu fizyki hiperfragmentów, oraz pełną bibliografię nowszych prac, można znaleźć w materiałach [2] pierwszej międzynarodowej konferencji poświęconej hiperfragmentom, która odbyła się w roku 1963 w St Cergue (Szwajcaria).

W niniejszym artykule dokonamy przeglądu ważniejszych prac, które doprowadziły do odkrycia tzw. *ciężkich* hiperfragmentów, a następnie omówimy warunki ich produkcji.

Zacniemy od przypomnienia, że hiperfragmentem, czy też ściślej: hiperfragmentem *jednolambdowym* nazywamy nietrwały fragment jądrowy zawierający jako składnik, obok nukleonów, *jeden* związany hiperon  $\Lambda^0$ . Możliwość związania hiperonu  $\Lambda^0$  w fragmencie jądrowym została wysunięta w roku 1952 przez M. Danysza i J. Pniewskiego [3], w związku z dokonaną przez nich w Warszawie pierwszą obserwacją rozpadu hiperfragmentu w emulsji jądrowej naświetlonej promieniami kosmicznymi.

Fragment jądrowy może zawierać również *dwa* związane hiperony  $\Lambda^0$ : układ taki nazywamy hiperfragmentem *dwulambdowym* lub podwójnym. Hipoteza istnienia podwójnych hiperfragmentów została wysunięta stosunkowo dawno, wkrótce po odkryciu hiperfragmentów jednolambdowych [4]. Pierwszy przypadek potwierdzający doświadczalnie tę hipotezę w sposób nie budzący

zastrzeżeń został znaleziony również w Warszawie w roku 1963 w emulsji naświetlonej mezonami  $K^-$  o wielkiej energii [5].

W dalszym ciągu niniejszego artykułu będzie mowa jedynie o hiperfragmentach jednolambdowych. Przedyskutujemy kolejno:

a) w rozdziale 1: ogólne dane dotyczące rozpadów i tworzenia hiperfragmentów oraz własności emulsji jądrowej jako „tarczy“ i „detektora“;

b) w rozdziale 2: problemy identyfikacyjne związane z produkcją hiperfragmentów;

c) w rozdziale 3: produkcję hiperfragmentów i kryptofragmentów w wychwytach zatrzymujących się mezonów  $K^-$  i hiperonów  $\Sigma^-$ ;

d) w rozdziale 4: produkcję hiperfragmentów w oddziaływaniach szybkich mezonów  $K^-$  i  $\pi^-$  oraz odkrycie ciężkich hiperfragmentów.

## 1.2. Rozpady hiperfragmentów

Hiperon  $\Lambda^0$  związany w jądrze atomowym może rozpadać się wyłącznie poprzez oddziaływania słabe zachodzące ze zmianą dziwności ( $|\Delta S| = 1$ ). Rozpadając się, hiperon  $\Lambda^0$  wywołuje dezintegrację układu jądrowego w skład którego wchodził.

Hiperfragmety mogą rozpadać się:

a) mezonowo, tzn. z emisją mezonu  $\pi$  oraz nukleonu, podobnie jak w przypadku swobodnego hiperonu  $\Lambda^0$ :



b) niemezonowo, tzn. z całkowitą zamianą różnicy mas hiperonu  $\Lambda^0$  i nukleonu ( $\sim 176$  MeV) na energię kinetyczną nukleonów:



Teoretycznie można oczekiwać również rozpadów leptonowych (tzn. z emisją elektronu lub leptonu  $\mu$  i neutrino), jednakże ze względu na ich małą częstość są one praktycznie do zaniechania (dotychczas nie został jeszcze opublikowany żaden jednoznacznie zidentyfikowany przypadek tego typu)<sup>1</sup>.

O ile hiperon  $\Lambda^0$  rozpada się na skutek oddziaływania z protonem według reakcji (2), to w rezultacie rozpadu hiperfragmentu może zostać wyemitowany proton o energii około 80 MeV.

Badania wskazują na to, że stosunek liczby rozpadów niemezonowych do liczby rozpadów mezonowych wzrasta wraz z masą hiperfragmentów. Rozpady hiperfragmentów o liczbach masowych  $A > 5$  zachodzą już głównie poprzez procesy niemezonowe.

Należy dodać, że ze względów fenomenologicznych używa się często terminu „hiperfragmety mezonowe“ tylko dla takich hiperfragmentów, które rozpadają

<sup>1</sup> Znany jest jeden przypadek interpretowany przez autorów [6] jako rozpad hiperfragmentu:  ${}^7_{\Lambda}(\text{Li}) \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3(\text{He}) + \mu^- + \bar{\nu}$  na podstawie pomiaru masy cząstki identyfikowanej jako lepton  $\mu^-$ . Rozpad ten można jednak interpretować również jako:  ${}^7_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} + \pi^-$  [35].

się z emisją naładowanych mezonów  $\pi^\pm$ . Hiperfragmentów rozpadających się z emisją mezonu neutralnego  $\pi^0$  nie daje się na ogół odróżnić od hiperfragmentów rozpadających się poprzez procesy niemezonowe typu (2); zaliczają się one zatem według tej terminologii do „hiperfragmentów niemezonowych“.

### 1.3. Tworzenie hiperfragmentów

Wytworzenie hiperfragmentu wymaga związania we fragmencie jądrowym hiperonu  $\Lambda^0$ , tzn. cząstki o ujemnej dziwności ( $S = -1$ ). Warunek ten realizuje się w praktyce poprzez bombardowanie jąder atomowych cząstkami o takich własnościach, że ich silne oddziaływania mogą prowadzić do wytworzenia jednostkowej ujemnej dziwności ( $S = -1$ ) wewnątrz bombardowanych jąder. Hiperony  $\Lambda^0$ , powstające w ostatecznym rezultacie takich oddziaływań, mogą zostać wyemitowane z macierzystego jądra jako cząstki swobodne lub związane w lekkim fragmencie jądrowym, albo też mogą zostać schwytane w jądrze końcowym (tzn. w najcięższym fragmencie jądrowym spośród wszystkich produktów dezintegracji jądrowej). W ostatnim przypadku słuszniej jest mówić raczej o wytworzeniu „hiperjądra“ niż „hiperfragmentu“.

Jednostkowa ujemna dziwność ( $S = -1$ ) może zostać wytworzona w jądrze atomowym w rezultacie oddziaływania:

- a) cząstki niedziwnej (np. mezonu  $\pi$  lub nukleonu) o energii wyższej od progu na stowarzyszoną produkcję cząstek dziwnych,
- b) cząstki o ujemnej dziwności (np. mezonu  $K^-$ , hiperonu  $\Sigma^-$ ) oddziaływającej zarówno w spoczynku jak i w locie.

W tabelicy I zebrane są [7] obserwowane częstości oddziaływań prowadzących do wytworzenia hiperfragmentów dla różnych cząstek padających o różnych energiach. Jak widać, wyniki doświadczalne dla przebadanego zakresu energii cząstek padających świadczą o tym, że obserwowana częstość tworzenia hiperfragmentów w procesach b) jest o rząd wielkości większa niż w procesach a). Tak więc systematyczne badania nad tworzeniem hiperfragmentów w różnych warunkach doświadczalnych stały się możliwe dopiero wtedy, gdy uzyskano odseparowane wiązki mezonów  $K^-$  o dużych natężeniach i o różnych energiach.

Wydaje się, że systematyczna analiza procesów tworzenia hiperfragmentów, przy równoczesnym porównaniu tych procesów z tworzeniem fragmentów „zwykłych“, tzn. nie zawierających związanych hiperonów  $\Lambda^0$ , może nie tylko rzucić dodatkowe światło na własności oddziaływań hiperonów  $\Lambda^0$  z materią jądrową, lecz również przyczynić się do lepszego zrozumienia procesów fragmentacji jąder<sup>2</sup>. Przypuszczenie, że hiperfragmenty mogą odegrać rolę „jąder znaczonych“ w badaniach reakcji jądrowych zostało wyrażone przez M. Danysza [10] jeszcze w 1956 roku, ale dopiero niedawno można było przystąpić do doświadczalnego sprawdzenia tej sugestii.

<sup>2</sup> Fragmentacja jąder jest to zjawisko powstawania fragmentów jądrowych o liczbie atomowej  $Z \geq 3$ . Obszerny przegląd poświęcony procesom fragmentacji zachodzącym w rezultacie reakcji cząstek o wielkiej energii z jądrami można znaleźć w opublikowanym w „Postępach Fizyki“ w roku 1961 artykule Perfiłowa i innych [8], zaś nowsze dane — w pracy [9].

Tablica I  
Produkcja hiperfragmentów

Cząstki padające	Energia	Częstość obserwacji hiperfragmentów [%]
Mezony $\pi^-$	3,0 GeV	0,090 $\pm$ 0,012
Mezony $\pi^-$	4,5 GeV	0,18 $\pm$ 0,03
Mezony $\pi^-$	17,2 GeV	0,3 $\pm$ 0,05
Protony	3,0 GeV	0,096 $\pm$ 0,019
Protony	6,0 GeV	0,07
Protony	25,0 GeV	0,3 $\pm$ 0,05
Mezony $K^-$	w spoczynku	6,5 $\pm$ 0,2 *
Mezony $K^-$	(2,5—85) MeV	11,6 $\pm$ 0,7
Mezony $K^-$	220 MeV	10,0 $\pm$ 1,0
Mezony $K^-$	225 MeV	6,3 $\pm$ 2,5
Mezony $K^-$	450 MeV	5,3 $\pm$ 0,3
Mezony $K^-$	750 MeV	2,4 $\pm$ 0,4
Mezony $K^-$	900 MeV	4,2 $\pm$ 0,2
Mezony $K^-$	1,07 GeV	4,1 $\pm$ 0,2
Mezony $K^-$	1,85 GeV	2,1 $\pm$ 0,2
Mezony $K^-$	2,5 GeV	3,0 $\pm$ 0,1
Hiperony $\Sigma^-$	w spoczynku	2,5 $\pm$ 0,8

\* Rezultaty uzyskane ostatnio [30] wskazują, że częstość ta jest wyższa niż wartość uzyskana poprzednio ( $4,7 \pm 0,3\%$ ) — zob. rozdział 4.3 oraz pracę [36], w której zebrane są częstości obserwacji hiperfragmentów wyznaczone po odkryciu ciężkich hiperjader.

#### 1.4. Technika doświadczalna

Większość rezultatów dotyczących hiperfragmentów pochodzi z prac prowadzonych przy użyciu emulsji jądrowych naświetlonych wiązkami cząstek uzyskanych z akceleratorów protonowych. Emulsja jądrowa stanowi w tej dziedzinie badań najważniejszą technikę doświadczalną ze względu na jej wielką przestrzenną zdolność rozdzielczą, która umożliwia przeprowadzenie bardzo szczegółowych obserwacji i precyzyjnych pomiarów nieosiągalnych przy zastosowaniu innych technik detekcyjnych. Emulsja jądrowa umożliwia również rejestrację cząstek naładowanych o bardzo małych energiach (a więc o bardzo krótkich zasięgach), co odgrywa decydującą rolę w badaniach nad hiperfragmentami.

Hiperfragmenty obserwuje się w emulsji jako gwiazdy podwójne, powstające w wyniku zarejestrowania oddziaływania cząstki padającej z jądrem emulsji i rozpadu utworzonego hiperfragmentu. Najmniejsza odległość pomiędzy środkami takich dwóch gwiazd (tzn. najkrótszy tor łączący je), jaką obserwuje się w normalnych warunkach doświadczalnych, wynosi około  $0,5 \mu$ . Jeśli nie można rozróżnić dwóch środków (tzn. hiperfragment rozpada się praktycznie w punkcie produkcji), wówczas mówimy o wytworzeniu tzw. „kryptofragmentu“. Ścisłe biorąc, twór taki należałoby raczej nazywać „kryptohiperfragmentem“, pozostaniemy jednak przy poprzednio podanej nazwie ze względu na to, że jest ona powszechnie stosowana w literaturze. Jest rzeczą jasną, że różnica pomiędzy



„hiperfragmentem“ a „kryptofragmentem“ jest natury czysto fenomenologicznej. Do badania kryptofragmentów należy stosować inne metody niż w przypadku hiperfragmentów ze względu na brak podstawowego kryterium selekcji, tzn. obserwacji gwiazdy podwójnej. W dalszym ciągu będziemy używać terminu „hiperfragment“ głównie w znaczeniu „gwiazda podwójna“, zgodnie z wprowadzoną tu fenomenologiczną terminologią.

### 1.5. Klasyfikacja hiperfragmentów

W badaniach nad hiperfragmentami emulsja jądrowa stanowi zarazem „tarczę“ i „detektor“. Należy zatem uwzględniać jej skład atomowy przy interpretacji obserwowanych zjawisk.

Emulsja jądrowa jest stosunkowo złożonym ośrodkiem materialnym: składa się ona z kryształów bromku srebra pogrążonych w żelatynie, której głównymi składnikami są: wodór, węgiel, azot i tlen. Cząstka padająca może zatem wytworzyć hiperfragment w rezultacie oddziaływania z jądrem „lekkim“ emulsji: C, N, O albo „ciężkim“: Br, Ag. Rozróżnienie oddziaływań z lekkimi i ciężkimi jądrami na ogół nie jest łatwe i często opiera się na metodach pośrednich opartych na statystycznej analizie zarejestrowanych oddziaływań.

W związku z występowaniem w emulsji jąder lekkich o  $A \leq 16$  i ciężkich o  $A \geq 80$  wprowadzamy następującą fenomenologiczną terminologię: hiperfragment będziemy nazywać „lekkim“ lub „ciężkim“, jeżeli jego liczba masowa  $A$  jest odpowiednio  $\leq 16$  lub  $> 16$ . Terminologia ta wiąże się z faktem, że najcięższe hiperjądro, jakie może powstać w rezultacie znanych oddziaływań cząstek padających z lekkimi jądrami emulsji, posiada liczbę masową  $A = 16^3$ . W praktyce wynika stąd, że liczba atomowa  $Z$  „lekkiego“ lub „ciężkiego“ hiperfragmentu jest odpowiednio  $\leq 8$  lub  $> 8$ .

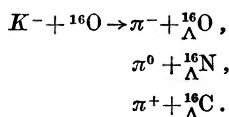
## 2. Problemy związane z identyfikacją hiperfragmentów w emulsji jądrowej

### 2.1. Gwiazdy podwójne spowodowane przez inne zjawiska

Istnieje cały szereg zjawisk wywoływanych przez wtórne cząstki naładowane wyemitowane z oddziaływań cząstek padających z jądrami emulsji, które mogą zostać zarejestrowane w emulsji jako gwiazdy podwójne, podobnie jak produkcja i rozpad hiperfragmentów (zob. 1.4). Do zjawisk tych należą:

a) oddziaływania w locie cząstek wtórnych (włączając pojedyncze rozpraszanie przez jądra emulsji);

<sup>3</sup> Jest to hiperjądro powstające np. w wyniku oddziaływania mezonu  $K^-$  w spoczynku z jądrem tlenu  $^{16}\text{O}$ :



b) wychwyty w spoczynku cząstek ujemnych (np. mezonów  $\pi^-$  lub  $K^-$ , hiperonów  $\Sigma^-$ ) przez jądra emulsji, prowadzące do powstania tzw. gwiazd  $\sigma$ ;

c) rozpady zwykłych nietrwałych fragmentów jądrowych (np.  ${}^8\text{Li}$ ,  ${}^8\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{N}$ )<sup>4</sup>;

d) rozpady nietrwałych cząstek elementarnych (np. hiperonów  $\Sigma^+$  rozpadających się według schematu:  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ ).

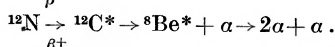
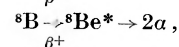
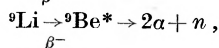
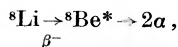
Niektóre z gwiazd podwójnych spowodowanych przez powyższe zjawiska mogą przypominać swoim wyglądem niemezonowe rozpady hiperfragmentów; np. przypadki pojedynczych rozpraszania często wyglądają w emulsji tak jak niemezonowe rozpady hiperfragmentów prowadzące do emisji tylko *jednej* cząstki naładowanej. Jeżeli długość toru łączącego gwiazdę pierwotną z gwiazdą wtórną jest zbyt mała (np. mniejsza niż  $20 \mu$ ), wówczas wiele takich przypadków w ogóle nie może być *indywidualnie* zidentyfikowanych. Dzieje się tak dlatego, że obserwacja toru łączącego gwiazdę pierwotną z gwiazdą wtórną nie dostarcza wtedy żadnych informacji pomocnych przy identyfikacji badanego zjawiska.

Celem oszacowania domieszki tego rodzaju zjawisk do próbki gwiazd podwójnych, interpretowanych jako hiperfragmenty, trzeba zatem przeprowadzić szczegółową analizę, w której korzysta się z argumentów natury *statystycznej*. Ogólnie mówiąc, argumenty te opierają się na wynikach obserwacji takich przypadków, które posiadają dostatecznie długie tory łączące, tzn. które mogą być zidentyfikowane *indywidualnie*. Wyniki obserwacji ekstrapoluje się następnie do obszaru krótkich torów łączących, szacując w ten sposób częstość występowania badanych przypadków w tym obszarze. Jest rzeczą jasną, że analizę trzeba przeprowadzić oddzielnie dla każdego eksperymentu, ze względu na to, że domieszka różnych zjawisk należących do dyskutowanego wyżej tła zmienia się w zależności od warunków doświadczalnych [7].

## 2.2. Identyfikacja hiperfragmentów

Analiza gwiazdy podwójnej i toru łączącego pozwala na ogół stwierdzić, czy dany przypadek można interpretować jako hiperfragment. Identyfikacji hiperfragmentu dokonuje się następnie poprzez szczegółowe badanie zarejestrowanego w emulsji [11]:

<sup>4</sup> Fragmenty te ulegają nast. rozpadom:



Rozpady  ${}^8\text{Li}$  oraz  ${}^8\text{B}$  prowadzą do powstania w emulsji charakterystycznych torów w kształcie litery T (tzw. „młotków“).

- a) procesu produkcji,
- b) toru hiperfragmentu,
- c) procesu rozpadu.

W zasadzie, jeżeli tor hiperfragmentu jest dostatecznie długi (rzędu 1 cm), to można ustalić tożsamość hiperfragmentu (tzn. wyznaczyć jego liczbę masową i atomową) korzystając tylko z informacji doświadczalnych uzyskanych z pomiarów na torze łączącym. Są to informacje najbardziej obiektywne, ponieważ nie zależą od interpretacji procesów produkcji lub rozpadu.

W praktyce, tory większości obserwowanych hiperfragmentów są zbyt krótkie ( $R < 20 \mu$ ) na to, by ich analiza mogła doprowadzić do identyfikacji hiperfragmentu. Trzeba zatem posługiwać się metodami a) i c).

Rozpady mezonowe identyfikuje się stosunkowo łatwo poprzez obserwację torów mezonów  $\pi$ . Liczbę masową i atomową takich hiperfragmentów można często wyznaczyć jednoznacznie poprzez analizę kinematyki rozpadu; również analiza kinematyczna procesu produkcji hiperfragmentu często pomaga w jednoznacznym ustaleniu jego tożsamości.

Identyfikacja hiperfragmentów niemezonowych jest dużo trudniejsza ze względu na to, że w ich rozpadach wyzwala się dużo więcej energii i na ogół emitowane są neutrony. Co więcej, rozpady takie prowadzą często do wytworzenia niskoenergetycznych fragmentów jądrowych, których tożsamości nie można ustalić ze względu na ich zbyt krótkie zasięgi w emulsji.

### 2.3. Metody selekcji hiperfragmentów niemezonowych

Z powyższych rozważań widoczne są trudności występujące przy próbach ustalenia tożsamości hiperfragmentów niemezonowych. Próby takie były czasem oparte na kinematycznej analizie rozpadów niemezonowych, przeprowadzonej przy założeniu emisji tylko *jednego* neutronu, na maszynach liczących. W pracy [12] wykazano, że taka procedura może doprowadzić do całkowicie błędnej identyfikacji hiperfragmentów; w szczególności do zaliczenia wielu hiperfragmentów ciężkich do klasy hiperfragmentów lekkich<sup>5</sup>. Prowadzi to do poważnych błędów w ocenie niektórych parametrów charakteryzujących rozpady hiperfragmentów, np. stosunku liczby rozpadów niemezonowych do mezonowych oraz stosunku  $R$  liczby niemezonowych rozpadów wywołanych przez oddziaływanie  $\Lambda^0$ -neutron do liczby podobnych rozpadów wywołanych przez oddziaływanie  $\Lambda^0$ -proton (zob. 1.2).

Metody wyznaczania parametru  $R$  były również dyskutowane w pracy [13]. W pracy tej wykazano, że niektóre oceny tego parametru uzyskane w poprzednich pracach były oparte na danych doświadczalnych, które zostały zebrane na podstawie kryteriów selekcji prowadzących do błędnej identyfikacji hiperfragmentów. Ze względu na trudności *indywidualnej* identyfikacji poszczególnych hiperfragmentów rozpadających się niemezonowo, wysunięto su-

<sup>5</sup> O odkryciu ciężkich hiperfragmentów, które leży u podstaw tej analizy, będzie mowa w rozdziale 4.

gestię, że wszelkie kryteria selekcji winny być oparte na *statystycznej* analizie procesu produkcji hiperfragmentów. Innymi słowy, należy stosować selekcję opartą jedynie na badaniu charakterystyki oddziaływań pierwotnych, w których produkowane są hiperfragmenty, oraz na analizie rozkładu zasięgów tych hiperfragmentów. Podejście takie powinno umożliwić:

a) dokonanie *statystycznego* podziału hiperfragmentów na klasy ze względu na ich liczby masowe,

b) przeprowadzenie niezależnego oszacowania strat i obciążeń obserwacyjnych (zob. 2.1) w obu próbkach, mających różny charakter w zależności od liczby masowej badanych hiperfragmentów.

Praktyczną ilustracją zastosowania takiej metody jest właśnie praca [12].

### 3. Produkcja kryptofragmentów w oddziaływaniach zatrzymujących się mezonów $K^-$ i hiperonów $\Sigma^-$

#### 3.1. Hiperfragmenty powstające w wychwytach mezonów $K^-$

Wcześniejsze doświadczenia dowiodły, że hiperfragmenty produkowane są w  $\sim 5\%$  wszystkich wychwytywów mezonów  $K^-$  w spoczynku (zob. przypis do tablicy I) oraz że stosunek liczby hiperfragmentów niemezonowych do mezonowych wynosi  $\sim 3$ . D. Abeledo i inni [14] przeprowadzili systematyczne badania emisji hiperfragmentów mezonowych z takich oddziaływań; celem tych badań było wyjaśnienie mechanizmu produkcji hiperfragmentów. Wykazali oni, że większość hiperfragmentów mezonowych pochodzi z wychwytywów mezonów  $K^-$  przez lekkie jądra emulsji: C, N, O.

D. Abeledo i inni pokazali również, że prawdopodobieństwo emisji hiperfragmentu wzrasta wraz z jego masą.

Rezultaty te oznaczają, że prawdopodobieństwo schwywania hiperonu  $\Lambda^0$  wzrasta wraz z masą jądra końcowego, powstałego w rezultacie oddziaływania mezonu  $K^-$  z lekkim jądrem emulsji.

#### 3.2. Kryptofragmenty powstające w wychwytach mezonów $K^-$

W pracy [15] wyznaczono całkowitą częstość chwywania przez jądra atomowe emulsji fotograficznej hiperonów  $\Lambda^0$  powstających w rezultacie oddziaływań mezonów  $K^-$  w spoczynku. W pracy tej zastosowano następującą metodę pośrednią, pozwalającą wyznaczyć częstość tworzenia kryptofragmentów (które, jak wskazano wyżej, na ogół<sup>6</sup> nie podlegają bezpośredniej obserwacji).

<sup>6</sup> Zaobserwowano kilka przypadków oddziaływań mezonów  $K^-$  w spoczynku, dla których tzw. energia widzialna, tzn. energia unoszona przez wtórne cząstki naładowane jest większa niż wartości  $Q$  oddziaływań elementarnych:  $K^- + N \rightarrow Y + \pi$  lub  $K^- + 2N \rightarrow Y + N$ . Aby je wyjaśnić, musimy założyć, że wytworzony w ostatecznym wyniku silnych oddziaływań hiperon  $\Lambda^0$  został schwywany w jądrze końcowym tworząc hiperfragment, który następnie uległ rozpadowi praktycznie w punkcie produkcji. W rezultacie nie możemy odróżnić cząstek naładowanych pochodzących z jego rozpadu, od cząstek pochodzących z pierwotnego oddziaływania mezonów  $K^-$ . O utworzeniu i rozpadzie kryptofragmentu dowiadujemy się zatem

Wiadomo, że w silnych oddziaływaniach dziwnych cząstek, dziwność musi być zachowana ( $\Delta S = 0$ ). Przeprowadzono zatem ocenę bilansu dziwności w oddziaływaniach zatrzymujących się mezonów  $K^-$  wyznaczając całkowitą częstość emisji dziwnych cząstek. Częstości emisji hiperfragmentów i naładowanych hiperonów  $\Sigma$  zostały wyznaczone poprzednio; wynoszą one odpowiednio:  $(5 \pm 1)\%$  i  $(18 \pm 1)\%$ . W pracy [15] wyznaczono częstość emisji neutralnych hiperonów  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$  oraz  $\Lambda^0$  poprzez obserwację rozpadów hiperonów  $\Lambda^0$  skorelowanych z poszczególnymi wychwytemi mezonów  $K^-$ . Po wprowadzeniu odpowiednich poprawek okazało się, że częstość ta wynosi  $(47 \pm 7)\%$ . Wynika stąd, że w rezultacie  $(70 \pm 7)\%$  wszystkich oddziaływań mezonów  $K^-$  obserwuje się dziwność w produktach końcowych reakcji. Brakujące  $(30 \pm 7)\%$  przypisano produkcji kryptofragmentów. Mówiąc ściślej, wartość ta stanowi górną granicę częstości produkcji kryptofragmentów ze względu na możliwe straty obserwacyjne związane z trudnościami detekcji niektórych konfiguracji występujących przy rozpadach hiperonów  $\Lambda^0$  w emulsji. Wydaje się jednak, że straty te nie są znaczne. Wniosek ten potwierdzają wyniki szczegółowej analizy możliwych strat obserwacyjnych przeprowadzonej w pracy [16]. Uwzględniając wyniki tej analizy, stwierdzamy, że częstość produkcji kryptofragmentów wynosi  $(27 \pm 7)\%$ <sup>7</sup>, tzn. że całkowita częstość chwytania hiperonów  $\Lambda^0$  powstających w wychwytach mezonów  $K^-$  przez jądra emulsji wynosi  $(32 \pm 7)\%$  wszystkich oddziaływań.

Jak wspomniano w rozdziale 1.2, w rezultacie niemezonowego rozpadu hiperfragmentu może zostać wyemitowany szybki proton, o energii  $> 60$  MeV. Doświadczenie pokazuje, że częstość emisji szybkich protonów wynosi  $(24 \pm 4)\%$  wszystkich rozpadów lekkich hiperfragmentów. Można oczekiwać, że niemezonowe rozpady kryptofragmentów również powinny prowadzić do emisji szybkich protonów. W pracy [15] oszacowano częstość emisji takich protonów powstających w rozpadach kryptofragmentów oraz wysunięto sugestię, że w większości przypadków powinny one pochodzić z rozpadów ciężkich kryptofragmentów. Bardziej szczegółową dyskusję różnych oddziaływań, prowadzących do emisji szybkich protonów, można znaleźć w pracy przeglądowej [7a].

Rezultaty pracy [15] zostały ostatnio potwierdzone w badaniach przeprowadzonych przy pomocy propanowo-freonowej komory pęcherzykowej naświetlonej wiązką zatrzymujących się mezonów  $K^-$  [18]. W pracy tej stwierdzono, że w  $(21,3 \pm 1,8)\%$  wszystkich oddziaływań mezonów  $K^-$  nie obserwuje się emisji dziwnych cząstek. Uwzględniając składy atomowe cieczy wypełniającej komorę i emulsji jądrowej znaleziono, że częstość chwytania hiperonów  $\Lambda^0$  przez lekkie i ciężkie jądra emulsji wynosi odpowiednio  $(17 \pm 3)\%$  oraz  $(56 \pm 15)\%$  wszystkich wychytów mezonów  $K^-$ .

poprzez pomiar energii widzialnej (a nie poprzez obserwację gwiazdy podwójnej, jak w przypadku hiperfragmentów). Podobne przypadki obserwuje się również przy wychwytach hiperonów  $\Sigma^-$  w spoczynku (zob. 3.3).

<sup>7</sup> W pracach [16, 17] oszacowano, że częstość produkcji kryptofragmentów wynosi odpowiednio  $(13 \pm 3)\%$  i  $(0-15)\%$ . W pracach tych nie przeprowadzono jednak korelacji hiperonów  $\Lambda^0$  z wychwytemi mezonów  $K^-$ .

### 3.3. Hiperfragmenty i kryptofragmenty powstające w wychwytach hiperonów $\Sigma^-$

W pracy [19] wyznaczono częstość chwywania hiperonów  $\Lambda^0$  powstających w rezultacie oddziaływań zatrzymujących się hiperonów  $\Sigma^-$ . Źródłem hiperonów  $\Sigma^-$  były wychwyty mezonów  $K^-$  w spoczynku. W rezultacie szczegółowej analizy około 1400 takich wychwyków znaleziono 11 hiperfragmentów wytworzonych przez zatrzymujące się hiperony  $\Sigma^-$ <sup>8</sup>. Po oszacowaniu całkowitej liczby wyemitowanych hiperonów  $\Sigma^-$  okazało się, że częstość emisji hiperfragmentów z oddziaływań hiperonów  $\Sigma^-$  wynosi  $(2,5 \pm 0,8)\%$  (w pracy [21] otrzymano:  $(2,7 \pm_{0,4}^{0,5})\%$ ).

W pracy [19] podano również oszacowanie częstości produkcji kryptofragmentów przy pomocy dwóch metod. Dolną granicę tej częstości:  $(2,7 \pm 0,8)\%$  wyznaczono z liczby przypadków, w których zaobserwowano wydzielenie energii większe niż 80 MeV. Ponieważ różnica masy hiperonu  $\Sigma^-$  i  $\Lambda^0$  wynosi 80 MeV, obserwacja taka świadczy o schwywaniu hiperonu  $\Lambda^0$  z utworzeniem kryptofragmentu, który następnie ulega niemezonowemu rozpadowi (zob. przypis do 3.2).

Druga metoda, która pozwoliła oszacować częstość produkcji kryptofragmentów, opierała się na obserwacji emisji szybkich protonów z wychwyków hiperonów  $\Sigma^-$ . Posługując się znaną wartością częstości emisji takich protonów z rozpadów niemezonowych hiperfragmentów (por. 3.2) oceniono, że częstość produkcji kryptofragmentów wynosi  $(7 \pm 3)\%$  (wg pracy [21] częstość ta wynosi:  $(8,6—10,2)\%$ ).

Dokładna analiza zarejestrowanych oddziaływań hiperonów sugeruje również, że hiperfragmenty są tworzone przede wszystkim w wychwytach hiperonów  $\Sigma^-$  przez lekkie jądra, natomiast kryptofragmenty — w wychwytach przez jądra ciężkie.

Porównanie wyników prac [15] i [19] wykazuje, że prawdopodobieństwo schwywania hiperonu  $\Lambda^0$  jest większe w przypadku oddziaływania mezonów  $K^-$  niż oddziaływania hiperonów  $\Sigma^-$ . Różnica ta staje się jeszcze wyraźniejsza, jeżeli uwzględnić, że w ok. 27% wszystkich wychwyków mezonów  $K^-$  emitowane są hiperony  $\Sigma$ . Okazuje się wówczas, że całkowita częstość chwywania hiperonów  $\Lambda^0$  powstających w oddziaływaniach mezonów  $K^-$ , które nie prowadzą do emisji hiperonów  $\Sigma$ , wynosi  $(44 \pm 9)\%$ , natomiast w przypadku hiperonów  $\Sigma^-$  tylko  $(12 \pm 3)\%$ . Efekt ten można tłumaczyć bardziej powierzchwnie, niż w przypadku mezonów  $K^-$ , absorpcją hiperonów  $\Sigma^-$ , która umożliwia ucieczkę wytworzonych hiperonów  $\Lambda^0$  z macierzystych jąder. Można dodać, że wyliczona teoretycznie [22] częstość chwywania hiperonów  $\Lambda^0$  powstających w oddziaływaniach hiperonów  $\Sigma^-$  w spoczynku z jądrami emulsji jest

<sup>8</sup> W czasie gdy wykonywana była praca [19] opublikowanych było tylko 24 podobnych przypadków [14, 20]. Niedawno B. Andersen i inni [21] zaobserwowali w sumie 60 przypadków tego typu w obszernej pracy poświęconej badaniu absorpcji hiperonów  $\Sigma^-$  przez jądra emulsji fotograficznej. Wnioski z tej pracy, uzyskane przy wykorzystaniu znacznie większego materiału statystycznego, w zupełności potwierdzają wcześniejsze rezultaty [19].

zgodna z przytoczoną tu wartością uzyskaną na drodze doświadczalnej. Natomiast przewidywana [22] częstość chwytania hiperonów  $\Lambda^0$  powstających w oddziaływaniach mezonów  $K^-$  w spoczynku jest dużo mniejsza niż wartość doświadczalna. Fakt ten potwierdza sugestię, że przy wychwycie mezonu  $K^-$  hiperon  $\Lambda^0$  jest często tworzony w głębi jądra, a nie, jak zakładano w cytowanych obliczeniach [22], na jego powierzchni. Mogłoby to sugerować, że hiperon  $\Lambda^0$  czasem powstaje we wtórnym procesie konwersji hiperonu  $\Sigma$  wytworzonego w pierwotnym oddziaływaniu mezonu  $K^-$  na powierzchni jądra <sup>9</sup>.

#### 4. Produkcja hiperfragmentów w oddziaływaniach szybkich mezonów $K^-$ i $\pi^-$

##### 4.1. Odkrycie ciężkich hiperjader

Logiczną kontynuację opisanych wyżej badań nad produkcją hiperfragmentów i kryptofragmentów było zastosowanie wiązek szybkich mezonów  $K^-$  do wytwarzania hiperfragmentów.

W publikacjach [23] przedstawione są rezultaty pierwszej systematycznej pracy nad tym zagadnieniem, przeprowadzonej przy użyciu mezonów  $K^-$  o pędzie 800 MeV/c. Podobne rezultaty uzyskano później w pracach [24], potwierdzając w całej rozciągłości wnioski przedstawione w [23]. Rezultaty te różnią się w następujący sposób od wyników wcześniejszych badań nad hiperfragmentami pochodzącymi z oddziaływań mezonów  $K^-$  w spoczynku:

a) Stosunek liczby rozpadów niemezonowych do mezonowych jest znacznie większy i wynosi  $\sim 12$  (por. 3.1);

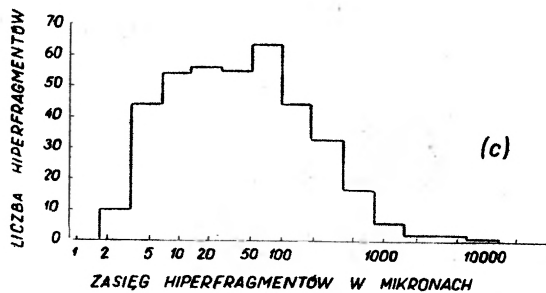
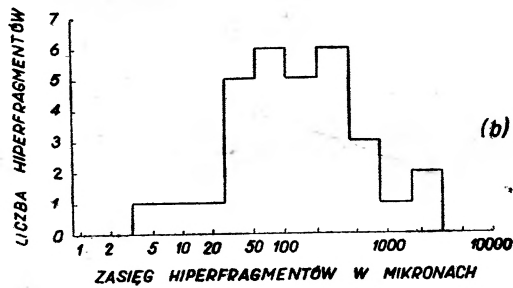
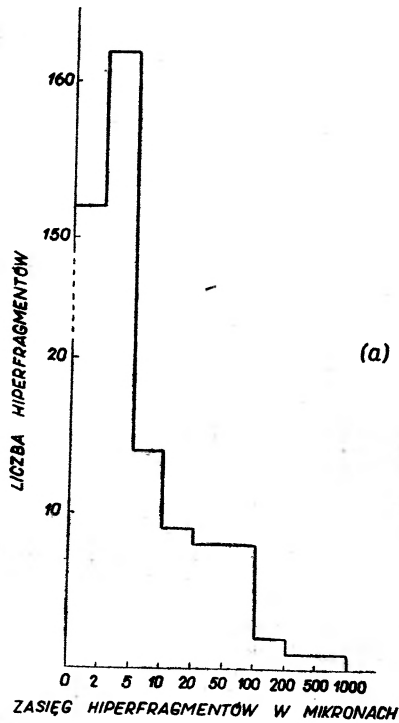
b) Częstość produkcji krótkozasięgowych hiperfragmentów niemezonowych jest dużo większa: 88% wszystkich hiperfragmentów ma zasięgi krótsze niż  $5 \mu$ , podczas gdy w przypadku hiperfragmentów pochodzących z wychwytów zatrzymujących się mezonów  $K^-$  tylko 63% ma tak krótki zasięg;

c) Częstość produkcji hiperfragmentów w oddziaływaniach z ciężkimi jądrami Br, Ag jest znacznie większa: ponad  $(65 \pm 4)\%$  wszystkich hiperfragmentów pochodzi z takich oddziaływań (por. 3.1).

Rys. 1 przedstawia rozkłady zasięgów hiperfragmentów niemezonowych i mezonowych wytworzonych w oddziaływaniach mezonów  $K^-$  o pędzie 800 MeV/c i — dla porównania — rozkład zasięgów hiperfragmentów mezonowych pochodzących z oddziaływań mezonów  $K^-$  w spoczynku. Jak widać, rozkład zasięgów hiperfragmentów niemezonowych wykazuje nagromadzenie przypadków pomiędzy 2 i  $5 \mu$ , a następnie gwałtownie opada. Rozkłady hiperfragmentów mezonowych nie mają tej własności.

Rys. 2 przedstawia rozkład całkowitej liczby torów cząstek naładowanych pochodzących z gwiazdy pierwotnej i wtórnej. Widzimy, że w 65% wszystkich

<sup>9</sup> Jest to proces:  $\Sigma + N \rightarrow \Lambda + N$ , zachodzący wewnątrz tego samego jądra, w którym został wytworzony hiperon  $\Sigma$ .

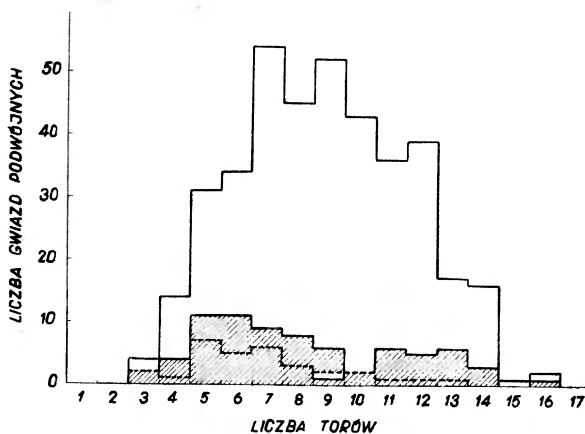


Rys. 1 (a). Rozkład zasięgów hiperfragmentów niemezonowych z oddziaływań mezonów  $K^-$  o pędzie 800 MeV/c; (b) rozkład zasięgów hiperfragmentów mezonowych z oddziaływań mezonów  $K^-$  o pędzie 800 MeV/c; (c) rozkład zasięgów hiperfragmentów mezonowych z oddziaływań mezonów  $K^-$  w spoczynku



przypadków liczba torów przekracza 7, co świadczy o produkcji hiperfragmentu w oddziaływaniu mezonu  $K^-$  z ciężkim jądrem emulsji: Br lub Ag<sup>10</sup>.

Obserwacja a) prowadzi do wniosku, że hiperfragmenty produkowane w oddziaływaniach szybkich mezonów  $K^-$  są znacznie cięższe niż w przypadku wychwytów mezonów  $K^-$  w spoczynku (por. 1.2). Widać też, że obserwacje b) i c) (rys. 1 i 2) dotyczące hiperfragmentów niemezonowych, nie dadzą się



Rys. 2. Rozkład całkowitej liczby torów z gwiazdy pierwotnej i wtórnej, wytworzonych w oddziaływaniach mezonów  $K^-$  o pędzie 800 MeV/c. Linia przerywana wskazuje rozkład dla hiperfragmentów mezonowych. Zakreskowane pola oznaczają hiperfragmenty o zasięgach większych lub równych  $5 \mu$ .

ze sobą pogodzić przy założeniu, że mamy do czynienia z emisją *lekkih* hiperfragmentów z *ciężkich* jąder. Istotnie, lekkie hiperfragmenty o tak krótkich zasięgach miałyby bardzo małe energie; ich emisja z ciężkich jąder nie byłaby zatem możliwa, ze względu na barierę kulombowską istniejącą w jądrach macierzystych.

Jedynym wyjściem z sytuacji jest założenie, że *większość* obserwowanych hiperfragmentów niemezonowych stanowią ciężkie jądra końcowe zawierające schwytane hiperony  $\Lambda^0$  i że jądra te w oddziaływaniach szybkich mezonów  $K^-$  uzyskały pęd wystarczający na to, by zarejestrować w emulsji widzialne tory.

W oddziaływaniach szybkich mezonów  $K^-$  staje się zatem możliwa obserwacja ciężkich hiperjąder, które w przypadku wychwytów mezonów  $K^-$  w spoczynku należały w większości do klasy kryptofragmentów nie podlegającej bezpośredniej obserwacji. Należy tu dodać, że średni pęd ciężkich hiperfragmentów wynosi  $\sim 1$  GeV/c [23], a więc jest tego samego rzędu co pęd padających mezonów  $K^-$ . Fakt ten wiąże się prawdopodobnie z trudnością detekcji w normalnych warunkach doświadczalnych hiperfragmentów o bardzo krótkich zasięgach  $< 1 \mu$ , tzn. o mniejszych pędach. Wniosek ten znajduje potwierdzenie w rezultatach badań nad sprężystym rozpraszaniem jonów argonu w emulsji jądrowej [25].

<sup>10</sup> Oceniono, że w tym doświadczeniu domieszka innych zjawisk (zob. 2.1) nie przekracza 2%. wszystkich gwiazd podwójnych zaklasyfikowanych jako hiperfragmenty niemezonowe.

Okazuje się, że na to, by zaobserwować tor ciężkiego jądra odskoku, Br lub Ag, przekaz pędu do jądra odskoku musi przewyższać 400 MeV/c.

Ostatnio dokonano obserwacji krótkozasięgowych hiperfragmentów ( $R < 1 \mu$ ) przy pomocy specjalnej techniki eksperymentalnej, opartej na pomiarze w płaszczyźnie emulsji współrzędnych  $(x, y)$  punktów na torach wychodzących z gwiazdy wizualnie pojedynczej i przeprowadzeniu przez te punkty najlepiej pasujących prostych [26]. Badanie przecięć tych prostych pozwoliło w wielu przypadkach na stwierdzenie, że ma się do czynienia z gwiazdą podwójną, a nie pojedynczą, oraz na zmierzenie długości rzutu toru łączącego. Stwierdzono w ten sposób, że częstość produkcji krótkozasięgowych hiperfragmentów jest około dwa razy większa, niż częstość uzyskiwana w normalnych warunkach obserwacji wizualnej. Jest rzeczą jasną, że tak zaobserwowane hiperfragmenty odgrywały poprzednio rolę „nieobserwowalnych“ kryptofragmentów.

#### 4.2. Model produkcji ciężkich hiperjader

Celem wyjaśnienia mechanizmu produkcji ciężkich hiperjader w pracach [23, 24] zaproponowano następujący model, w którym zakłada się, że oddziaływanie mezonów  $K^-$  można opisać, podobnie jak oddziaływania innych cząstek wielkich energii, korzystając z teorii kaskady wewnątrzjądrowej i modelu parowania. Tak więc zakłada się, że mezon  $K^-$  padając na ciężkie jądro emulsji inicjuje w nim proces kaskady jądrowej, w rezultacie której emitowane są z jądra szybkie bariony i mezony  $\pi$ . W trakcie procesu kaskadowego powstaje hiperon  $\Lambda^0$  w bezpośrednim oddziaływaniu mezonu  $K^-$  lub też na skutek konwersji wytworzonego hiperonu  $\Sigma$ , tzn. w procesie  $\Sigma + N \rightarrow \Lambda + N$ . Gdy energia hiperonu  $\Lambda^0$  jest dostatecznie mała, może on ulec schwytniu we wzbudzonym jądrze końcowym. W dalszym ciągu jądro to traci energię wzbudzenia przez parowanie emitując nukleony i ugrupowania nukleonów. W procesie tym może nastąpić emisja hiperonu  $\Lambda^0$  jako cząstki swobodnej lub związanej w lekkim fragmencie jądrowym. Jednakże w większości obserwowanych przypadków hiperon  $\Lambda^0$  pozostaje w ciężkim jądrze końcowym tworząc ciężkie hiperjądro. Jeżeli jądro to uzyskało dostateczny pęd na to, by zarejestrować widzialny tor w emulsji, to będziemy mogli zaobserwować gwiazdę podwójną o bardzo krótkim torze łączącym, tzn. stwierdzimy produkcję i rozpad ciężkiego hiperjądra.

Pozostaje jeszcze sprawą otwartą, który z procesów: proces kaskady czy parowania, jest dominujący przy przekazywaniu pędu do ciężkiego hiperjądra. W pracy [27] argumentowano na podstawie szczegółowej analizy obu procesów, że rolę decydującą wydaje się odgrywać proces kaskady. Odwrotne stanowisko zajęto w pracy [24b]; można mieć nadzieję, że dalsze badania, prowadzone między innymi w Warszawie, wyjaśnią tę sprawę.

Opisany mechanizm produkcji stosuje się również do oddziaływań mezonów  $K^-$  i hiperonów  $\Sigma^-$  w spoczynku [14]. W tym przypadku energia wydzielona przy wychwycie cząstki ujemnej wystarcza do rozbitcia lekkiego jądra; hiperon

$\Lambda^0$  może wówczas zostać schwytyany w jednym z produktów reakcji, co może prowadzić do wytworzenia obserwowanego hiperfragmentu. Natomiast w przypadku wychwytu przez ciężkie jądro, wydzielona energia nie wystarcza do jego rozbitcia, hiperon  $\Lambda^0$  zostaje schwytyany w ciężkim jądrze końcowym, które na ogół uzyskuje pęd niewystarczający do zarejestrowania toru w emulsji. Powstaje zatem ciężki kryptofragment (por. też [28]).

#### 4.3. Dalsze badania nad produkcją ciężkich hiperjąderek

Z chwilą odkrycia ciężkich hiperjąderek zaczęto badać ich produkcję w oddziaływaniach cząstek padających o różnych pędach [12, 29].

W pracy [12] badano produkcję hiperfragmentów w oddziaływaniach mezonów  $\pi^-$  o pędzie 4,5 GeV/c. Wykazano, że w takich oddziaływaniach również powstają ciężkie hiperjądra, potwierdzając w całej rozciągłości stosowalność proponowanego modelu do oddziaływań innych cząstek, niekoniecznie mezonów  $K^-$ , zgodnie z podstawowym postulatem modelu. Zasady przeprowadzonej analizy zostały naszkicowane w rozdziale 2.3. W rezultacie tych prac stwierdzono, że wraz ze wzrostem pędu cząstek padających aż do wartości kilku GeV/c rośnie średnia długość zasięgu ciężkich hiperjąderek. Jeżeli przyjąć, że średni pęd przekazywany do jąder końcowych w takich oddziaływaniach nie zmniejsza się, to fakt powyższy można tłumaczyć zmniejszeniem średniej masy ciężkich hiperjąderek na skutek wzrostu średniej liczby nukleonów wyemitowanych w procesach kaskady i parowania. Można też przypuszczać, że w procesie oddziaływania cząstek padających o większym pędzie rośnie średni pęd przekazywany do jądra końcowego.

Stwierdzono również, że ciężkie hiperjądra mogą być obserwowane w oddziaływaniach zatrzymujących się mezonów  $K^-$  [30]. Przeprowadzona ostatnio szczegółowa analiza wychwytywania mezonów  $K^-$  w spoczynku przez jądra emulsji wykazała, że częstość obserwacji hiperjąderek wynosi  $(6,5 \pm 0,2)\%$ . Wzrost ten (zob. 3.1) spowodowany został przez detekcję hiperfragmentów, których w poprzednich pracach nie umiano dostrzec na skutek tego, że miały one bardzo krótkie zasięgi (na ogół mniejsze niż 2  $\mu$ ).

#### 4.4. Energia wiązania hiperonu $\Lambda^0$ w ciężkich hiperjadrach

Odkrycie ciężkich hiperjąderek pozwoliło oszacować doświadczalnie wiązania  $B_A$  hiperonu  $\Lambda^0$  w ciężkich hiperjadrach, a co za tym idzie, głębokość jamy potencjału  $D_A$  hiperonu  $\Lambda^0$  w materii jądrowej [31]. Wielkość ta dana jest w przybliżeniu wzorem:

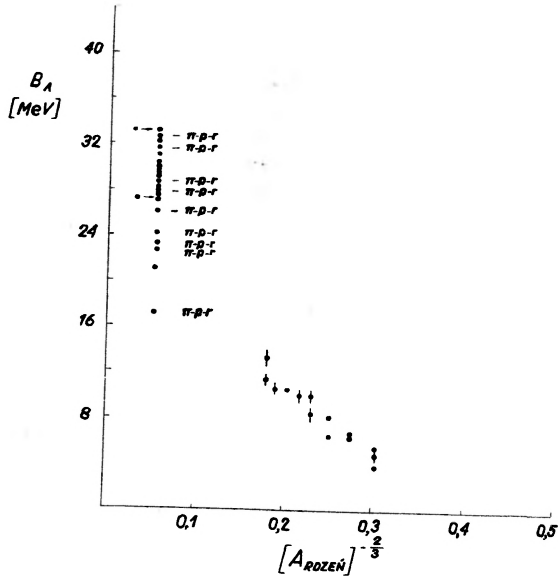
$$D_A = B_A + \frac{\pi^2 A^{-2/3} \hbar^2 c^2}{2m_A r_0^2} \left( 1 - \frac{2}{s} + \frac{3}{s^2} \right), \quad (3)$$

gdzie:

$$s = \left[ r_0^2 A^{2/3} \left( \frac{2m_A D_A}{\hbar^2 c^2} \right) \right]^{1/2},$$

$m_A$  jest masą hiperonu  $\Lambda^0$ , a  $A$  liczbą masową rdzenia hiperjądra.

Energię wiązania  $B_A$  hiperonu  $\Lambda^0$  w ciężkich hiperjądrach oszacowano poprzez obserwację ich rozpadów mezonowych. Rozpady takie zachodzą rzadko: obserwowany stosunek liczby rozpadów niemezonowych do mezonowych wynosi około 125 dla hiperjąder o liczbach masowych zawartych pomiędzy  $A = 40$  oraz  $A = 100$  [31].



Rys. 3. Zależności  $B_A$  od  $(A_{\text{rdzeń}})^{-2/3}$

Opierając się na analizie rozpadów mezonowych ciężkich hiperjąder, można wyznaczyć wartość energii wiązania hiperonu  $\Lambda^0$  (a ściślej mówiąc górną granicę tej wartości — sprawa ta jest dokładnie przedyskutowana w pracy [31]), posługując się wzorem:

$$B_A = Q_A - (T_\pi + T_p + T_r),$$

dla rozpadów, w których emitowany jest mezon  $\pi^-$  i proton (rozpady typu  $\pi-p-r$ ), lub:

$$B_A = Q_A + B_N - (T_\pi + T_p + T_r),$$

dla rozpadów, w których emitowany jest tylko mezon  $\pi^-$  (rozpady typu  $\pi-r$ ). We wzorach tych  $Q_A$  oznacza energię wydzieloną przy rozpadzie swobodnego hiperonu  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$  ( $Q_A = 37,58$  MeV),  $B_N$  — energię wiązania ostatniego protonu w rdzeniu jądrowym hiperjądra ( $B_N \simeq 8$  MeV), a  $T_\pi$ ,  $T_p$  i  $T_r$  odpowiednio energię kinetyczną mezonu  $\pi^-$ , protonu i jądra odrzutu (ta ostatnia jest do pominięcia). Na podstawie wszystkich dostępnych w tym czasie przy-

padków<sup>11</sup> oceniono [31], że energia wiązania hiperonu  $\Lambda^0$  w ciężkich hiperjadrach wynosi:

$$B_A = (22,7 \pm 1,5) \text{ MeV.}$$

Przyjmując, że średnia liczba masowa hiperjader jest równa  $A = 75$ , oraz biorąc  $r_0 = 1,21f$ , obliczono za pomocą wzoru (3), że wartość  $D_A$  wynosi:

$$D_A = (27 \pm 3) \text{ MeV.}$$

Wartość ta jest zgodna z teoretycznym oszacowaniem R. H. Dalitza [32]:

$$D_A = (26 \pm 2,5) \text{ MeV.}$$

Rys. 3 przedstawia zależność  $B_A$  od liczby masowej rdzenia,  $A_{\text{rdzeń}}$ , dla lekkich i ciężkich hiperjader. Średnią wartość energii wiązania  $B_A$  dla ciężkich hiperjader wyznaczono na podstawie punktów leżących poniżej 25 MeV; konieczność zwiększenia statystyki jest oczywista.

## 5. Zakończenie

Jednym z celów prowadzonych obecnie prac jest dokładniejsze zbadanie charakteru zależności  $B_A$  od  $A$ , w szczególności w obszarze pośrednich wartości:  $16 < A < 80$ , a więc dla „średnich“ hiperjader. Ponieważ nie dysponujemy możliwością dowolnego wyboru tarczy i musimy korzystać z emulsji jądrowej<sup>12</sup>, jedyną drogą prowadzącą do badania tej zależności jest stosowanie wiązek mezonów  $K^-$  o różnych energiach: spodziewamy się, że masy ciężkich hiperjader końcowych będą malały wraz ze wzrostem energii padających cząstek. Ostatnio okazało się jednak, że w miarę wzrostu energii ztraca się możliwość stwierdzenia, że wyprodukowane hiperjądro jest istotnie ciężkim jądrem końcowym, a co za tym idzie, statystycznego oszacowania jego liczby masowej. Wiąże się to z pojawianiem się w takich oddziaływaniach większej liczby krótkozasięgowych cząstek naładowanych o liczbach masowych, których wartości są, być może, wielkościami tego samego rzędu co dla obserwowanego hiperjadra. Z pomocą ponownie przychodzi metoda naszkicowana w rozdziale 2.3. Statystyczna analiza procesu produkcji hiperfragmentów powstających w oddziaływaniach mezonów  $K^-$  o pędach 3,0 GeV/c [36] oraz 5,0 GeV/c [37] prowadzi do wniosku, że w oddziaływaniach tych wzrasta prawdopodobieństwo

<sup>11</sup> W chwili obecnej zaobserwowano w sumie około 40 rozpadów mezonowych ciężkich hiperjader. Prowadzone są systematyczne prace, między innymi w Warszawie, mające na celu radykalne zwiększenie liczby takich obserwacji.

<sup>12</sup> Próbuje się nasycać emulsję jądrową innymi substancjami, między innymi uranem [33], lecz liczba wprowadzonych jader jest tak mała, że metoda ta nie może mieć praktycznego zastosowania w fizyce hiperfragmentów. Pozostaje ponadto trudność indywidualnej identyfikacji zaobserwowanego przypadku. Dyskutowane są również możliwości zastosowania komór pęcherzykowych [34] lub iskrowych [35] do wyznaczania energii wiązania ciężkich hiperjader poprzez analizę procesu ich *produkcji* w oddziaływaniach mezonów  $K^-$  (a nie ich *rozpadu*). Dotychczasowe próby nie dały na razie rezultatów.

procesu fragmentacji jąder. Jest to zgodne z tym, co obserwujemy dla oddziaływań „zwykłych“, w których nie występują hiperjądra [8, 9]. Wydaje się więc, że obecność ujemnej dziwności nie wpływa w zasadniczy sposób na przebieg reakcji jądrowej.

## Literatura

- [1] P. Zieliński, *Post. Fiz.*, **10**, 341 (1959).
- [2] *Proc. Inter. Conf. on Hyperfragments*, CERN 64—1 (1964).
- [3] M. Danysz, J. Pniewski, *Bull. Acad. Polon. Sci.*, **1**, 42 (1953); *Phil. Mag.*, **44**, 348 (1953).
- [4] M. W. Friedlander, Y. Fujimoto, D. Keefe, M. G. K. Menon, *Nuovo Cimento*, **2**, 90 (1955); R. H. Dalitz, *Rep. Progr. Phys.*, **20**, 163 (1957).
- [5] M. Danysz, K. Garbowska, J. Pniewski, T. Pniewski, J. Zakrzewski, E. R. Fletcher, J. Lemonne, P. Renard, J. Sacton, W. T. Toner, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, P. Allen, Sr. M. Heeran, A. Montwill, J. E. Allen, M. J. Beniston, D. H. Davis, D. A. Garbutt, V. A. Bull, R. C. Kumar, P. V. March, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 29 (1963); *Nuclear Phys.*, **49**, 121 (1963).
- [6] S. N. Ganguli, N. Kameswara Rao, M. S. Swami, *Preprint*.
- [7] E. H. S. Burhop, D. H. Davis, J. Zakrzewski, *Prog. Nuclear Phys.*, **9**, 155 (1964); J. Zakrzewski, *Proc. Inter. Conf. on Hyperfragments*, CERN 64—1, 89 (1964).
- [8] N. Perfiłow, O. Łożkin, W. Szamow, *Postępy Fizyki*, **12**, 115 (1961).
- [9] N. A. Perfiłow, *Proc. Inter. Conf. on Nuclear Structure*, CERN 63—28, 105 (1963).
- [10] M. Danysz, *Nuovo Cimento, Suppl.*, **4**, 609 (1956).
- [11] R. G. Ammar, *Proc. Inter. Conf. on Hyperfragments*, CERN 64—1, 7 (1964); R. Levi-Setti, *ibid.*, 17 (1964).
- [12] J. Zakrzewski, D. H. Davis, O. Skjeggstad, *Nuovo Cimento*, **27**, 652 (1963).
- [13] J. Zakrzewski, S. J. St. Lorant, *Nuovo Cimento*, **25**, 693 (1962).
- [14] D. Abeledo, L. Choy, R. G. Ammar, N. Crayton, R. Levi-Setti, M. Raymund, O. Skjeggstad, *Nuovo Cimento*, **22**, 1171 (1961).
- [15] D. H. Davis, M. Csejthey-Barth, J. Sacton, B. D. Jones, B. Sanjeevaiah, J. Zakrzewski, *Nuovo Cimento*, **22**, 275 (1961).
- [16] A. Filipkowski, E. Marquit, E. Skrzypeczak, A. Wróblewski, *Nuovo Cimento*, **25**, 1 (1962).
- [17] R. Cester, G. Ciocchetti, A. Debenedetti, A. Marzari-Chiesa, G. Rinaudo, C. Deney, K. Gottstein, W. Püschel, *Nuovo Cimento*, **22**, 1069 (1961).
- [18] W. L. Knight, F. R. Stannard, F. Oppenheimer, B. Rickey, R. Wilson, *Nuovo Cimento*, **32**, 598 (1964).
- [19] J. Sacton, M. J. Beniston, D. H. Davis, B. D. Jones, B. Sanjeevaiah, J. Zakrzewski, *Nuovo Cimento*, **23**, 702 (1962).
- [20] G. Dascola, G. Lanbrizio, S. Mora, T. Ortali, *Nuovo Cimento*, **16**, 241 (1960); V. Gorgé, W. Koch, W. Lindt, M. Nikoliè, S. Subotic-Nikoliè, H. Winzeler, *Nuclear Phys.*, **21**, 599 (1961).
- [21] B. Andersen, O. Skjeggstad, D. H. Davis, *Phys. Rev.*, **132**, 2281 (1963).
- [22] A. D. Martin, *Nuovo Cimento*, **27**, 1359 (1963).
- [23] B. D. Jones, B. Sanjeevaiah, J. Zakrzewski, M. Csejthey-Barth, J. P. Lagnaux, J. Sacton, M. J. Beniston, E. H. S. Burhop, D. H. Davis, *Proc. Rutherford Jub. Inter. Conf.*, 199 (1962); *Proc. Aix-en-Provence Inter. Conf.*, 363 (1962); *Phys. Rev.*, **127**, 236 (1962).
- [24] N. A. Nickols, S. B. Curtis, D. J. Prowse, *Phys. Letters*, **1**, 327 (1962); I. R. Kenyon, *Nuovo Cimento*, **29**, 589 (1963).

- [25] M. Danysz, J. Zakrzewski, rezultaty cytowane w [7] oraz praca złożona do druku w Nuclear Phys.
- [26] S. J. Bosgra, W. Hoogland, Phys. Letters, **9**, 345 (1964).
- [27] P. Renard, J. Sacton, J. Zakrzewski, preprint Uniwersytetu Brukselskiego, Bulletin No 9 (1963), Nuclear Phys. **70**, 609 (1965).
- [28] A. Avni, M. Friedman, D. Kessler, Phys. Letters, **11**, 174 (1964).
- [29] E. R. Fletcher, J. Lemonne, P. Renard, J. Sacton, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, P. Allen, Sr. M. Heeran, A. Montwill, J. E. Allen, M. J. Beniston, D. A. Garbutt, R. C. Kumar, P. V. March, T. Pniewski, J. Zakrzewski, Phys. Letters, **3**, 280 (1963).
- [30] J. Lemonne, C. Mayeur, J. Sacton, D. H. Davis, D. A. Garbutt, J. E. Allen, Nuovo Cimento, **34**, 529 (1964).
- [31] J. P. Lagnaux, J. Lemonne, J. Sacton, E. R. Fletcher, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, D. H. Davis, P. Allen, Sr. M. Heeran, A. Montwill, J. E. Allen, D. A. Garbutt, V. A. Bull, P. V. March, M. Yaseen, T. Pniewski, J. Zakrzewski, preprint Uniwersytetu Brukselskiego, Bulletin No 13 (1964), Nuclear Phys. **60**, 97 (1964). Publikacja ta zawiera spis poprzednich prac na ten temat.
- [32] R. H. Dalitz, Proc. Rutherford Jub. Inter. Conf. 103 (1961), oraz preprint Uniwersytetu Chicagowskiego, EFINS-62-9 (1962).
- [33] R. Levi-Setti, W. E. Slater, Nuovo Cimento, **14**, 895 (1959).
- [34] D. H. Davis, Proc. Inter. Conf. on Hyperfragments, CERN 64-1, 113 (1964).
- [35] Europejska Współpraca K<sup>-</sup> (wiadomość prywatna).
- [36] J. Lemonne, J. Sacton, G. Schorochoff, M. A. Shaukat, W. T. Toner, P. Allen, D. H. Davis, E. R. Fletcher, J. E. Allen, V. A. Bull, M. M. Kasim, P. V. March, K. Pniewska, T. Pniewski, M. Suk, M. Votruba, J. Herynek, J. Piekarz, J. Zakrzewski, preprint Uniwersytetu Brukselskiego, Bulletin No 18 (1964).
- [37] Nieopublikowane dane Europejskiej Współpracy K<sup>-</sup>.

K. Badziąg i J. Głowacki

Katedra Metodyki Fizyki  
Wyższa Szkoła Pedagogiczna w Gdańsku

## Masery półprzewodnikowe

### Wstęp

Słowo „maser“ jest akronimem angielskiego wyrażenia *molecular amplification by stimulated emission of radiation*, czyli „molekularne wzmacnianie za pomocą wymuszonego promieniowania“. Bardzo często dodaje się do słowa maser bliższe określenie, np. optyczny, dla podczerwieni, itd. Używana dotąd nazwa „laser“ zaczyna znikać z literatury naukowej.

Historia maserów półprzewodnikowych jest bardzo krótka. Pierwsze półprzewodnikowe masery pracujące na arsenku galu (GaAs) zostały zbudowane w roku 1962 [1-5], choć sposoby uzyskiwania wymuszonego promieniowania zostały zaproponowane już w roku 1959 [6, 7]. Wykorzystane były przejścia *p-n* w różnego typu materiałach półprzewodnikowych, oraz proponowano przejścia pasmo-akceptor i donor-akceptor, które prowadzą do inwersji obsadzeń poziomów energetycznych i związanej z nią ujemną absorpcją. Znane obecnie masery półprzewodnikowe posiadają roboczą długość fali, od 7000 Å do 3,1 μ [9].

Masery półprzewodnikowe mogą pracować w reżimie impulsowym i ciągłym. Są bardzo efektywne ze względu na sposób elektrycznego pompowania. Ich moc na wyjściu dochodzi do 4 W. Masery ze złączami typu *p-n* pozwalają uzyskiwać promieniowanie wymuszone w dużym przedziale widmowym. Tę zmianę długości roboczej fali dokonuje się przez zmianę składu kryształu oraz przez dobranie odpowiedniej temperatury. Jedynym, nieprzyjemnym kłopotem, jaki sprawiają masery półprzewodnikowe, to ich mikroskopijne rozmiary, niepozwalające na szybkie podwyższanie mocy.

Zasady działania różnego typu optycznych maserów oraz własności rezonatora Fabry-Perot opisano już w poprzednich artykułach [10], [11]. Z tego powodu do tych zagadnień w niniejszym artykule nie będziemy powracać.

### Zjawiska optyczne towarzyszące rekombinacji w półprzewodnikach

Aktowi rekombinacji elektronu i dziury może towarzyszyć emisja fotonu. Jest to więc jeden z typów luminescencji. Najbardziej efektywnym sposobem jej wzbudzenia okazało się wstrzykiwanie (iniekcja) nośników prądu poprzez



złącze *p-n*. Rozwój techniki pozwala obecnie mierzyć i badać widma promieniowania rekombinacyjnego, nie tylko w zakresie widzialnym, ale i w podczerwieni.

Zjawisko rekombinacji i związany z nim akt emisji kwantu promieniowania wygodnie jest rozpatrywać jako proces odwrotny absorpcji fotonu o częstotliwości  $\nu$  w jednostce czasu. Całkowita liczba aktów rekombinacji w jednostce objętości kryształu w 1 sek., czyli prędkość rekombinacji, będzie

$$R = \int P(\nu) \varrho(\nu) d\nu, \quad (1),$$

gdzie  $P(\nu)$  — prawdopodobieństwo absorpcji fotonów  $h\nu$  w jednostce czasu a  $\varrho(\nu)$  — ich gęstość w przedziale  $d\nu$ .

Jeżeli weźmiemy pod uwagę rozkład Plancka

$$\varrho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} r^3 \frac{d \ln r \nu}{e^{h\nu/eT} - 1}, \quad (2)$$

a prawdopodobieństwo absorpcji określimy przez

$$P(\nu) = \alpha \cdot v_g, \quad (3)$$

przy czym prędkość grupowa

$$v_g = \frac{c}{r} \frac{d \ln \nu}{d \ln r \nu},$$

zaś współczynnik

$$\alpha = \frac{4\pi r \kappa \nu}{c}$$

związany jest ze współczynnikiem absorpcji  $\kappa$ , to prędkość rekombinacji, której towarzyszy emisja światła, będzie:

$$R = 32\pi^2 c \left(\frac{kT}{hc}\right)^4 \int_0^\infty \frac{r^3 \kappa u^3 du}{e^u - 1}, \quad (4)$$

gdzie

$$u = \frac{h\nu}{kT}, \quad \text{a } r \text{ — współczynnik załamania światła.}$$

Nasze rozważania dotyczą półprzewodnika „czystego“, tzn. bez obcych domieszek i bez defektów w siatce krystalicznej. Dlatego nie dziwnego, iż obliczenia nie zawsze zgadzają się z wynikami doświadczalnymi. Z drugiej strony znajomość dokładnej wartości szybkości rekombinacji w półprzewodnikach jest sprawą niesłychanie ważną, gdyż na jej podstawie możemy wnioskować, czy uda nam się uzyskać inwersję obsadzeń konieczną do generacji promieniowania wymuszonego. Im mniejsza wartość  $R$ , tym łatwiej jest uzyskać inwersję obsadzeń poziomów energetycznych. Czas życia nośników prądu w kryształach jest odwrotnie proporcjonalny do  $R$ . Dłuższy czas życia elektronów i dziur pozwala łatwiej kompensować różne straty, które zubożają poziom wzbudzony.

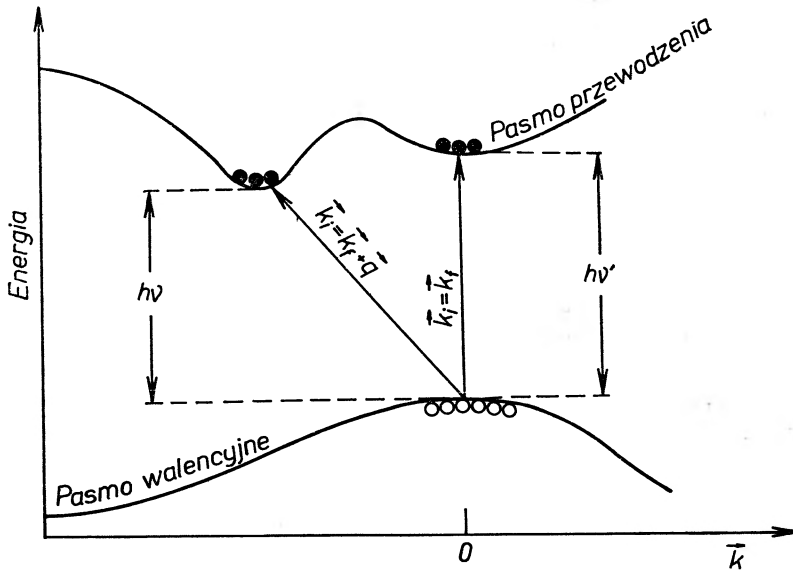
Z uwagi na charakter zjawiska, rekombinację musimy podzielić na dwa typy:

1) rekombinację związaną z przejściem elektronów z pasma przewodzenia do pasma walencyjnego, w wyniku czego elektron rekombinuje z dziurą. Ten przypadek spotykamy w kryształach czystych, bez domieszek.

2) rekombinacje związane z wychwytem elektronu i dziury przez domieszkę. Obecne domieszki, w zależności od ich charakteru, są akceptorami albo donorami elektronu.

Szybkość rekombinacji zależy od tego, w jaki sposób energia wzbudzonych nośników ulega transformacji. W ogólności możemy wyróżnić następujące sposoby transformacji:

- 1) emisję fotonów,
- 2) emisję fononów, czyli przekazanie energii wzbudzenia siatce krystalicznej,
- 3) efekt Auger, czyli przekazanie nadwyżki energii rekombinacji trzeciemu nośnikowi.



Rys. 1. Schemat poziomów energetycznych w kryształach: ● — elektrony, ○ — dziury

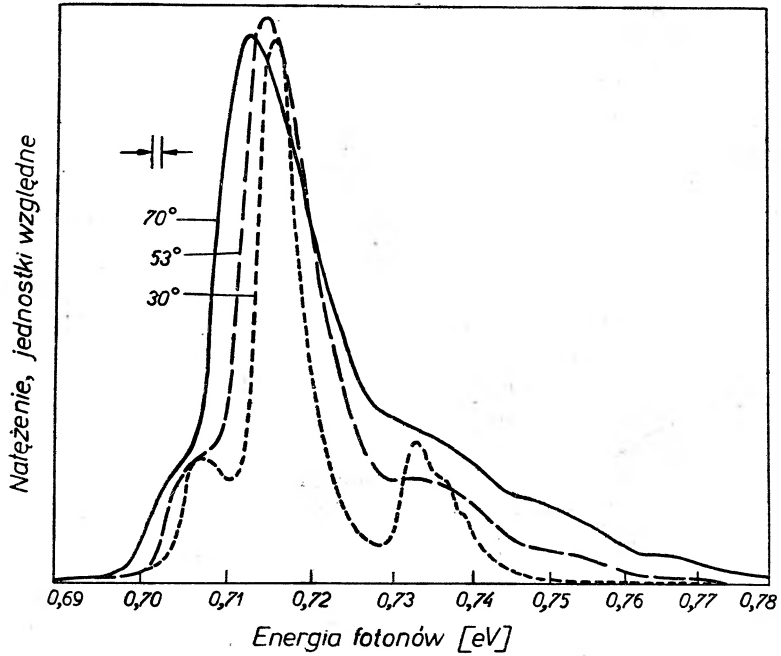
Wymienione procesy bardzo często występują równocześnie, co komplikuje znacznie obraz zjawisk zachodzących w półprzewodnikach. Najczęściej jednak emisji fotonów towarzyszy emisja fononów. To znaczy, że oprócz przejść prostopadłych z pasma przewodzenia do pasma walencyjnego, istnieją jeszcze tzw. przejścia skośne (rys. 1), związane właśnie z kreacją fononu [12]. W pierwszym przypadku mamy następującą regułę wyboru dla wektora falowego w stanie początkowym i końcowym:

$$\mathbf{k}_i = \mathbf{k}_f \quad (5)$$

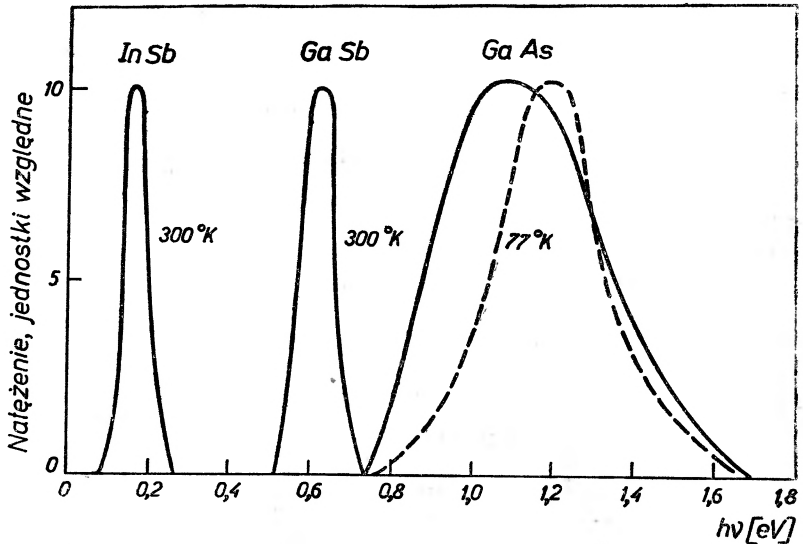
zaś w przypadku drugim rządzi reguła wyboru:

$$\mathbf{k}_i = \mathbf{k}_f + \mathbf{q}, \quad (6)$$

gdzie  $q$  — falowy wektor fononu. Obniżenie temperatury półprzewodnika może wyeliminować udział fononu z procesu rekombinacji. Widma emisji, które towarzyszą procesowi rekombinacji są stosunkowo wąskie i zależą od własności półprzewodnika (rys. 2 i 3). Można je uzyskać za pomocą optycznego wzbudzenia

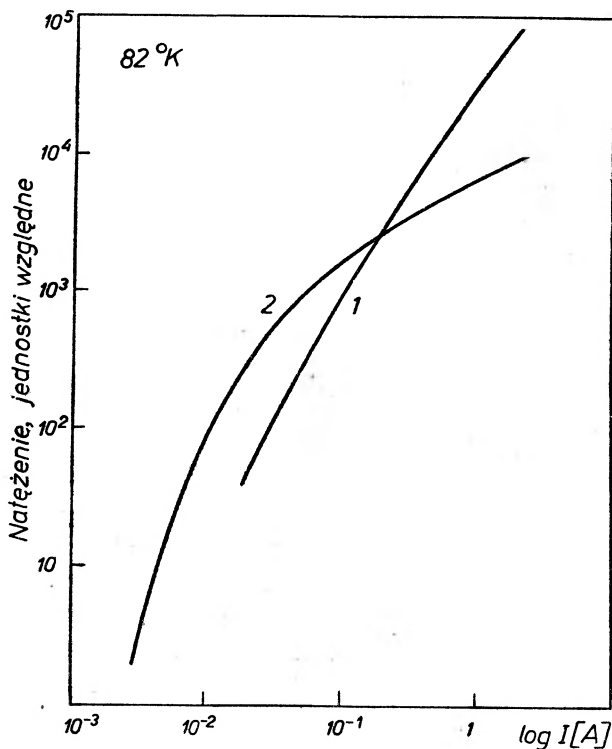


Rys. 2. Struktura widma promieniowania rekombinacyjnego germanu związanego ze skończonymi przejściami [12]



Rys. 3. Widmo promieniowania rekombinacyjnego różnych półprzewodników [12]

jak również (i to nas szczególnie interesuje), za pomocą szybkiego rozmnożenia nośników prądu w czasie lawinowego przebiecia. Dla niektórych półprzewodników, przebiecie następuje dla pola 200 V/cm. Przeważnie nie obserwuje się liniowej zależności natężenia luminescencji od gęstości prądu wzbudzającego (rys. 4).



Rys. 4. Zależność promieniowania rekombinacyjnego germanu bez domieszek (1) i z domieszkami od natężenia prądu wzbudzającego (2) [12]

### Warunki uzyskania „ujemnej temperatury“ w półprzewodnikach

Wiadomo, że absorpcja kwantu promieniowania przez ciało nie jest kompensowana przez emisję spontaniczną. Dlatego oprócz przejść spontanicznych obserwujemy przejścia wymuszone jako rezultat oddziaływania elektromagnetycznego promieniowania z układem wzbudzonym. W tym przypadku układ nie absorbuje energii, lecz przeciwnie, oddaje ją polu promieniowania. Jest to przypadek ujemnej absorpcji, będącej wynikiem wysokiego stopnia naruszenia stanu równowagi termodynamicznej układu. Jeżeli energię poziomów energetycznych oznaczymy odpowiednio  $E_1$  i  $E_2$ , przy czym  $E_2 > E_1$ , a obsadę tych

poziomów określimy przez liczby  $n_1$  i  $n_2$ , to w przypadku naruszenia stanu równowagi termodynamicznej  $n_2 > n_1$ , natomiast stosunek

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\varrho_2}{\varrho_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}. \quad (7)$$

Z powyższego otrzymujemy

$$T = -\frac{E_2 - E_1}{k \ln \frac{n_2}{n_1}},$$

czyli tzw. ujemną temperaturę. Za pomocą tego pojęcia określa się inwersję obsadzeń, czyli warunki:  $n_2 > n_1$  i  $E_2 > E_1$ . Funkcje  $\varrho_2$  i  $\varrho_1$  są funkcjami rozkładu dla fermionów lub bozonów, które dla  $E \ll kT$  przechodzą w klasyczny rozkład Boltzmanna. Jeżeli  $n_2 > n_1$ , to  $\varrho_2 > \varrho_1$ . Liczba przejść w jednostce czasu w objętości  $V = 1 \text{ cm}^3$ , wskutek absorpcji fotonów oraz ich emisji jest:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= N w_{12} \varrho_1 (1 - \varrho_2) \\ I_2 &= (N + 1) w_{21} \varrho_2 (1 - \varrho_1) \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

gdzie  $w_{12}$  — prawdopodobieństwo przejścia ze stanu 1 do stanu 2,  $N$  — liczba fotonów. Zgodnie z zasadą równowagi szczegółowej  $w_{12} = w_{21} = w$ . Czynniki  $N + 1$  uwzględnia już promieniowanie spontaniczne i wymuszone. Całkowita liczba przejść w jednostce czasu z emisją kwantów promieniowania wyraża się przez różnicę

$$I_2 - I_1 = wN(\varrho_2 - \varrho_1) + w\varrho_2(1 - \varrho_1). \quad (9)$$

Generacja promieniowania jest możliwa, jeżeli  $I_2 - I_1 > 0$ . To zachodzi tylko dla  $w(\varrho_2 - \varrho_1) > 0$ . Jednakże w półprzewodnikach taka nierówność może mieć również miejsce w przypadku emisji spontanicznej. Ta okoliczność bardzo utrudnia uzyskanie warunków sprzyjających generacji promieniowania wymuszonego.

Z (8) i (9) nie wynikają warunki zabezpieczające odpowiedni reżim pracy masera impulsowego lub pracującego w sposób ciągły, który został skonstruowany w 1963 r. [13-15]. Okazuje się jednak, że stałą generację promieniowania wymuszonego można otrzymać przez odpowiednie ochłodzenie masera, np. do  $20^\circ \text{K}$ . W wysokich temperaturach stała iniekcja nie kompensuje wszystkich przejść ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego; przejścia te zubożają poziom wzbudzony, nawet przy stałej w czasie wartości  $I_2 - I_1 > 0$ . W temperaturach wyższych maser półprzewodnikowy może pracować tylko impulsowo.

### Budowa masera półprzewodnikowego

Każdy typ masera musi posiadać rozwiązane następujące elementy:

1) sposób wzbudzenia aktywnego ciała, dostosowany do wybranego reżimu pracy,

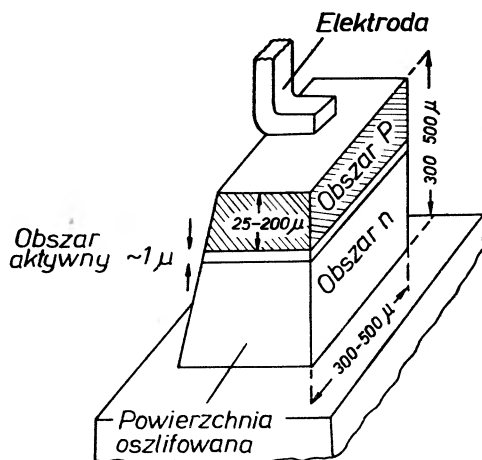
2) rezonator, w którym umieszczone aktywne ciało oddziaływałoby z polem promieniowania elektromagnetycznego i przekazywałoby mu swoją energię wzbudzenia.

W przypadku maserów optycznych i dla widma podczerwonego konstrukcja rezonatora jest sprawą bardzo prostą. Dla nich używa się powszechnie rezonatora Fabry-Perot, którego długość jest bardzo duża w porównaniu z długością fali roboczej. Masery sztywne posiadają rezonatory zrobione z aktywnego ciała, którego dwie równoległe płaszczyzny czołowe pokryte warstwami odbijającymi, pozwalają przez wielokrotne odbicia na zwiększenie efektywnej drogi promieniowania świetlnego w aktywnym ciele. Dzięki temu rozmiary rezonatorów mogą być znacznie zmniejszone, co jest sprawą niesłychanie ważną w przypadku kryształów.

W rezonatorze zamkniętym prawdopodobieństwo wzbudzenia różnych harmonicznym jest jednakowe. Jeżeli fala pada prostopadłe na płaszczyznę odbijającą, to generowane są tylko te drgania, których długość fali  $\lambda$  spełnia następujący warunek:

$$2lr = m\lambda, \quad m = 1, 2, \dots, 10^6, \dots, \quad (10)$$

gdzie  $l$  — długość rezonatora,  $r$  — współczynnik załamania światła aktywnego ciała. W praktyce liczba generowanych fal jest mała, gdyż inne fale wychodzą poza zakres widma luminescencji. Zagadnienia te były bliżej rozpatrywane w artykule jednego z autorów [11].



Rys. 5. Wygląd masera półprzewodnikowego

W przypadku masera półprzewodnikowego, jego rezonator jest również wykonany z ciała aktywnego. Złącze  $p-n$  jest prostopadłe do kierunku iniekcji nośników prądu i do oszlifowanych płaszczyzn, stanowiących rezonator Fabry-Perot. Rys. 5 pokazuje schematycznie taki maser oraz jego rozmiary. Zaznaczymy tu tylko, iż formowanie złącza typu  $p-n$  stanowi osobny bardzo trudny technologicznie problem, którego tu nie będziemy poruszać.

Dwie równoległe do siebie oszlifowane płaszczyzny odbijają promieniowanie w kierunku płaszczyzny przeciwległej i w ten sposób formują równoległość wiązki wewnątrz rezonatora. Wielokrotne odbicia zwiększają również efektywną drogę promieniowania w aktywnym cielem, co wiąże się w rezultacie z proporcjonalnie większą liczbą aktów wymuszonych przejść rekombinacyjnych z emisją promieniowania spójnego. Przejścia spontaniczne, których udział zależy od natężenia prądu wzbudzającego, tworzą szumy rezonatora. Warunki, jakie muszą być spełnione podczas obróbki płaszczyzn odbijających, aktualne również dla masera półprzewodnikowego, opisane zostały już w [10, 11].

Maser „zapala” się samoistnie, dzięki skończonej wartości prawdopodobieństwa przejść wymuszonych w układzie wzbudzonym. Kwant promieniowania wymuszonego indukuje przejścia rekombinacyjne dla dalszych par elektron-dziura. W ten sposób, w bardzo krótkim czasie, indukowane są lawinowo nowe przejścia rekombinacyjne z emisją światła. Promieniowanie pochodzące od pojedynczych aktów przejść indukowanych jest spójne. Jeżeli liczba wytwarzanych par kompensuje wszystkie przejścia spontaniczne, wymuszone i inne straty energii, to przy określonym natężeniu prądu wzbudzającego ustala się stan równowagi i maser pracuje w sposób ciągły. W przeciwnym wypadku, gdy przejścia i inne straty energii nie są stale kompensowane, maser pracuje impulsowo. Jednak obniżenie temperatury aktywnego ciała do kilkudziesięciu stopni Kelvina zabezpiecza już stałą w czasie pracę masera półprzewodnikowego.

Półprzewodniki posiadają stosunkowo duże wartości współczynników załamania światła roboczej długości fali (załączona tablica) i dzięki temu współczynnik odbicia oszlifowanych płaszczyzn  $R = \left(\frac{r-1}{r+1}\right)^2$  jest również duży. Te półprzezroczyste płaszczyzny stanowią wyjścia dla promieniowania wymuszonego.

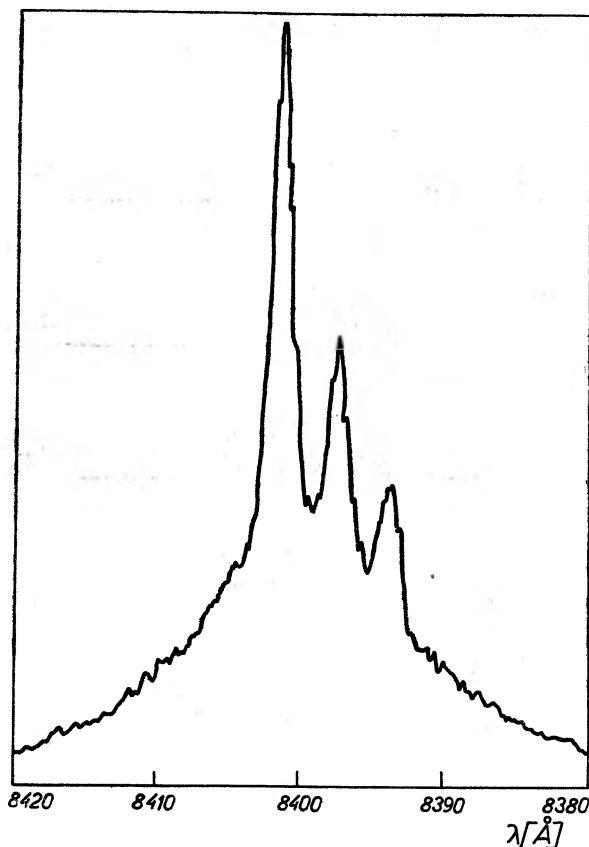
Pierwszy maser wykonany został z arsenku galu (GaAs). Jednakże półprzewodniki InP [9], InAs [16] i InSb [17] są również dobrymi materiałami, wykazującymi efekt maserowy. W przypadku InAs, generacja promieniowania wymuszonego odbywała się w sposób ciągły [18]. Niektóre dane dotyczące wyżej wymienionych maserów zebrane zostały w tablicy.

Tablica I

Półprzewodnik	Maksimum luminescencji w Å	Współcz. załamania światła	Szerokość połówkowa w Å	
			Luminesc.	Promieniow. wymusz.
GaAs	8470	3,30	100	2
InP	9000	3,26	100	0,5
InAs	31400	3,42	1100	70

Na rys. 6 pokazane zostało widmo emisji promieniowania wymuszonego masera GaAs, wzięte z pracy [19]. Składa się ono z trzech charakterystycznych

„pików“, których szerokość wynosiła około  $2 \text{ \AA}$ . Liczba „pików“ zależy od natężenia prądu iniekcji. Pokazuje to rys. 7, na którym przedstawione zostały rezultaty pracy [20]. Progowo natężenie w tym przypadku wynosiło  $0,26 \text{ \AA}$ . Łatwo zauważyć, że zmianie prądu towarzyszy również zmiana położenia



Rys. 6. Widmo emisji promieniowania wymuszonego masera GaAs przy prądzie wzbudzenia nieznacznie większym od progowego. Płaszczyzna diody  $4,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$ ,  $T = 77^\circ \text{ K}$ , szerokość podstawowego pika w połowie wartości natężenia  $\Delta\lambda \sim 2 \text{ \AA}$  [19]

maksimów emisji. Charakter takiej zmiany widać z rys. 8, na którym mamy zależność energii fotonów od liczby „pików“ dla różnych natężeń prądu. Rezultaty te odnoszą się do masera GaAs pracującego w reżimie ciągłym w temperaturze  $20^\circ \text{ K}$ .

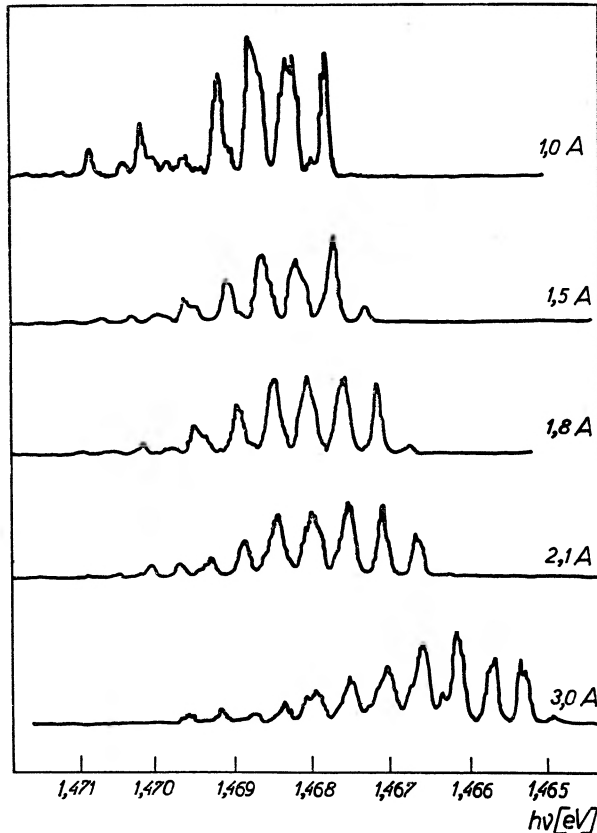
Obserwowane charakterystyczne, dyskretne widma promieniowania wymuszonego wynikają ze wzbudzenia w rezonatorze różnych drgań dla różnych wartości  $m$  (wzór (10)).

Zmiana położenia pików, towarzysząca zmianie natężenia prądu, w rzeczywistości jest wywołana zmianą współczynnika załamania światła  $n$ , zachodzącą pod wpływem przepływu prądu elektrycznego, któremu towarzyszą efekty



cieplne. Wyjściowa częstość diody (bo tak nazywa się również maser półprzewodnikowy) zmienia się w następujący sposób [20]:

$$\frac{d\nu}{dT} = 595 \frac{\Delta r}{r} T \text{ (Me/sek/}^\circ\text{K)}. \quad (11)$$

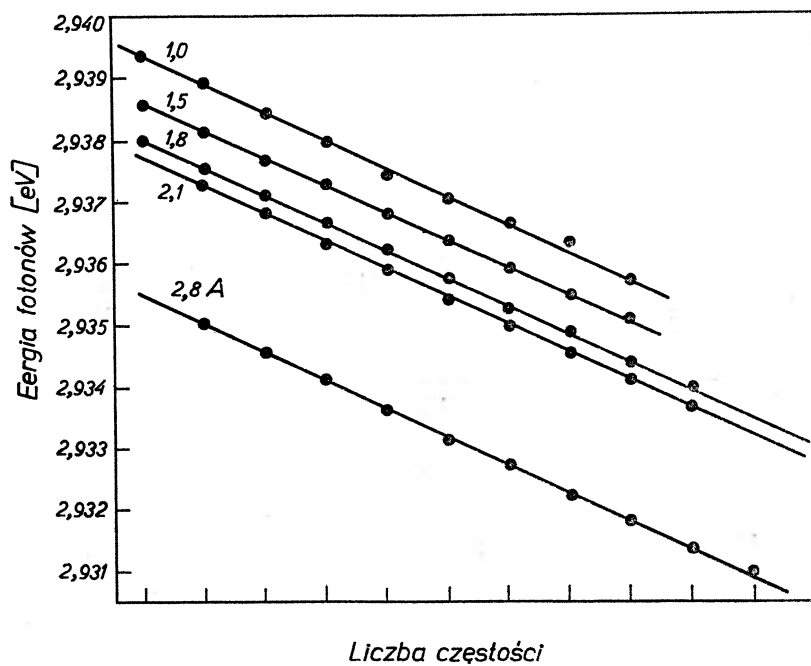


Rys. 7. Widmo emisji masera GaAs pracującego w sposób ciągły, dla natężenia prądu wzbu-  
dzającego [20]

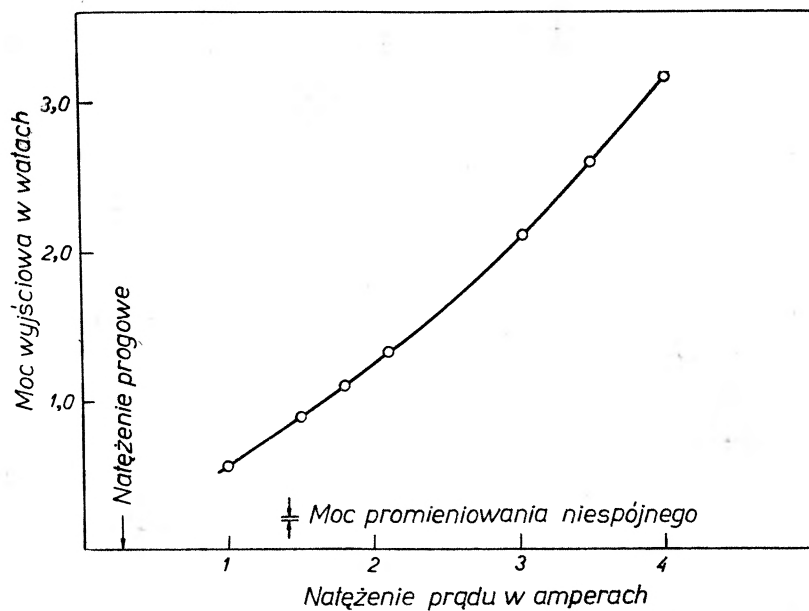
W półprzewodnikach spotykamy się z nierównomiernym rozkładem elektronów i dziur. Dyfuzja ich niszczy nierównomierny rozkład. Zmianie rozkładu elektronów i dziur towarzyszy zmiana częstości generowanych w rezonatorze Fabry-Perot. To zjawisko gra ważną rolę w wyższych temperaturach [21].

Jak więc widzimy, sprawa struktury widma promieniowanego wymuszonego stanowi osobny bardzo złożony problem, sygnalizowany już w [11].

Optyczna moc wyjściowa masera półprzewodnikowego, jak można przypuszczać, zależy od prądu iniekcji. Zależność ta nie jest jednak liniowa (rys. 9). W tym przypadku moc rośnie od 0,75 W przy 1 A do 3,2 W przy 4 A. Natężenie robocze wynosi 0,26 A w temperaturze 20°K. niespójne promieniowanie stanowi tylko 3,5% przy 1 A i 0,9% przy 4 A.



Rys. 8. Częstości interferometru Fabry-Perot w zależności od liczby i od natężenia prądu wzbudającego [20]



Rys. 9. Moc wyjściowa masera GaAs pracującego w sposób ciągły od natężenia prądu wzbudającego [20]

## Zakończenie

Ze względu na sposób wzbudzenia rozróżniamy więc obecnie następujące masery:

1) masery gazowe, wzbudzane za pomocą wyładowania prądu elektrycznego, którym możemy modulować optyczną moc wyjściową masera gazowego. Zjawisko interesujące dla telekomunikacji,

2) masery stałe, pompowane optycznie,

3) masery półprzewodnikowe wzbudzane za pomocą iniekcji nośników prądu.

Pierwszy typ masera pracuje w sposób ciągły. Był to zresztą pierwszy maser pracujący w tym reżimie. Masery stałe pracują impulsowo lub w sposób ciągły. Maser rubinowy, który pracował w sposób ciągły został skonstruowany przez Nelsona i Boyle [22]. Rubin miał kształt lejka, aby umożliwić wzbudzenie wzdłuż osi kryształu. Pierwszym pracującym ciągle i w temperaturze pokojowej był jednak maser  $\text{CaWO}_4(\text{Nd}^{3+})$  [23].

Jeżeli chodzi o moc wyjściową promieniowania wymuszonego, to dla impulsowych maserów rubinowych „wielkiej mocy“ dochodzi ona przy użyciu wzmacniacza, którym jest kryształ rubinu, do  $10^9$  W. Przypuszcza się, iż niedługo można będzie uzyskać wartość  $10^{12}$  W. Po zogniskowaniu wiązki uzyskujemy pole o natężeniu  $10^9$  V/cm. Pole takie spotykamy już tylko wewnątrz atomów. Mimo to, wydajność maserów stałych i gazowych nie przekracza 20%. Natomiast dla półprzewodnikowych dochodzi do 60%. Te ostatnie są więc bardzo wydajne.

W naszym artykule wykazane były tylko prace podstawowe i pionierskie. Czytelników interesujących się zagadnieniem maserów odsyłamy do książkowego zbioru prac, który został wydany przez Akademię Nauk ZSRR [24] (obejmuje prace do czerwca 1963 r.).

## Literatura

- [1] R. N. Hall, G. N. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. V. Carlson, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 366 (1962).
- [2] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill Jr., G. J. Lasher, *Appl. Phys. Letters*, **1**, 62 (1962).
- [3] T. M. Quist, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, R. H. Rediker, H. J. Zeiger, *Appl. Phys. Letters*, **1**, 91 (1962).
- [4] W. S. Bagaew, N. G. Basow, B. M. Wuł, B. D. Konyłowski, O. N. Krochin, E. P. Markin, Yu. M. Popow, A. N. Chwoszczew, A. P. Szotow, *Dokł. Akad. Nauk ZSRR*, **150**, 275 (1963).
- [5] R. F. Broom, C. H. Hilsum, D. F. Oliver, *Nature*, **198**, 368 (1963).
- [6] N. G. Basow, B. M. Wuł, Yu. M. Popow, *Ž. Eksper. i Teor. Fiz.*, **37**, 587 (1959).
- [7] N. G. Basow, O. N. Krochin, Yu. M. Popow, *Ž. Eksper. i Teor. Fiz.*, **40**, 1879 (1961).
- [8] N. Holonyak, S. F. Bevaqua, *Appl. Phys. Letters*, **1**, 82 (1962).
- [9] K. Weiser, R. S. Levitt, *Appl. Phys. Letters*, **2**, 178 (1963).
- [10] L. Gąbła, *Postępy Fizyki*, **13**, 395 (1962).
- [11] J. Głowacki, *Postępy Fizyki*, **15**, 275 (1964).

- [12] W. S. Wawilow, *Wpływ promieniowania na półprzewodniki*, Moskwa 1963 (w jęz. rosyjskim).
- [13] G. Burns, F. H. Dill Jr., M. I. Nathan, *Proc. I.E.E.E.*, **51**, 947 (1963).
- [14] W. E. Howard, F. F. Fang, F. H. Dill Jr., M. I. Nathan, *I.B.M.J. Res. Develop.*, **7**, 74 (1963).
- [15] P. P. Sorokin, J. D. Axe, J. R. Lankard, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2553 (1963).
- [16] J. Melngailis, *Appl. Phys. Letters*, **2**, 176 (1963).
- [17] R. J. Phelan, A. R. Calawa, R. H. Rediker, R. Y. Keyes, B. Lax, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 143 (1963).
- [18] J. Mengailis, R. H. Rediker, *Appl. Phys. Letters.*, **2**, 202 (1963).
- [19] A. E. Junowicz, P. G. Elisejew, A. B. Ormont, L. A. Osadczaja, W. M. Stuczebnikow, *Fiz. Twierdого Tela*, **6**, 1908 (1964).
- [20] W. E. Engeler, M. Garfinkel, *J. Appl. Phys.*, **35**, 1734 (1964).
- [21] H. Statz, C. L. Tang, J. M. Lavine, *J. Appl. Phys.*, **35**, 2581 (1964).
- [22] D. F. Nelson, W. S. Boyle, *Appl. Opt.*, **1**, 181 (1963).
- [23] L. F. Johnson, G. D. Boyd, K. Nassau, R. R. Soden, *Phys. Rev.*, **126**, 1406 (1962).
- [24] *Kwantowyje Opticzieskije Generatory* (lasery), Moskwa 1964.

*Leszek Balczewski*  
*Tomasz Dohnalik*

Institut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego,  
 Kraków

## Współczesne metody pomiarów czasów życia stanów wzbudzonych atomów

Kilkakrotnie było poruszane w *Postęпах Fizyki* zagadnienie mocy oscylatora i natężeń linii widmowych oraz prawdopodobieństw przejścia w atomach [1—4]. Wielkości te mogą być zmierzone bezpośrednio metodą wyznaczania dyspersji anomalnej, skreślenia płaszczyzny polaryzacji w polu magnetycznym w otoczeniu linii absorbcyjnych, pomiaru całkowitej absorpcji, wyznaczenia szerokości linii widmowych lub też pomiaru natężenia emisyjnych linii widmowych.

Z problematyką tą wiąże się ściśle zagadnienie wyznaczania średnich czasów życia atomów wzbudzonych. Szczególnie żywe w latach trzydziestych, kiedy to opracowano szereg metod doświadczalnych, zamarło następnie, by dojść do ponownego rozkwitu w ostatnich latach w związku ze znacznym rozwojem techniki pomiarowej.

Materiał doświadczalny dotyczący czasów życia atomów wzbudzonych jest jednak bardzo ubogi. Na około 300 tysięcy zidentyfikowanych linii widm atomowych są znane moce oscylatora i prawdopodobieństwa przejścia jedynie dla kilkuset linii, a czasy życia kilkudziesięciu stanów wzbudzonych dla około 20 pierwiastków.

Artykuł niniejszy omawia bardziej charakterystyczne metody pomiaru czasów życia niemetastabilnych stanów wzbudzonych atomów, stosowane w ostatnich 10 latach.

Z publikacji omawiających zagadnienia poruszane w niniejszym artykule na uwagę zasługują: A. C. G. Mitchell & M. W. Zemansky [5] oraz P. Prinsheim [6]. Bogatą bibliografię i opis różnych metod podają B. M. Glennon i W. L. Wiese [7], E. W. Foster [8], a także L. Brewer i inni [9].

### 1. Podstawowe pojęcia i zagadnienia

#### 1.1. Czas życia $\tau$

Przejście atomów wzbudzonych do niższego stanu energetycznego lub na poziom podstawowy można rozważać jako rozpad atomu wzbudzonego na atom w podstawowym stanie energetycznym oraz na kwant promieniowania

*Leszek Balczewski*  
*Tomasz Dohnalik*

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego,  
 Kraków

## Współczesne metody pomiarów czasów życia stanów wzbudzonych atomów

Kilkakrotnie było poruszane w *Postęпах Fizyki* zagadnienie mocy oscylatora i natężeń linii widmowych oraz prawdopodobieństw przejścia w atomach [1—4]. Wielkości te mogą być zmierzone bezpośrednio metodą wyznaczania dyspersji anomalnej, skrócenia płaszczyzny polaryzacji w polu magnetycznym w otoczeniu linii absorbcyjnych, pomiaru całkowitej absorpcji, wyznaczenia szerokości linii widmowych lub też pomiaru natężenia emisyjnych linii widmowych.

Z problematyką tą wiąże się ściśle zagadnienie wyznaczania średnich czasów życia atomów wzbudzonych. Szczególnie żywe w latach trzydziestych, kiedy to opracowano szereg metod doświadczalnych, zamarło następnie, by dojść do ponownego rozkwitu w ostatnich latach w związku ze znacznym rozwojem techniki pomiarowej.

Materiał doświadczalny dotyczący czasów życia atomów wzbudzonych jest jednak bardzo ubogi. Na około 300 tysięcy zidentyfikowanych linii widm atomowych są znane moce oscylatora i prawdopodobieństwa przejścia jedynie dla kilkuset linii, a czasy życia kilkudziesięciu stanów wzbudzonych dla około 20 pierwiastków.

Artykuł niniejszy omawia bardziej charakterystyczne metody pomiaru czasów życia niemetastabilnych stanów wzbudzonych atomów, stosowane w ostatnich 10 latach.

Z publikacji omawiających zagadnienia poruszane w niniejszym artykule na uwagę zasługują: A. C. G. Mitchell & M. W. Zemansky [5] oraz P. Prinsheim [6]. Bogatą bibliografię i opis różnych metod podają B. M. Glennon i W. L. Wiese [7], E. W. Foster [8], a także L. Brewer i inni [9].

### 1. Podstawowe pojęcia i zagadnienia

#### 1.1. Czas życia $\tau$

Przejście atomów wzbudzonych do niższego stanu energetycznego lub na poziom podstawowy można rozważać jako rozpad atomu wzbudzonego na atom w podstawowym stanie energetycznym oraz na kwant promieniowania

(światła). Jeśli w stanie wzbudzonym znajduje się  $N_b$  atomów, to prędkość rozpadu zależęć będzie od prawdopodobieństwa  $A_{ba}$ , że atom przejdzie w ciągu 1 sek. ze stanu energetycznego  $E_b$  do  $E_a$  i od liczby atomów w stanie  $E_b$  (rys. 1), czyli:

$$\frac{dN_b}{dt} = -N_b A_{ba}$$

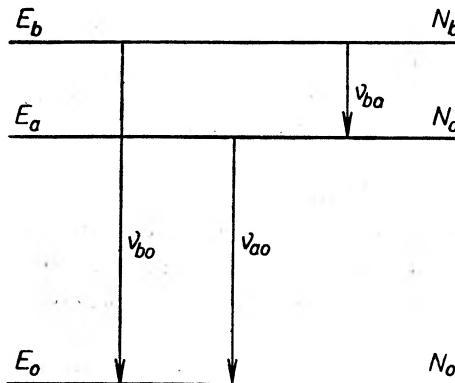
$$\frac{dN_a}{dt} = -N_a A_{ao} \quad \text{dla przejść rezonansowych}$$

ogólnie zaś:

$$\frac{dN_b}{dt} = -N_b \sum_{a < b} A_{ba}. \quad (1)$$

Stąd

$$N_b(t) = N_b(0) e^{-(\sum A_{ba})t} = N_b(0) e^{-t/\tau}. \quad (2)$$



Rys. 1. Oznaczenie poziomów wzbudzonych

Równanie (2) może służyć za definicję stałej rozpadu  $\tau$ , którą nazywamy *średnim czasem życia stanu wzbudzonego atomu*. Stąd też wynika zależność:

$$\tau = \frac{1}{\sum_{a < b} A_{ba}} \quad (3)$$

dla przejścia zaś z najniższego stanu wzbudzonego na stan podstawowy:

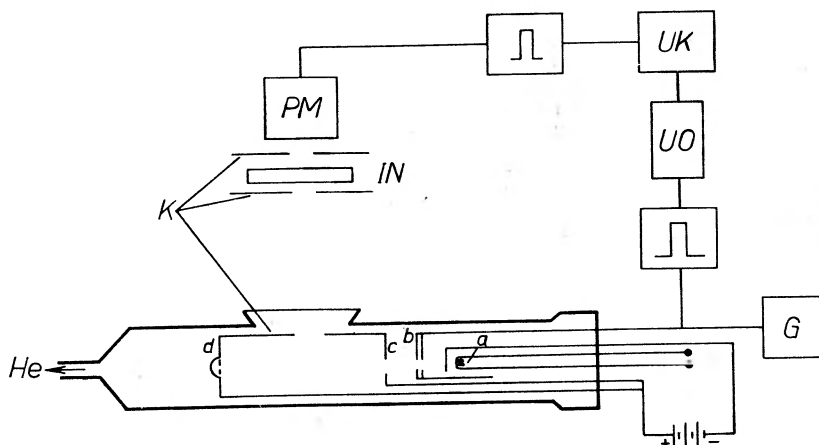
$$\tau = \frac{1}{A_{ao}}. \quad (4)$$

Ze znajomości  $\tau$ , poprzez zależność (3) względnie (4), można wyznaczyć moc oscylatora linii widmowej z równania:

$$f_{ab} = \frac{g_b m c^3}{g_a 8 \pi e^2 v_{ba}^2} A_{ba} \quad (5)$$

$v_{ba}$  — częstość promieniowania,  $g_b, g_a$  — wagi statystyczne odpowiednich poziomów,  $m, c, e$  — znane wielkości atomowe.

Atomy helu wzbudzano strumieniem elektronów. Strumień ten formowany był impulsami trójkątnymi o szerokości połówkowej  $2 \cdot 10^{-8}$  sek., powtarzanymi z częstotliwością 10 kHz. Impulsy te jako dodatnie podawane były z generatora na elektrodę *b*, pozostającą na ujemnym potencjale względem katody. Anoda składała się z dwóch dysków *c* i *d*. Druga część anody (*d*), wklesła w środku, zaopatrzona była w siatkę wylapującą odbite elektrony. Atomy helu wzbudzone



Rys. 3. Schemat aparatury do pomiaru czasów życia atomów wzbudzonych zastosowany przez Herona i in. [20]: *a* — katoda; *b* — elektroda modulująca; *c*, *d* — anoda; *PM* — fotopowielacz; *UK* — układ koincydencyjny; *UO* — układ opóźniający; *K* — kolimator; *G* — generator impulsów; *IN* — filtr interferencyjny

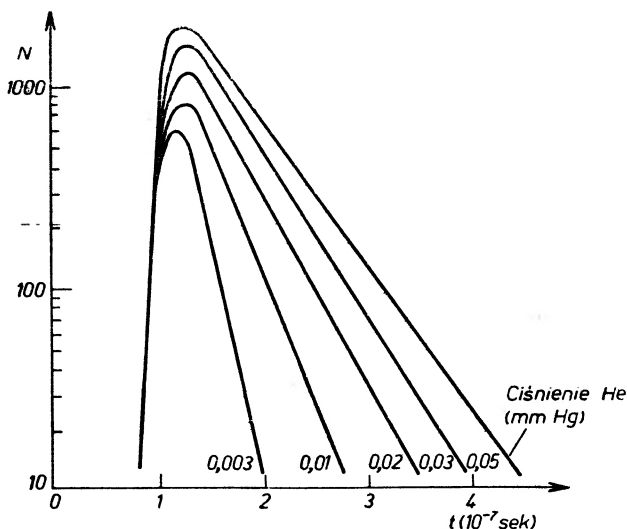
były w obszarze między anodą *c* i *d*. Promieniowanie fluorescencyjne wzbudzonych atomów było rejestrowane przez fotopowielacz chroniony szczelinami kolimatora przed promieniowaniem katody. Przed fotopowielaczem znajdował się filtr interferencyjny wycinający z całego widma badaną linię. Impuls wychodzący z fotopowielacza formowany był specjalnym układem na impuls prostokątny o wysokości 5 V i szerokości  $2 \cdot 10^{-8}$  sek. i podawany na układ koincydencyjny o czasie rozdzielczym  $3 \cdot 10^{-8}$  sek. Na drugie wejście układu koincydencyjnego podawano tak samo formowany impuls z generatora strojącego strumień elektronów. Impuls ten mógł być jednak dowolnie opóźniany układem opóźniającym.

Pomiar polega na tym, że liczbę koincydencji w skali logarytmicznej wykreśla się w zależności od czasu opóźnienia na układzie opóźniającym. W związku z eksponencjalnym prawem rozpadu, na wykresie otrzymuje się maksimum i potem liniowe opadanie funkcji. Nachylenie opadającej prostej zależne jest od stałej rozpadu  $\tau$ , czyli średniego czasu życia. Stąd bardzo prosto można go wyznaczyć ze wzoru  $N = N_0 e^{-t/\tau}$ . Rys. 4 przedstawia wykres zależności liczby koincydencji od czasu opóźnienia wykonany dla poziomu helu  $3^1P_1$  ( $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ ). Podaje on zarazem zależność czasu życia od ciśnienia. Wyznaczony stąd czas życia poziomu  $3^1P_1$ :  $\tau = (7,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-8}$  sek.

Metoda ta jest prosta i bardzo dobrze ilustruje eksponencjalny charakter



wyświecania się wzbudzonych atomów. Ograniczona jest jednak co do zakresu bezpośredniego pomiaru czasem rozdzielczym układu koincydencyjnego. Wprost nie da się wyznaczyć tą metodą czasów życia krótszych od czasu rozdzielczego. Dopiero na podstawie pewnych porównań [21] da się metodę tę rozciągnąć i na czasy życia krótsze od czasu rozdzielczego.



Rys. 4. Zależność liczby koincydencji  $N$  od czasu opóźnienia  $t$  dla poziomu  $3^1P_1$  helu ( $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ )

Mimo tych niedogodności opisana metoda znalazła ze względu na swą prostotę i ilustracyjny charakter wielu zwolenników [22—26, 48], którzy udoskonalali ją, rozbudowując zarówno część elektroniczną, jak i lampę z wzbudzającym strumieniem elektronowym.

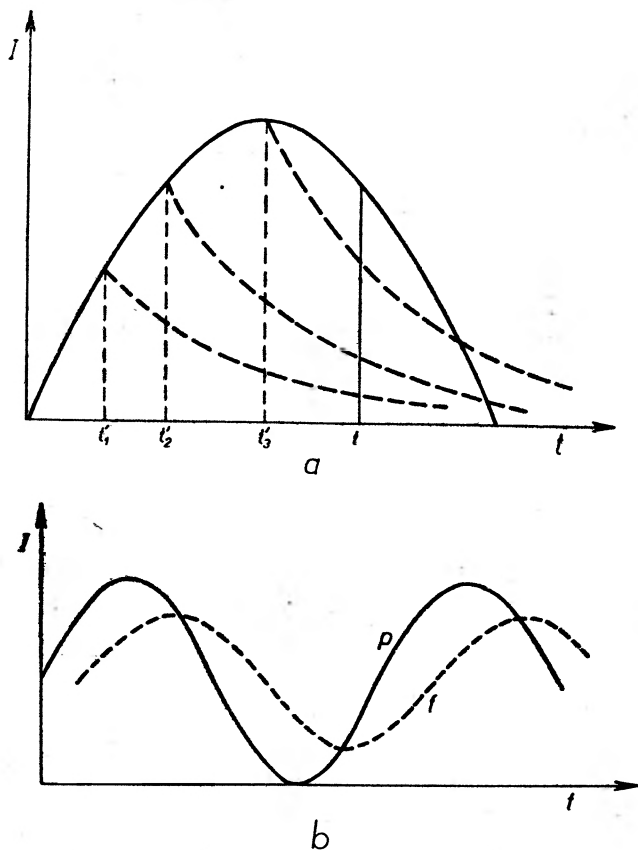
## 2.2. Metody przesunięć fazowych

Metodami tymi czasy życia wyznacza się z przesunięć fazowych między światłem fluorescencyjnym i światłem pierwotnym. Istotne w tych metodach jest wzbudzanie optyczne przy pomocy światła, którego amplituda jest zmodulowana z dużą częstotliwością. Światło to, przechodząc przez komorę rezonansową, pobudza znajdujące się tam atomy do świecenia. Natężenie światła fluorescencji będzie również zmodulowane z tą samą częstotliwością, ale fazy obu świeceń, tj. pierwotnego i fluorescencyjnego będą względem siebie przesunięte (rys. 5b). Przesunięcie to zależy od czasu życia poziomu wzbudzonego atomów świecących.

Natężenie światła fluorescencyjnego w chwili  $t$  jest sumą natężeń pochodzących z rozpadu eksponencjalnego atomów wzbudzonych we wcześniejszych chwilach  $t'_1, t'_2, \dots$  (rys. 5a), czyli:

$$I_f(t) = \int_{-\infty}^t C_1 I_p(t') e^{-(t-t')/\tau} dt', \quad (6)$$

gdzie  $I_p(t') = I_{p_0}(1 + a \sin \omega t')$  jest natężeniem zmodulowanego sinusoidalnie światła pobudzającego;  $a \leq 1$  — stopień modulacji;  $\omega = 2\pi\nu$ ,  $\nu$  — częstość modulacji.



Rys. 5. Schemat powstawania zmodulowanego światła fluorescencyjnego ze zmodulowanego światła pierwotnego: a) sumowanie się natężeń światła fluorescencyjnego; b) przesunięte względem siebie krzywe natężenia:  $p$  — światła pierwotnego (pobudzającego),  $f$  — światła fluorescencyjnego

Rozwiązanie całki (6) daje:

$$I_f(t) = c_2 \tau + \frac{c_2 \tau a}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \left( \frac{1}{\tau \sqrt{\frac{1}{\tau^2} + \omega^2}} \sin \omega t - \frac{\omega}{\sqrt{\frac{1}{\tau^2} + \omega^2}} \cos \omega t \right)$$

$$I_f(t) = c_3 \left[ 1 + \frac{a}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \sin(\omega t - \varphi) \right], \quad (7)$$

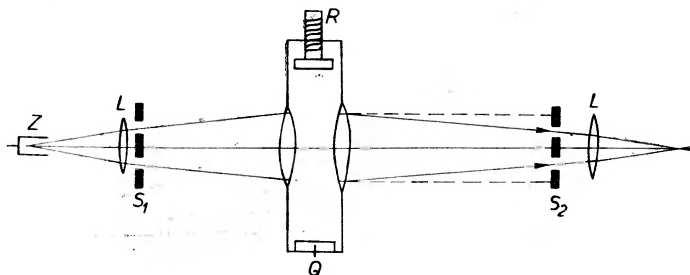
$c_1, c_2, c_3$  — stałe.

Stąd otrzymujemy prosty warunek na zależność przesunięcia fazowego od średniego czasu życia, a mianowicie:

$$\operatorname{tg} \varphi = \omega \tau. \quad (8)$$

Z równania (8) wynikają dwa ważne wnioski: 1. Przesunięcie fazowe nie może przekraczać  $90^\circ$ . 2. Pomiar przesunięcia fazowego (zależność od  $\text{tg}\varphi$ ) jest najbardziej czuły przy przesunięciu fazowym równym  $45^\circ$ .

Metodę przesunięcia fazowego w zastosowaniu do pomiaru czasów życia atomów wzbudzonych najlepiej rozbudował W. Demtröder [27]. Jako modulatora światła pierwotnego użył on *siatki ultradźwiękowej*, wykorzystując zjawisko piezoelektryczności. Zjawisko to polega na tym, że jeśli do płytki odpowiednio wyciętej z kryształu kwarcu przyłoży się napięcie elektryczne,



Rys. 6. Modulacja światła przy pomocy siatki ultradźwiękowej:  $R$  — reflektor;  $Q$  — płytka kwarcowa;  $S_1, S_2$  — siatki zewnętrzne;  $L$  — soczewki układu optycznego

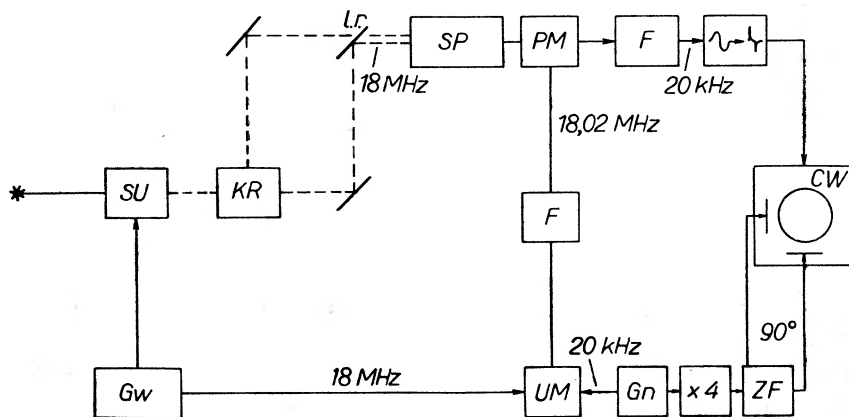
płytką zmieni swoją grubość. Gdy taką płytkę kwarcową włoży się do naczynia z cieczą (Demtröder użył 19% roztworu alkoholu w wodzie) i do płytki przyłoży się zmienne napięcie o dużej częstotliwości, drgająca płytka wytworzy w cieczy falę ultradźwiękową, która, odbita od odpowiednio ustawionego reflektora, będzie falą stojącą. Fala ta dla przechodzącego światła odgrywa rolę siatki dyfrakcyjnej znikającej i pojawiającej się z częstotliwością  $2\nu$  ( $\nu$  — częstota zmiany napięcia na płytce). Światło przechodzące przez takie naczynie będzie uginane z częstotliwością  $2\nu$ . Siatki  $S_1$  i  $S_2$  (rys. 6) tak są względem siebie ustawione, że gdy nie ma fali ultradźwiękowej, to odwzorowania szczelin siatki  $S_1$  padają na przegrody siatki  $S_2$ . Gdy pojawi się fala ultradźwiękowa, światło zostanie ugięte i przejdzie przez szczeliny siatki  $S_2$ , których szerokość jest tak dobrana, by mogło przejść kilka pierwszych rzędów ugiętej wiązki światła. Ze wzrostem liczby szczelin siatek  $S_1$  i  $S_2$  rośnie natężenie światła zmodulowanego<sup>2</sup>.

Do pomiaru przesunięcia fazowego użył Demtröder rozbudowanej aparatury elektronicznej. Schemat jej podaje rys. 7. Światło wychodzące ze źródła zostaje przez siatkę ultradźwiękową zmodulowane z częstotliwością 18 MHz. Zmodulowana wiązka przechodzi następnie przez komórkę rezonansową. Światło fluorescencyjne emitowane pod kątem prostym względem kierunku wiązki pierwotnej zostaje skierowane na spektrograf, który wycina badaną linię. Przy pomocy ruchomego lusterka na spektrograf może być skierowana również wiązka pierwotna. Wiązka wychodząca ze spektrografu jest rejestrowana przez fotopowielacz.

<sup>2</sup> Zagadnienie siatki ultradźwiękowej omawiają szerzej Bergmann [28] i E. G. Richardson [29, 30].

Ponieważ trudno jest mierzyć przesunięcie fazowe przy wysokiej częstotliwości, transformuje się wysoką częstotliwość na niską. Transformacji tej dokonuje się przez podwójne mieszanie i filtrowanie częstotliwości. Transformacja ta, co jest istotne, nie zmienia różnicy faz.

W związku z tym z generatora modulującego poprzez kwarc wiązkę światła przesyła się impulsy o częstotliwości 18 MHz na układ mieszający, na który przesyła się równocześnie impulsy z generatora kwarcowego o niskiej częstotliwości 20 kHz. Z układu mieszającego wychodzą dwie częstotliwości: 18,02 MHz i 17,98 MHz.



Rys. 7. Schemat aparatury Demtrödera [27] do pomiaru czasów życia atomów wzbudzonych: *SU* — siatka ultradźwiękowa; *KR* — komórka rezonansowa; *lr* — ruchome lustro; *SP* — spektrograf; *PM* — fotopowielacz; *F* — filtry; *UM* — układ mieszający; *CW* — cylinder Wehnelta; *Gw* — generator wysokiej częstotliwości; *Gn* — generator niskiej częstotliwości; *ZF* — przesuwacz fazy

Kwarcowy filtr o szerokości pasma 1 kHz przepuszcza tylko impulsy o częstotliwości 18,02 MHz. Te impulsy podawane są na anodę fotopowielacza, na który też pada wiązka światła o częstotliwości 18 MHz. Zachodzi tu po raz drugi mieszanie częstotliwości i następny filtr przepuszcza jedynie częstotliwość różnicową, tj. 20 kHz. Impulsy o tej częstotliwości wzmacnione i uformowane na „pik“ podawane są na cylinder Wehnelta oscylografu. Na płytce lampy oscylograficznej podaje się impulsy z generatora 20 kHz, ale o częstotliwości 4-krotnie większej i tak, że impulsy na płytkach pionowych są o  $90^\circ$  przesunięte w fazie względem impulsów przychodzących na płytki poziome. W ten sposób uzyskuje się na lampie oscylografu obraz koła, które jest obiegane 4 razy w jednym okresie impulsu wchodzącego na cylinder Wehnelta, czyli jedno okrążenie odpowiada  $\frac{1}{4}$  okresu sygnału rejestrowanego na oscylografie.

Pomiar polega na tym, że kolejno podaje się na cylinder Wehnelta impulsy pochodzące od światła pierwotnego i fluorescencyjnego, co w rezultacie daje na kole w lampie oscylografu dwa jasne punkty umieszczone w różnych miejscach. Znając kierunek obiegu wiązki w lampie oscylografu, można znaleźć kąt między plamkami. Pamiętając zaś, że kątowi pełnemu na kole odpowiada przesunięcie w fazie impulsu rejestrowanego o  $90^\circ$ , można wyznaczyć prze-

sunięcie fazowe między dwiema plamkami, a więc między światłem pierwotnym i fluorescencyjnym. Z tego przesunięcia na mocy wzoru (8) wyznacza się  $\tau$ .

Metodę Demtrödera charakteryzuje kilka ciekawych szczegółów:

1. Demtröder zrecznie wykorzystał fakt, że przesunięcie fazowe nie może przekroczyć  $90^\circ$ . Rozszerzając  $90^\circ$  na pełny kąt, uzyskał kilkakrotne zwiększenie dokładności pomiaru.

2. Podwójne mieszanie częstości pozwoliło wyrugować błąd, który mógłby powstać z wahań wysokiej częstości.

3. Pomiar może trwać bardzo krótko, rzędu minut, czy nawet sekund.

Gdy przy tym tak się dobierze częstość modulacji światła pierwotnego, by wartość przesunięcia fazowego znalazła się w okolicy  $45^\circ$ , metoda ta staje się bardzo dokładna. Błąd pomiaru nie przewyższa kilku procent.

Np. przy pomiarze czasu życia poziomu  $5^2S_{1/2}$  dla galu:

$$\varphi = 48,2^\circ \pm 1\% ,$$

stąd

$$\tau = 9,88 \cdot 10^{-9} \text{ sek} \pm 1,5\% .$$

Metodą tą zmierzono czasy życia różnych poziomów dla Ga, Al, Mg, Tl, Na [27, 31] oraz Ba, Sr, Ca, In [32].

Pomiarów czasów życia przy pomocy przesunięcia fazowego dokonywano też i w inny niż wyżej opisany sposób. Np. K. Ziock [33], a za nim inni [34, 35] użyli do modulacji światła komórki Kerr'a. Posługiwali się też odmienną aparaturą i czas życia  $\tau$  wyznaczali z dość skomplikowanego wzoru. Metoda ta okazała się żmudna i mało praktyczna.

### 2.3. Metody magnetyczne

Metody te wykorzystują fakt, że multipletowe poziomy energetyczne atomów rozszczepiają się w zewnętrznym polu magnetycznym na odpowiednią liczbę podpoziomów (efekt Zeemana).

Istnieją dwie grupy metod: 1. Metody podwójnego rezonansu. 2. Metody skrzyżowanych poziomów.

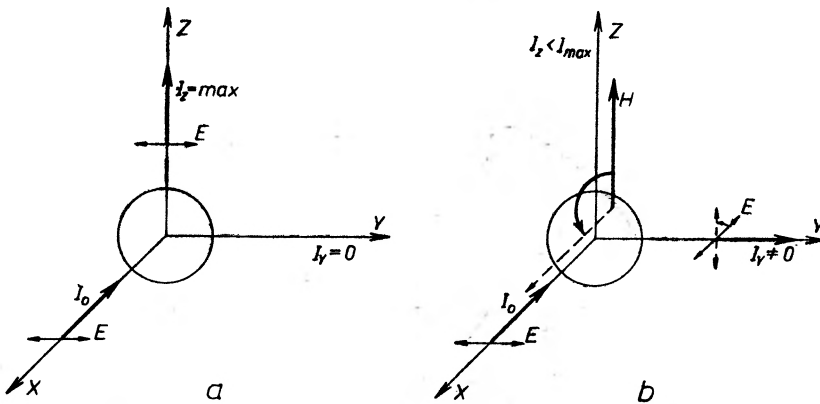
2.3.1. Metody podwójnego rezonansu polegają na wymuszeniu pewnych przejść pomiędzy rozszczepionymi podpoziomami (przeorientowanie atomów). Jeśli z kilku podpoziomów zeemanowskich danego poziomu zajęty będzie tylko jeden podpoziom (uzyskać to można np. metodą pompowania optycznego), przykładając dodatkowo zmienne z odpowiednią częstością pole magnetyczne, można spowodować przejście atomów z tego jednego podpoziomu na inne. Przejścia takie można zaobserwować dzięki temu, że na skutek zmiany liczby obsadzeń poszczególnych podpoziomów nastąpi zmiana natężenia i polaryzacji światła fluorescencyjnego obserwowanego w danym kierunku. Prawdopodobieństwo przejścia między podpoziomami ma charakter rezonansowy i zależy od częstości pola oscylującego oraz wielkości rozszczepienia zeemanowskiego. Ponieważ szerokość obserwowanego rezonansu zależy od czasu

życia badanego poziomu, można, badając krzywą rezonansu, obliczyć czas życia atomu na tym poziomie.

Metody powyższe zostały już szerzej opisane w *Postęпах Fizyki* w zastosowaniu do spektroskopii przez T. Skalińskiego [36, 37] oraz przez G. W. Seriesa w *Reports on Progress in Physics* [38]. Pomijamy więc tu szczegółowy ich opis.

2.3.2. Metody skrzyżowanych poziomów wykorzystują pewne efekty powstałe przy krzyżowaniu się poziomów energetycznych w odpowiednim rozszczepiającym polu magnetycznym. Efekty te zależą od czasu życia badanego poziomu. Najlepiej rozwinęła się metoda skrzyżowanych poziomów w zerowym polu magnetycznym.

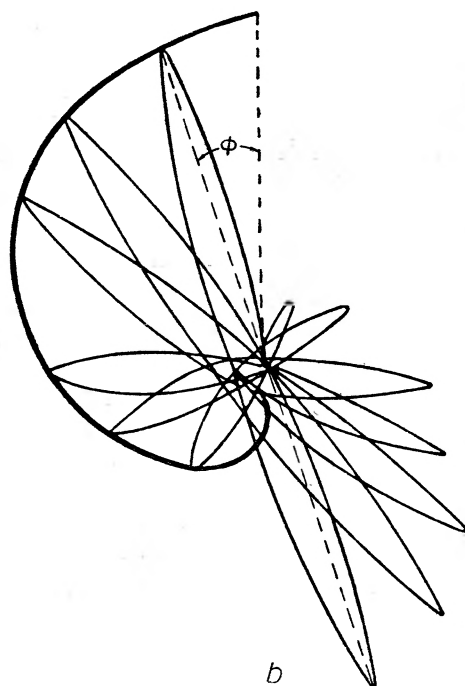
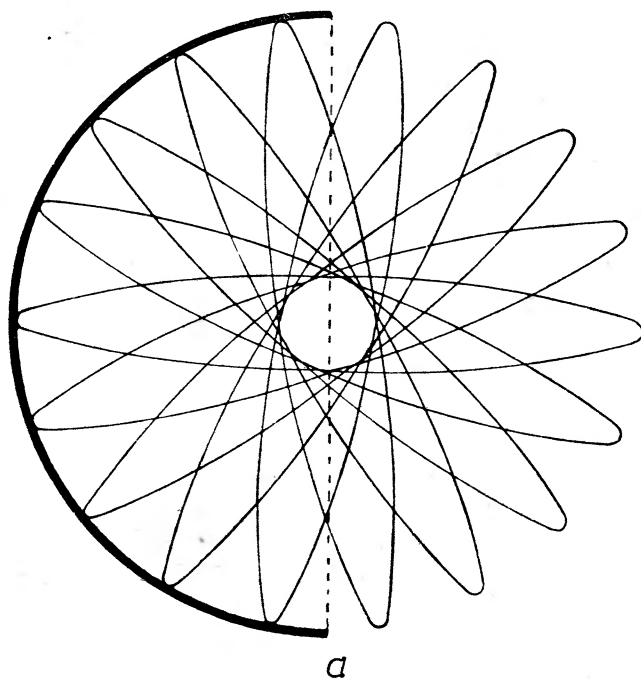
2.3.2.1. Metoda skrzyżowanych poziomów zero-polowych. Jeśli oświetlimy komórkę, zawierającą np. pary rtęci, światłem  $I_0$  liniowo spolaryzowanym wzdłuż osi  $Y$  (rys. 8a), to światło fluorescencyjne będzie posiadać maksimum natężenia w kierunku osi  $Z$  i będzie całkowicie spolaryzowane liniowo wzdłuż osi  $Y$ , natomiast jego natężenie w kierunku osi  $Y$  będzie równe zero.



Rys. 8. Kierunek polaryzacji i natężenie światła fluorescencyjnego: a) bez pola; b) w obecności zewnętrznego pola magnetycznego  $H$  równoległego i prostopadłego do osi  $Z$

Gdy komórkę absorpcyjną umieścimy w zewnętrznym polu magnetycznym skierowanym wzdłuż osi  $Z$ , to w kierunku osi  $Y$  wystąpi promieniowanie spolaryzowane wzdłuż osi  $X$  o natężeniu rosnącym ze wzrostem pola, będzie zaś osłabiać się natężenie promieniowania wzdłuż osi  $Z$  i maleć jego polaryzacja (rys. 8b). Przy zmianie kierunku pola na kierunek osi  $X$  zmieni się również kierunek polaryzacji światła  $I_Y$ . Światło to będzie teraz spolaryzowane wzdłuż osi  $Z$ .

Wszystkie te efekty i jeszcze inne przy różnych możliwych geometriach układu noszące nazwę efektu Hanla można dobrze wytłumaczyć na gruncie tak klasycznej jak i kwantowej teorii atomu [5, 39].



Rys. 9. Precesja klasycznego dipola w polu magnetycznym: *a*)  $\tau \gg \omega$  — nie ma polaryzacji światła; *b*)  $\tau \sim \omega$  — światło spolaryzowane częściowo. Maksimum polaryzacji pod kątem  $\varphi$  do polaryzacji światła padającego

Klasycznie rozpatrujemy atom jako oscylator, którego rozkład promieniowania jest zgodny z promieniowaniem dipola. Światło spolaryzowane może pobudzić tylko dipole drgające równoległe do wektora  $\mathbf{E}$  promieniowania padającego. Tłumaczy to więc efekt zaobserwowany, gdy nie ma pola magnetycznego. W polu magnetycznym dipole precesują wokół kierunku pola. I znów światło liniowo spolaryzowane może wzbudzić tylko te oscylatory, które drgają równoległe do kierunku  $\mathbf{E}$ . Tłumaczy to łatwo jakościowo pozostałe opisane przypadki. Również i ilościowo wyniki są zgodne z teorią. Trzeba tylko uwzględnić czas życia przez wprowadzenie czynnika tłumienia oscylatora  $e^{-\nu t}$ , gdzie  $\gamma = 1/\tau$ . Wówczas zależnie od szybkości precesji dipoli w polu magnetycznym ( $\omega = \frac{g_J \mu_0}{\hbar} = \gamma H$ ;  $\mu_0$  — magneton Bohra,  $g_J$  — czynnik Landego,  $\gamma$  — czynnik giromagnetyczny) w porównaniu z czasem tłumienia zmienia się stopień polaryzacji i natężenie w danym kierunku (rys. 9).

Dla obserwacji wzdłuż pola

$$\frac{P(H)}{P_{H=0}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{eH}{mc} g_J \tau\right)^2}}, \quad (9)$$

gdzie

$$P \equiv \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

( $P(H)$  — polaryzacja w polu  $H$ ,  $I_{\max}$ ,  $I_{\min}$  — natężenie światła maksymalne względnie minimalne w danym kierunku,  $\tau$  — czas życia poziomu wzbudzonego,  $e$ ,  $m$ ,  $c$  — znane stałe atomowe).

Plaszczyzna maksymalnej polaryzacji jest skreślona względem płaszczyzny polaryzacji światła pierwotnego o kąt  $\varphi$  dany wzorem:

$$\operatorname{tg} 2\varphi = 2\omega\tau g_J. \quad (10)$$

Badając powyższe zależności można wyznaczyć czas życia stanów wzbudzonych w atomie. Podobnie uzyskuje się wzory na zależność natężenia światła w danym kierunku od pola magnetycznego. Pomiar tej zależności rozwinął się i został dokładnie wypracowany dopiero w ostatnich latach.

Kwantowo efekt Hanla rozpatrzemy rozważając zjawisko krzyżowania się poziomów energetycznych. Efekt Hanla bowiem jest jego szczególnym przypadkiem.

Niech będą dane dwa skrzyżowane poziomy  $E_b$  i  $E_c$  oraz poziom podstawowy  $E_a$  (rys. 10). Atomy wzbudzamy do poziomów  $E_b$  i  $E_c$  za pomocą szerokiej linii rezonansowej tak, by w przedziale  $\Delta\nu$  jej natężenie było bez zmiany.

Prawdopodobieństwo, że zaobserwujemy światło o polaryzacji  $\mathbf{g}$ , gdy wzbudzamy światłem o polaryzacji  $\mathbf{f}$ , jest dla poziomów rozdzielonych równe:

$$R_{\text{rozd}} \sim (f_{ab} g_{ba})^2 + (f_{ac} g_{ca})^2 = R_0,$$

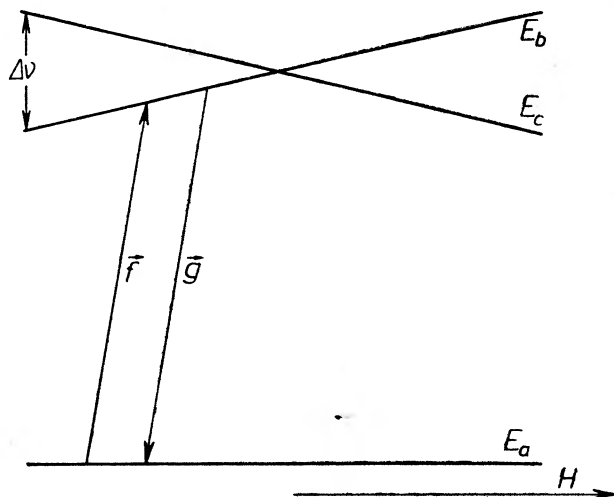
gdzie  $f_{ab} = (a|\mathbf{f} \cdot \mathbf{r}|b)$ ,  $g_{ba} = (b|\mathbf{g} \cdot \mathbf{r}|a)$  itp.



Dla poziomów skrzyżowanych

$$R_{\text{skrz}} \sim (f_{ab}g_{ba} + f_{ac}g_{ca})^2 = R_0 + \mathcal{S}$$

zaobserwujemy więc zmianę światła fluorescencyjnego przy skrzyżowaniu się poziomów na skutek wystąpienia członu interferencyjnego. Człon ten jest różny od zera, gdy wszystkie elementy macierzowe są różne od zera. Daje to



Rys. 10. Układ skrzyżowanych poziomów  $E_b$ ,  $E_c$

reguły wyboru na możliwość obserwacji efektu [39, 40]: a) dla padającego światła niespolaryzowanego  $\Delta m = 0, 2$ ; b) dla padającego światła spolaryzowanego  $\Delta m = 1$  (gdzie  $\Delta m = m_b - m_c$ ;  $m_b$ ,  $m_c$  — rzut momentu magnetycznego odpowiedniego poziomu na kierunek pola). Skrzyżowań o  $\Delta m > 2$  nie da się obserwować.

Jeśli użyjemy aparatury przedstawionej na rys. 11, to zmieniając pole magnetyczne możemy doprowadzić do skrzyżowania się pewnych poziomów. Wtedy na ekranie oscylografu zaobserwujemy krzywą zmiany natężenia światła fluorescencyjnego. Kształt krzywej został obliczony przez Breita [41]. W zależności od geometrii układu oraz polaryzacji światła wzbudzającego i obserwowanego kształt ten dany jest krzywą Lorentza lub krzywą dyspersyjną.

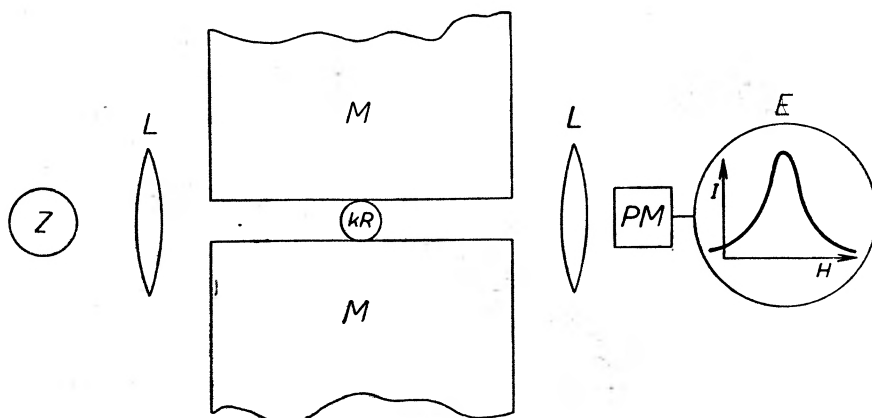
Krzywa ma szerokość połówkową  $\Delta\nu_{1/2}(bc) = \frac{1}{\pi\tau}$ , lub, jeśli  $\Delta\nu$  pochodzi od pola magnetycznego, to

$$\Delta H_{1/2} = \frac{1}{\pi\tau} \frac{\partial\nu(bc)}{\partial H} \quad (11)$$

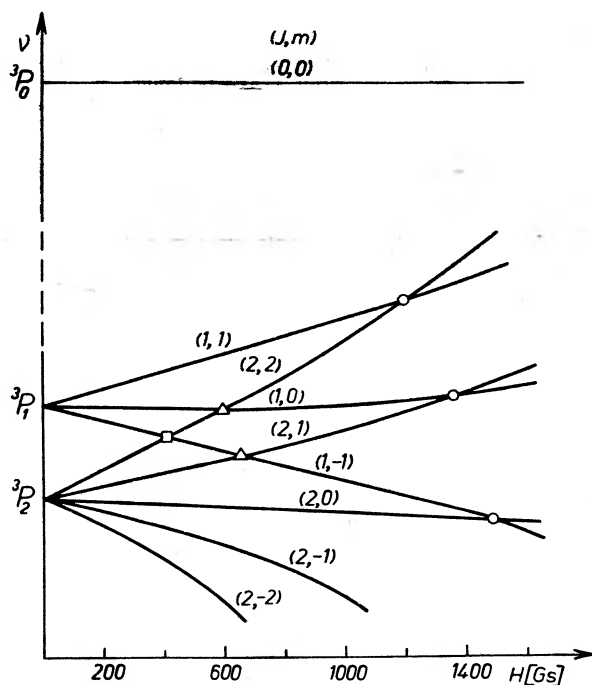
Przykład krzyżowania się poziomów dla helu pokazuje rys. 12. Ponieważ każdy z poziomów można traktować jako skrzyżowanie podpoziomów zeemanskich dla zerowego pola magnetycznego, powyższe rozważania stosują się

i do zmiany natężenia światła rezonansowego opisanego już jako efekt Hanla. Dla takiego przypadku znamy dokładnie  $\frac{\partial \nu}{\partial H} = \frac{2\pi g_J \mu_0 \Delta m}{\hbar}$ , zatem szerokość połówkowa linii:

$$\Delta H_{1/2} = \frac{2\hbar}{\tau g_J \mu_0 \Delta m} \quad (12)$$



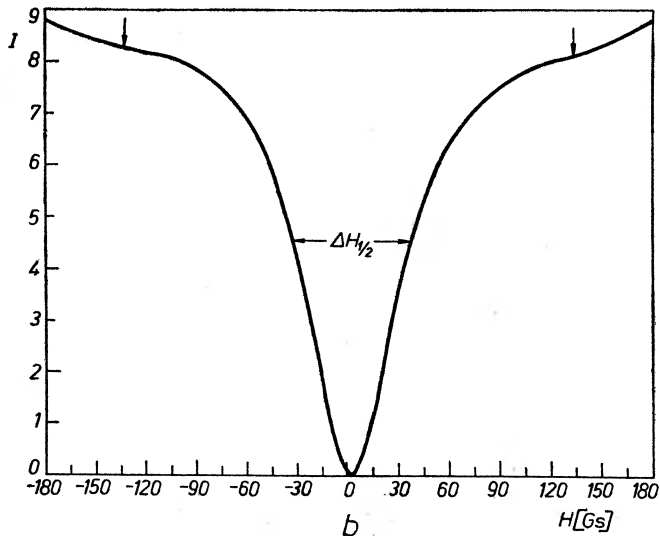
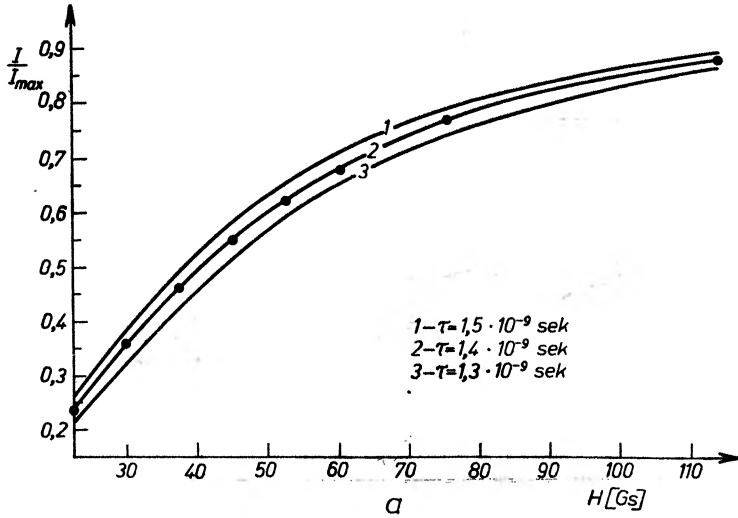
Rys. 11. Ideowy schemat aparatury do badania efektu od krzyżowania się poziomów:  $E$  — ekran;  $Z$  — źródło promieniowania rezonansowego;  $M$  — magnes;  $L$  — soczewki

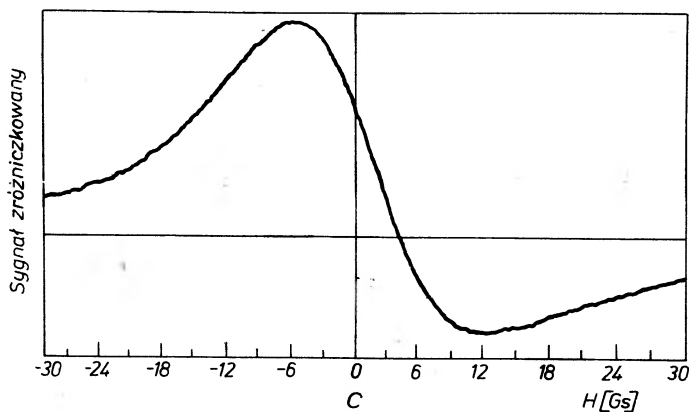


Rys. 12. Schemat poziomów zeemanowskich dla He. Skrzyżowania oznaczone:  $\circ$  — są obserwowalne w świetle spolaryzowanym;  $\triangle$  — są obserwowalne w świetle niespolaryzowanym;  $\square$  — są nieobserwowalne ( $\Delta m = 3$ )

Dla poziomu np.  $^3P_1$  helu mamy w zerowym polu magnetycznym skrzyżowanie zarówno o  $\Delta m = 1$ , jak i o  $\Delta m = 2$ , więc efekt wystąpi tak dla światła spolaryzowanego jak i niespolaryzowanego. Za  $\Delta m$  trzeba do wzoru (12) na  $\Delta H$  wstawić odpowiednią w każdym przypadku wartość. Mierząc szerokość półkową takiej krzywej można wyliczyć czas życia danego poziomu.

Metoda ta nadaje się do pomiarów bardzo krótkich czasów życia ( $\tau \leq 10^{-8}$  sek.), gdyż dopiero wtedy krzywa jest szersza niż szerokość własna aparatury.

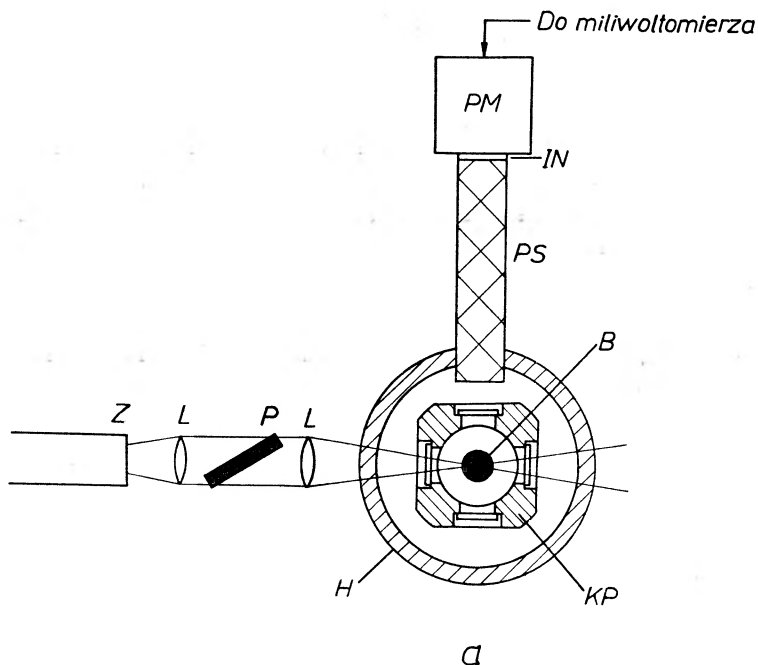




Rys. 13. Wyniki otrzymane w pracach [44—46]: a) Pole zmienne od zera wwyż. Krzywe 1, 2, 3 — otrzymane teoretycznie przy różnych wartościach czasów życia. Kropki — punkty doświadczalne. b) Cała krzywa rezonansu. Czas życia wyznaczano z szerokości połówkowej krzywej. Strzałkami zaznaczono miejsce, gdzie krzywa odbiega od kształtu lorentzowskiego na skutek krzyżowania się poziomów struktury nadsubtelnej, pochodzącej od zanieczyszczeń nieparzystymi izotopami. c) Zróżniczkowana krzywa rezonansu — z samopisu

Przykładowo zostaną opisane pomiary przeprowadzone na Uniwersytecie Columbia w Stanach Zjednoczonych [42—47]. Uzyskano tam bardzo dokładne wyniki o błędach około 3%. Zmierzono czasy życia poziomu  $^1P_1$  dla: Zn, Sr, Ca i Cd.

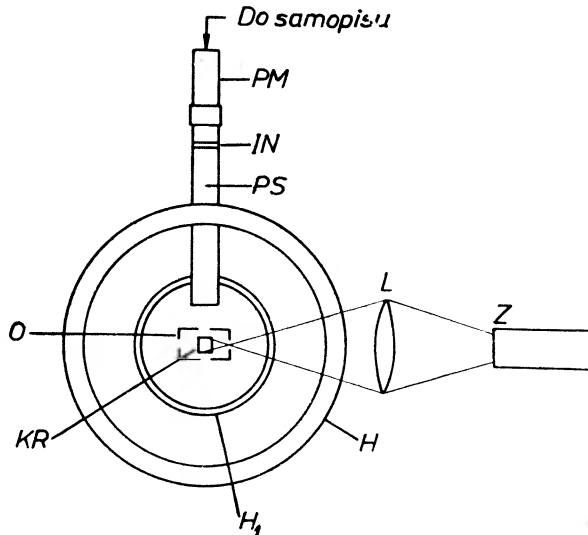
W pracy [46] używano zarówno światła spolaryzowanego, jak i niespolaryzowanego, którym naświetlano strumień atomowy. Obserwacja była przepro-



Rys. 14 a. Schemat aparatury użytej w pracy [45]: a) ze strumieniem atomowym;

wadzona w kierunku prostopadłym do pola. Zdejmowano krzywe natężenia światła w funkcji pola magnetycznego dla jednego kierunku pola i dopasowywano do krzywych obliczonych teoretycznie (rys. 13a).

W pracy [45] w podobnym eksperymencie ze strumieniem atomowym zmieniano pole magnetyczne od  $-H$  do  $+H$  i mierzono bezpośrednio szerokość połówkową krzywej (rys. 13b).



Rys. 14 b) Schemat aparatury użytej w pracy [45] z komórką absorpcyjną i modulacją pola.  $P$  — polaryzator;  $PM$  — fotopowielacz;  $IN$  — filtr interferencyjny;  $PS$  — przewodnica światła;  $B$  — strumień atomowy;  $H_1$  — cewka Helmholtza pola magnetycznego;  $H_2$  — cewka oscylującego (37 Hz) pola magnetycznego;  $KR$  — komora rezonansowa;  $O$  — piec ogrzewający

W pracach [45] i [44] używano też zamiast strumienia atomowego naczynia z parami badanego metalu. Ze względu na duży poziom tła zastosowano modulację pola stałego polem zmiennym o małej amplitudzie. Zmianę sygnału wzmacniano. Otrzymana krzywa była więc zróżniczkowaną krzywą Lorentza (rys. 13c).

Rys. 14 przedstawia przykładowo schematy aparatur: a) ze strumieniem atomowym, b) z komórką absorpcyjną i modulowanym polem.

Z uwagi na to, że przy  $\tau \sim 10^{-9}$  sek. błędy są bardzo małe i wynoszą, jak wyżej wspomniano, zaledwie kilka procent, pomiary tą metodą są jednymi z najdokładniejszych.

### 3. Zakończenie

Z podanego opisu współczesnych metod pomiaru czasów życia atomów wzbudzonych widać, że stanowią one znaczny postęp w dziedzinie badań stałych atomowych w stosunku do metod bezpośredniego pomiaru mocy oscyła-

torą linii widmowych bądź też prawdopodobieństw przejścia w atomach. Decyduje o tym duża dokładność pomiarów. Pewną niedogodność stanowią trudności związane z pomiarem czasów życia wysokich stanów wzbudzenia atomów lub jonów.

Niżej podana tabela pozwoli porównać poszczególne metody pomiaru czasów życia atomów wzbudzonych co do zakresu stosowalności i błędu pomiarów (podanych przykładowo dla kilku prac).

Metoda	Zakres stosowalności	Błąd pomiaru
Opóźnionych koincydencji	$\tau \geq 10^{-8}$ sek	5 ÷ 20% [20] 2 ÷ 5% [23]
Przesunięć fazowych	$\tau \geq 10^{-9}$ sek	10 ÷ 20% [35] 1 ÷ 5% [27]
Podwójnego rezonansu	$\tau \geq 10^{-8}$ sek	2 ÷ 30% [38]
Skrzyżowanych poziomów	$\tau \leq 10^{-8}$ sek	2 ÷ 3% [44, 45]

#### Literatura

- [1] M. D. Kunisz, H. Niewodniczański, *Postępy Fizyki*, **7**, 289 (1956).
- [2] W. Hanus, *Postępy Fizyki*, **11**, 275 (1960).
- [3] M. D. Kunisz, *Postępy Fizyki*, **12**, 197 (1961).
- [4] M. D. Kunisz, M. Szynarowska, *Postępy Fizyki*, **13** (1962).
- [5] A. C. G. Mitchell & M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge, Univers. Press 1934 (repr. 1961).
- [6] P. Pringsheim, *Fluorescence and Phosphorescence*, London, Intersc. Publ. 1949.
- [7] B. M. Glennon, W. L. Wiese, *Nat. Bur. Stands. Monograph*, **50** (1962).
- [8] E. W. Foster, *Rep. Progr. Phys.*, **27**, 469 (1964).
- [9] L. Brewer, C. G. James, R. G. Brewer, F. E. Stafford, R. A. Berg, G. M. Rosenblatt, *Rev. Sci. Instrum.*, **33**, 1450 (1962).
- [10] T. Holstein, *Phys. Rev.*, **72**, 1212 (1947).
- [11] T. Holstein, *Phys. Rev.*, **83**, 1159 (1951).
- [12] J. E. Blamont, *Ann. Phys. (Paris)*, **2**, 551 (1957).
- [13] J. P. Barrat, *J. Phys. Radium*, **20**, 541, 633, 657 (1959).
- [14] M. E. Rose, R. L. Corovillano, *Phys. Rev.*, **122**, 1185 (1961).
- [15] M. J. Stephen, *J. Chem. Phys.*, **40**, 669 (1964).
- [16] D. A. Hutchinson, H. F. Hameka, *J. Chem. Phys.*, **41**, 2006 (1964).
- [17] A. Bałanda, *Postępy Fizyki*, **16**, 247 (1965).
- [18] E. Brannen, F. R. Hunt, R. H. Adlington, R. W. Nicholls, *Nature*, **175**, 810 (1955).
- [19] S. Heron, R. W. P. McWhirter, E. H. Rhoderick, *Nature*, **174**, 564 (1954).
- [20] S. Heron, R. W. P. McWhirter, E. H. Rhoderick, *Proc. Roy. Soc., A* **234**, 565 (1956).
- [21] T. D. Newton, *Phys. Rev.*, **78**, 490 (1950).
- [22] A. L. Oszerowicz, I. G. Sawicz, *Optika i Spektrosk.*, **4**, 715 (1958).
- [23] A. L. Oszerowicz, G. M. Petelin, *Dokł. Akad. Nauk SSSR*, **129** (3), 544 (1959).
- [24] R. G. Bennett, F. W. Dalby, *J. Chem. Phys.*, **31**, 434 (1959).
- [25] R. G. Bennett, *Rev. Sci. Instrum.*, **31**, 1275 (1960).
- [26] T. M. Holzberlein, *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 1041 (1964).
- [27] W. Demtröder, *Z. Phys.*, **166**, 42 (1962).

- [28] L. Bergmann, *Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*, Zürich 1954.
- [29] E. G. Richardson, *Technical aspects of Sound*, Elsevier Publ. Co. Amsterdam—New York 1957.
- [30] E. G. Richardson, *Ultrasonic Physics*, Elsevier Publ. Co. 1962.
- [31] B. Brehm, W. Demtröder, O. Osberghaus, *Z. Naturforsch.*, **16a**, 843 (1961).
- [32] E. Hulpke, E. Paul, W. Paul, *Z. Phys.*, **177**, 257 (1964).
- [33] K. Ziock, *Z. Phys.*, **147**, 99 (1957).
- [34] O. Osberghaus, K. Ziock, *Z. Naturforsch.*, **11a**, 762 (1956).
- [35] Ch. Ottinger, K. Ziock, *Z. Naturforsch.*, **16a**, 720 (1961).
- [36] T. Skaliński, *Postępy Fizyki*, **9**, 515 (1958).
- [37] T. Skaliński, *Postępy Fizyki*, **13**, 27 (1962).
- [38] G. W. Series, *Rep. Progr. Phys.*, **22**, 280 (1959).
- [39] P. A. Franken, *Phys. Rev.*, **121**, 508 (1961).
- [40] F. B. Colegrove, P. A. Franken, *Phys. Rev. Letters*, **3**, 420 (1959).
- [41] G. Breit, *Rev. Mod. Phys.*, **5**, 91 (1933).
- [42] A. Lurio, R. Novick, J. Horvitz, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **7**, 258 (1962).
- [43] R. L. De Zafra, R. J. Goshen, A. Landman, A. Lurio, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **7**, 433 (1962).
- [44] A. Landman, R. Novick, *Phys. Rev.*, **134**, A 56 (1964).
- [45] A. Lurio, R. Novick, *Phys. Rev.*, **134**, A 608 (1964).
- [46] A. Lurio, R. L. De Zafra, R. J. Goshen, *Phys. Rev.*, **134**, A 1199 (1964).
- [47] D. Kent Anderson, *Phys. Rev.*, **137**, A 21 (1965).
- [48] W. R. Pendleton, Jr., R. H. Hughes, *Phys. Rev.*, **138**, A 683 (1965).

*Alfons Kawski*

Katedra Fizyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej  
w Gdańsku

## **Badania elektrycznych momentów dipolowych drobin w stanie wzbudzonym**

Badania elektrycznych momentów dipolowych wnoszą poważny wkład do współczesnego stanu wiedzy o strukturze drobin. Podczas gdy dla stanu podstawowego istnieje cały szereg danych dotyczących elektrycznych własności drobin, to do roku 1955 nie znane były zupełnie odpowiednie dane dla stanu wzbudzonego. Badania momentów dipolowych drobin w stanie wzbudzonym nie są możliwe za pomocą stosowanych metod tradycyjnych, gdyż nie można uzyskać wystarczająco dużych i niezmiennych w czasie stężeń drobin wzbudzonych.

W poprzednim artykule w *Postęпах Fizyki* [1] zauważyliśmy, że momenty dipolowe drobin wzbudzonych otrzymane za pomocą spektroskopowej metody Lipperta [2, 3, 4] były dużo większe od wartości momentów dipolowych zmierzonych metodami elektrooptycznymi Czekałli [5, 6]. Także elektrooptyczne metody elektrycznej polaryzacji fluorescencji i elektrycznego dichroizmu dawały różne wartości momentów dla tej samej drobin. Tak więc za pomocą trzech różnych metod otrzymywano do 1961 roku różne wartości momentów dipolowych drobin wzbudzonych. Dopiero w ostatnich latach, dzięki zastosowaniu wyników rozważań teoretycznych [7—12], uzyskano za pomocą trzech różnych metod prawie jednakowe wartości momentów dipolowych.

W niniejszym artykule przedstawimy najnowsze osiągnięcia dotyczące zagadnienia wyznaczania elektrycznych momentów dipolowych drobin w stanie wzbudzonym.

### **1. Metoda spektroskopowa**

Absorbująca lub emitująca światło drobina w roztworze nie jest nigdy swobodna, jak to bywa w parach, lecz doznaje stale wzajemnego oddziaływania ze strony otaczających ją drobin rozpuszczalnika, co powoduje zmianę jej elektrycznych i optycznych własności. Dlatego też obserwowane widma ab-



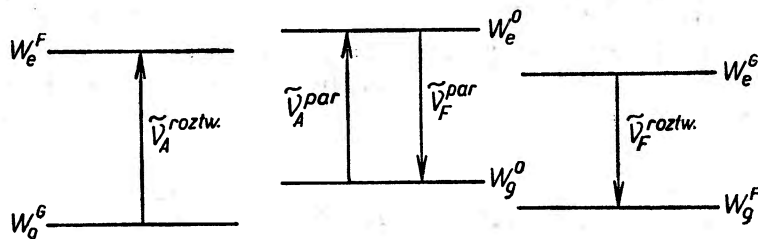
sorpcji i fluorescencji charakteryzują własności układu drobina luminezująca — środowisko.

Wpływ rozpuszczalnika na przesunięcie widm absorpcji i fluorescencji był rozważany w wielu pracach [3, 4, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16]. Pierwszą jakościową interpretację przesunięć pasm absorpcji i fluorescencji zaproponował już w roku 1931 Jabłoński [13], który wprowadził pojęcie centrum fluorescencji odpowiedzialne za absorpcję i emisję drobin luminezujących w roztworze.

Istotny postęp w ilościowej interpretacji przesunięć maksimów pasm absorpcji i fluorescencji drobin luminezujących w różnych rozpuszczalnikach osiągnięto w ostatnich latach dzięki zastosowaniu statystycznego modelu Onsagera [17].

Dobrze znane czerwone przesunięcie obecne w każdym widmie roztworu badał między innymi Bayliss [14]. Za tego rodzaju przesunięcia widm dla drobin niepolarnych odpowiedzialne są według Baylissa [14] i Mac Rae [16] oddziaływania dyspersyjne.

Gdy drobina barwnika posiada elektryczny moment dipolowy, wystąpi dodatkowe przesunięcie widm absorpcji i fluorescencji, które może być zarówno czerwone, jak i niebieskie. Tego rodzaju przesunięcie może być wy tłumaczone dalekozasięgowymi dipol-dipolowymi oddziaływaniami elektrostatycznymi. Zgodnie z teorią Onsagera [17] drobina posiadająca elektryczny moment dipolowy oddziałuje na siebie za pośrednictwem rozpuszczalnika, przy czym działające pole jest polem reakcji rozpuszczalnika na moment dipolowy umieszczony w środku sferycznego wydrążenia. Wyróżnioną drobinę traktuje się jako wydrążenie w jednorodnym dielektryku, w centrum którego znajduje się punktowy dipol.



Rys. 1. Schemat elektronowych poziomów energetycznych drobin w parach i roztworze:  $W_g^G$  — zrównoważony poziom podstawowy,  $W_e^A$  — zrównoważony poziom wzbudzony,  $W_g^F$  — poziom podstawowy Francka-Condona,  $W_e^F$  — poziom wzbudzony Francka-Condona,  $W_g^o$ ,  $W_e^o$  — poziomy podstawowy i wzbudzony w parach

Już z rozważań teoretycznych Jabłońskiego [13] wynikało, że dla drobin barwnika znajdującej się w roztworze poziomy energetyczne wyjściowe dla emisji są na ogół inne niż te, które zostały osiągnięte bezpośrednio w czasie absorpcji. Celowe jest zatem wprowadzić dwa rodzaje poziomów energetycznych: poziom zrównoważony i niezrównoważony (Francka-Condona). Czasy trwania procesów absorpcji i fluorescencji są rzędu  $10^{-15}$  sek., zaś czasy relaksacji drobin rozpuszczalnika zawarte są między  $10^{-12}$  i  $10^{-10}$  sek. Średni

czas życia drobin w stanie wzbudzonym jest zwykle rzędu  $10^{-9}$  sek. Na rys. 1 przedstawiono schemat elektronowych poziomów energetycznych drobin w parach i w roztworze. Absorpcja prowadzi układ ze stanu równowagi  $W_g^G$  do stanu wzbudzonego Francka-Condona  $W_e^F$ . Zgodnie z zasadą Francka-Condona, w czasie aktu absorpcji drobin rozpuszczalnika nie zmieniają swoich pozycji i orientacji. Natomiast w czasie życia drobin rozpuszczonej w stanie wzbudzonym, drobin rozpuszczalnika reorientują się. Jeśli więc średni czas życia drobin w stanie wzbudzonym znacznie przewyższa czas relaksacji drobin rozpuszczalnika, to fluorescencja nastąpi praktycznie z wzbudzonego stanu równowagi  $W_e^G$  i prowadzi do stanu podstawowego Francka-Condona  $W_e^F$ . Energia oddziaływania pomiędzy fluorezującą drobiną i otaczającymi drobinami rozpuszczalnika jest tym większa, im większy jest moment dipolowy dla odpowiedniego stanu energetycznego.

Na podstawie zastosowania w najprostszej formie kwantowo-mechanicznego rachunku zaburzeń drugiego rzędu do obliczenia elektronowych poziomów energetycznych drobin rozpuszczonej, oraz dokonania podziału pola reakcji Onsagera na część orientacyjną i indukcyjną, otrzymano [12] następujące równania na przesunięcie widm absorpcji i fluorescencji w zależności od stałej dielektrycznej, współczynnika załamania środowiska oraz polaryzowalności drobin rozpuszczonej:

$$hc\Delta\tilde{\nu}_A = -\vec{\mu}_g(\vec{\mu}_e - \vec{\mu}_g) \frac{1}{1-af(n_0^2)} \left[ \frac{f(\varepsilon)}{1-af(\varepsilon)} - \frac{f(n_0^2)}{1-af(n_0^2)} \right] - \frac{\mu_e^2 - \mu_g^2}{2} \frac{2-af(n_0^2)}{1-af(n_0^2)} \frac{f(n_0^2)}{1-af(n_0^2)}, \quad (1)$$

gdzie  $f(\varepsilon) = \frac{2}{a^3} \frac{\varepsilon-1}{2\varepsilon+1}$ ;  $f(n_0^2) = \frac{2}{a^3} \frac{n_0^2-1}{2n_0^2+1}$ ,  $n_0$  — współczynnik załamania rozpuszczalnika dla częstości zerowej,  $\varepsilon$  — stała dielektryczna rozpuszczalnika,  $a$  — promień oddziaływania Onsagera,  $a$  — średnia polaryzowalność rozpuszczonej drobin,  $\vec{\mu}_g, \vec{\mu}_e$  — elektryczne momenty dipolowe w stanie podstawowym i wzbudzonym,  $h$  — stała Plancka,  $c$  — prędkość światła, oraz:

$$hc\Delta\tilde{\nu}_F = -\vec{\mu}_e(\vec{\mu}_e - \vec{\mu}_g) \frac{1}{1-af(n_0^2)} \left[ \frac{f(\varepsilon)}{1-af(\varepsilon)} - \frac{f(n_0^2)}{1-af(n_0^2)} \right] - \frac{\mu_e^2 - \mu_g^2}{2} \frac{2-af(n_0^2)}{1-af(n_0^2)} \frac{f(n_0^2)}{1-af(n_0^2)}. \quad (2)$$

Ponieważ z widm roztworów w temperaturze pokojowej nie można określić przejść o—o, lecz tylko położenia maksimum pasm absorpcji  $\tilde{\nu}_A$  i fluorescencji  $\tilde{\nu}_F$ , zakłada się więc, że różnica przesunięć  $\Delta\tilde{\nu}_A - \Delta\tilde{\nu}_F$  różni się od  $\tilde{\nu}_A - \tilde{\nu}_F$  jedynie o stałą niezależną od rozpuszczalnika przedstawiającą normalne stokesowskie przesunięcie czerwone fluorescencji. Przy tym założeniu na podstawie (1) i (2) otrzymuje się:

$$\tilde{\nu}_A - \tilde{\nu}_F = \frac{2(\vec{\mu}_e - \vec{\mu}_g)^2}{hca^3} d(\varepsilon, n_0, a) + \text{const}, \quad (3)$$

przy czym:

$$d(\varepsilon, n_0, a) = \frac{\frac{\varepsilon-1}{2\varepsilon+1} - \frac{n_0^2-1}{2n_0^2+1}}{\left(1 - \frac{2a}{a^3} \frac{n_0^2-1}{2n_0^2+1}\right)^2 \left(1 - \frac{2a}{a^3} \frac{\varepsilon-1}{2\varepsilon+1}\right)}. \quad (4)$$

Porównanie równań (1), (2) i (3), a także równania, które otrzymuje się w wyniku dodania równań (1) i (2), z danymi doświadczalnymi pozwala w przypadku znajomości  $a/a^3$  dla rozpuszczonej drobin wyznaczyć następujące wielkości charakteryzujące geometryczne i elektryczne własności drobin lumineszujących [18]

$$m_1 = \frac{2(\vec{\mu}_e - \vec{\mu}_g)^2}{hca^3}, \quad (5)$$

$$m_2 = \frac{2(\mu_e^2 - \mu_g^2)}{hca^3}, \quad (6)$$

$$m_3 = \frac{2\vec{\mu}_g(\vec{\mu}_e - \vec{\mu}_g)}{hca^3}, \quad (7)$$

$$m_4 = \frac{2\vec{\mu}_e(\vec{\mu}_e - \vec{\mu}_g)}{hca^3}. \quad (8)$$

Tylko dwie z tych zależności są od siebie niezależne. Istnieją następujące związki między  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  i  $m_4$ :

$$m_3 = \frac{m_2 - m_1}{2} \quad \text{oraz} \quad m_4 = \frac{m_1 + m_2}{2}.$$

W ogólnym przypadku momenty  $\vec{\mu}_g$  i  $\vec{\mu}_e$  nie są równoległe i tworzą między sobą kąt  $\varphi$  (rys. 2). Na podstawie (5) i (6) otrzymuje się [19]:

$$\mu_e = (\mu_g^2 + \frac{1}{2} m_2 hca^3)^{1/2}, \quad (9)$$

$$\cos\varphi = \frac{1}{2\mu_g\mu_e} \left[ (\mu_e^2 + \mu_g^2) - \frac{m_1}{m_2} (\mu_e^2 - \mu_g^2) \right]. \quad (10)$$

W przypadku szczególnym, gdy momenty dipolowe w stanie podstawowym i wzbudzonym są wzajemnie równoległe, otrzymuje się na podstawie (5) i (6) następujące równania:

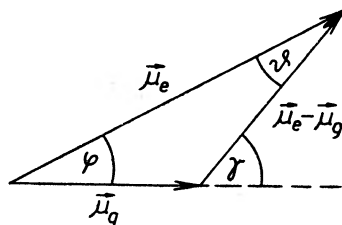
$$\mu_g = \frac{1}{2} (m_2 - m_1) \left( \frac{hca^3}{2m_1} \right)^{1/2} \quad (11)$$

$$\mu_e = \frac{1}{2} (m_1 + m_2) \left( \frac{hca^3}{2m_1} \right)^{1/2} \quad (12)$$

lub też:

$$\mu_e = \frac{m_1 + m_2}{m_2 - m_1} \mu_g = \frac{m_4}{m_3} \mu_g. \quad (13)$$

A więc gdy momenty dipolowe w stanie podstawowym i wzbudzonym mają taki sam kierunek, można równocześnie wyznaczyć na drodze spektroskopowej momenty dipolowe w stanie podstawowym i wzbudzonym [19]. Otrzymane w ten sposób [20] momenty dipolowe w stanie podstawowym dla  $\alpha$ -naftolu i  $\beta$ -naftolu są w bardzo dobrej zgodności z wartościami wyznaczonymi przez



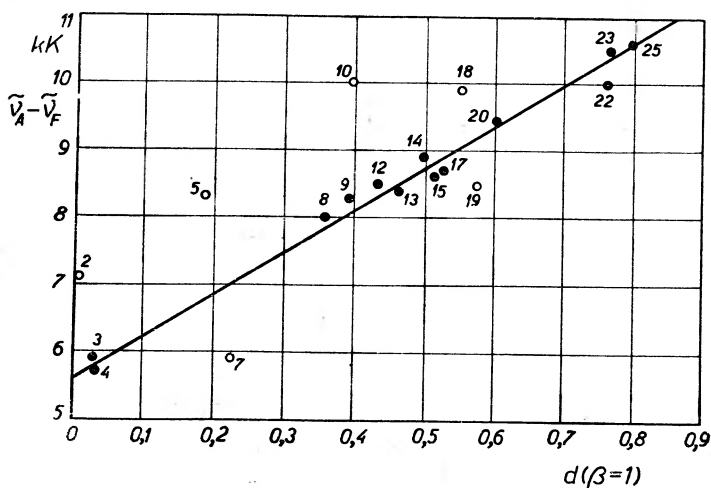
Rys. 2

Bisanz [21]. Ponadto w niektórych przypadkach można w przybliżeniu wyznaczyć kąt  $\gamma$ , jaki tworzy kierunek momentu przejścia  $\vec{m}$  z kierunkiem momentu dipolowego w stanie podstawowym  $\vec{\mu}_g$ , gdy za absorpcję i emisję odpowiedzialny jest ten sam oscylator liniowy [19, 22, 23].

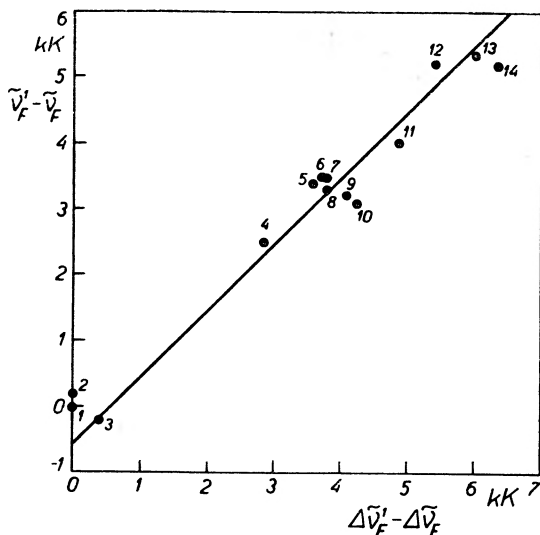
W przypadku zaniedbania w wyrażeniach (3) i (4) polaryzowalności drobin rozpuszczonej, otrzymamy wzór podany przez Lipperta [3]. Ze względu na stosunkowo dużą wartość  $2 \frac{\alpha}{a^3} \approx 1$  poprawka na polaryzowalność jest bardzo istotna. Także Mac Rae w swojej pracy [16] uwzględnił polaryzowalność drobin rozpuszczonej, z tym tylko, że zastosował przybliżenie  $a/a^3 = 1/2$  dla stanu podstawowego. Podobne przybliżenie zrobił także Bachsziew [10]. W przypadku założenia w równaniu (4)  $a/a^3 = 1/2$  otrzymuje się wzór na różnicę liczb falowych  $\tilde{\nu}_A - \tilde{\nu}_F$  (3) podobny, jaki otrzymał Bachsziew [39].

Na rys. 3 przedstawiono zależność  $\tilde{\nu}_A - \tilde{\nu}_F$  (na podstawie danych doświadczalnych Lipperta [3]) od  $d(\beta = 2\alpha/a^3 = 1)$  dla 4-dwumetyloamino-4'-nitro-stilbenu (DNS). Natomiast na rys. 4 podano zależność obserwowanej różnicy liczb falowych  $\tilde{\nu}_F^1 - \tilde{\nu}_F$  jako funkcję obliczonej z równania (2) różnicy  $\Delta\tilde{\nu}_F^1 - \Delta\tilde{\nu}_F$  maksimów fluorescencji dla DNS w różnych rozpuszczalnikach [12, 18]. Ze względu na brak danych dotyczących polaryzowalności dla DNS przyjęto  $\beta = 2\alpha/a^3 = 1$ . Korzystając z wyników doświadczalnych Bachsziewa [25] dla niektórych pochodnych ftalimidu (znane są położenia maksimów pasm absorpcji i fluorescencji oraz wielkości  $a/a^3$ ) przeprowadzono w pracy [18] sprawdzenie równań (1)–(3). Na rys. 5–8 przedstawiono porównanie danych doświadczalnych dla 3-aminofталimidu ( $a/a^3 = 0,62$ ) i dla 3-acetyloaminofталimidu ( $a/a^3 = 0,45$ ). Na rys. 6 i 8 przedstawiono obserwowaną różnicę liczb falowych  $\tilde{\nu}_F^1 - \tilde{\nu}_F$  dla przesunięć maksimów fluorescencji w różnych rozpuszczalnikach jako funkcję  $-\Delta\tilde{\nu}_F$  obliczonej na podstawie równania (2). Różnicę liczb falowych odniesiono względem liczby falowej maksimu fluorescencji dla widma

par. Stałe  $m_2$  i  $m_4$  w równaniu (2) wyznaczono dla warunku, że punkty doświadczalne leżą na prostej przecinającej pod kątem  $45^\circ$  osie współrzędnych. Z rys. 6 i 8 widać, że obserwowane wartości przesunięć  $\tilde{\nu}_F^1 - \tilde{\nu}_F$  różnią się o stałą wartość od wartości obliczonych.

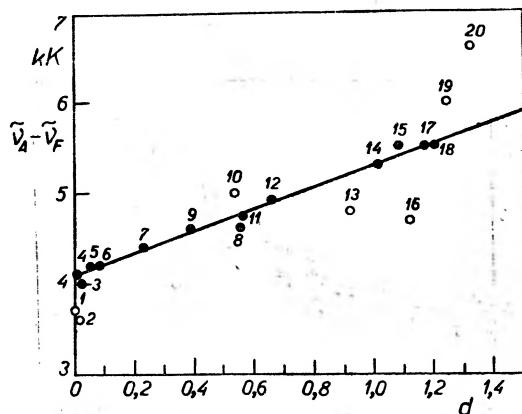


Rys. 3. Różnica liczb falowych  $\tilde{\nu}_A - \nu_F$  maksimów absorpcji i fluorescencji dla 4-dwumetyloamino-4'-nitrostilbenu (DNS) jako funkcja  $d$  ( $\beta = 1$ ) w różnych rozpuszczalnikach: 2 benzen, 3 czterochlorek węgla, 4 cykloheksen, 5 dioksan, 7 trójetyloamina, 8 bromobenzen, 9 chlorobenzen, 10 chloroform, 12 dwuetyloeter, 13 siarczek etylowy, 14 octan etylowy, 15 bromek *n*-etylowy, 17 chlorek *n*-butylowy, 18 octan metylowy, 19 *o*-dwuchlorobenzen, 20 trójfluorotoluen, 22 izo-butanol, 23 keton metylowo-etylowy, 25 aceton (wg pracy [12])

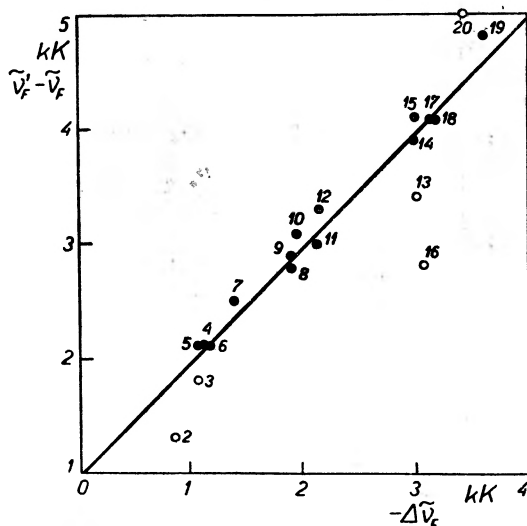


Rys. 4. Obserwowana różnica liczb falowych  $\tilde{\nu}_F^1 - \tilde{\nu}_F$  jako funkcja obliczonej  $\Delta \tilde{\nu}_F^1 - \Delta \nu_F$  maksimów fluorescencji dla DNS w różnych rozpuszczalnikach: 1 cykloheksen, 2 czterochlorek węgla, 3 trójetyloamina, 4 eter dwuetylowy, 5 octan etylowy, 6 chlorobenzen, 7 bromobenzen, 8 siarczek etylowy, 9 chlorek *n*-butylowy, 10 bromek *n*-butylowy, 11 trójfluorotoluen, 12 chlorek metylowy, 13 keton metylowoetylowy, 14 aceton (wg pracy [18])

W przypadku gdy nie występują oddziaływania specyficzne bliskiego zasięgu pomiędzy samymi drobinami rozpuszczalnika (jak np. asocjacja alkoholi w wyniku wiązań wodorowych) [26] lub też pomiędzy drobinami rozpuszczo-



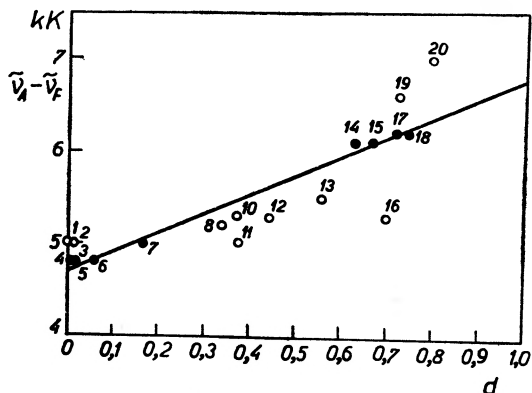
Rys. 5. Różnica liczb falowych  $\tilde{\nu}_A - \tilde{\nu}_F$  maksimów absorpcji i fluorescencji dla 3-aminoftalimidu jako funkcja  $d(\epsilon, n_0, a)$  w różnych rozpuszczalnikach: 1 gaz, 2 n-heptan, 3 czterochlorek węgla, 4 benzen, 5 toluen, 6 ksylen, 7 dioksan, 8 dwuetyloeter, 9 anizol, 10 octan butylowy, 11 chloroform, 12 octan etylowy, 13 pirydyna, 14 izo-aminol, 15 izo-butanol, 16 aceton, 17 etanol, 18 metanol, 19 gliceryna, 20 woda (wg pracy [18])



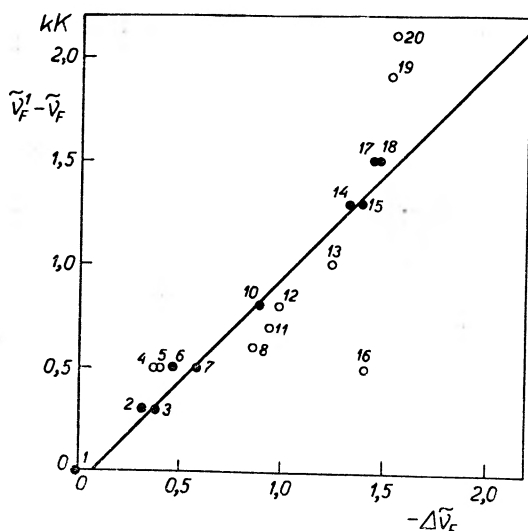
Rys. 6. Obserwowana różnica liczb falowych  $\tilde{\nu}_F^1 - \tilde{\nu}_F$  jako funkcja obliczonej różnicy  $\Delta\tilde{\nu}_F$  maksimów fluorescencji dla 3-aminoftalimidu w różnych rozpuszczalnikach. Oznaczenia jak na rys. 5 (wg pracy [18])

nymi i drobinami rozpuszczalnika, równania (2) i (3) dobrze opisują wyniki badań doświadczalnych. Otrzymano duży rozrzut punktów doświadczalnych dla niektórych niepolarnych rozpuszczalników. Rozrzut ten spowodowany jest drobnymi zanieczyszczeniami niepolarnych rozpuszczalników polarnymi. Małe

ilości zanieczyszczeń polarnymi rozpuszczalnikami powodują małe zmiany stałej dielektrycznej i współczynnika załamania, mogą jednakże spowodować duże zmiany  $\tilde{\nu}_A - \tilde{\nu}_F$ , gdyż polarne rozpuszczalniki (zanieczyszczenia) tworzą otoczki solwatacyjne wokół rozpuszczonych polarnych drobin luminezujących. Pewien drobny błąd wprowadza także zastąpienie współczynnika załamania  $n_0$  przez  $n_D$ .



Rys. 7. Różnica liczb falowych  $\tilde{\nu}_A - \tilde{\nu}_F$  maksimów absorpcji i fluorescencji dla 3-acetyloaminoftalimidu jako funkcja  $d(\epsilon, n_0, a)$  w różnych rozpuszczalnikach. Oznaczenia jak na rys. 5 (wg pracy [18])



Rys. 8. Obserwowana różnica liczb falowych  $\tilde{\nu}_F' - \tilde{\nu}_F$  jako funkcja obliczonej różnicy  $\Delta\tilde{\nu}_F$  maksimów fluorescencji dla 3-acetyloaminoftalimidu w różnych rozpuszczalnikach. Oznaczenia jak na rys. 5 (wg pracy [18])

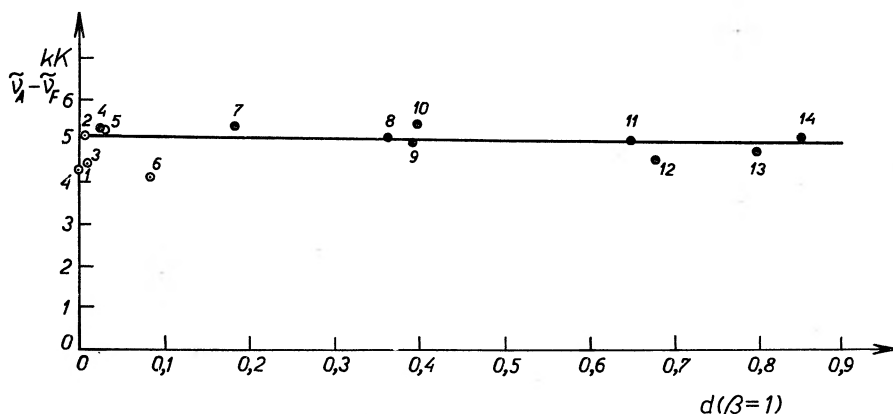
Z rys. 3—8 wyznaczono  $m_1$  i  $m_2$ , a następnie ze wzorów (9) i (10), dla danego promienia oddziaływania Onsagera i momentu dipolowego w stanie podstawowym, obliczono momenty dipolowe w stanie wzbudzonym  $\mu_e$  oraz kąty  $\varphi$  zawarte między  $\vec{\mu}_g$  i  $\vec{\mu}_e$ . Otrzymane wartości dla 3-dwumetyloamino-6-aminoftalimidu (I), 3,6-dwuaminoftalimidu (II), 3-aminoftalimidu (III), 3-acetylo-

aminoftalimidu (IV) i 4-aminoftalimidu (V), zestawiono w tablicy I [19, 27], oraz w tej samej tablicy porównano dla tych samych związków wartości otrzymane przez nas [19, 27] z wartościami wyznaczonymi przez Bachsziewa [24].

Tablica I

Związek	$a$ Å	$\frac{a}{a^3}$	$m_1$	$m_2$	$\mu_g$ obliczone wg Bach- sziewa	$\mu_g$ równ. (11)	$(\vec{\mu}_e - \vec{\mu}_g)$	$\gamma$	$\mu_e$ [D] równ. (9)	$\varphi$ równ. (10)	$\mu_e$ [D]	$\varphi$
			w $\text{cm}^{-1}$								w Debye'ach [D]	
I	4,5	0,48	1165	2060	2,14	—	3,2	54°	4,8	33°	4,6	40°
II	5,0	0,55	890	2010	2,14	2,1	3,3	0°	5,4	0°	4,4	0°
III	3,8	0,62	1130	2950	2,6	—	2,5	40°	4,9	19°	4,9	20°
IV	5,0	0,45	2100	1150	2,4	—	5,1	118°	4,5	90°	4,0	55°
V	3,5	0,50	3000	8000	3,5	—	3,4	32°	6,8	16°	6,7	15°

Należy podkreślić także, że wyznaczone za pomocą wzoru (3) zmiany momentów dipolowych dla  $\alpha$ -naftolu,  $\beta$ -naftolu,  $\alpha$ -naftyloaminy i  $\beta$ -naftyloaminy, w oparciu o dane doświadczalne Matagi [4, 28], zadowalająco zgadzają się z wartościami obliczonymi przez Matagę [28] na podstawie metody *ASMO CI*



Rys. 9. Różnica liczb falowych  $\tilde{\nu}_A - \tilde{\nu}_F$  maksimów absorpcji i fluorescencji dla 1,4-bis-2-5-fenylookszolilo-benzenu (POPOP) jako funkcja  $d$  ( $\beta = 1$ ) w różnych rozpuszczalnikach: 1 ksylen, 2 benzen, 3 styren, 4 toluen, 5 czterochlorek węgla, 6 cykloheksan, 7 dioksan, 8 bromobenzen, 9 chlorobenzen, 10 chloroform, 11 pirydyna, 12 etylenodwuamina, 13 aceton, 14 metanol (wg pracy [30])

[29]. Na rys. 9 podano zależność  $\tilde{\nu}_A - \tilde{\nu}_F$  od  $d$  ( $\beta = 1$ ) dla 1,4-bis-2-5-fenylookszolilo-benzenu (POPOP). Z przebiegu tej zależności ( $m_1 \approx 0$ ) można wnioskować, że momenty dipolowe w stanie podstawowym i wzbudzonym są mniej więcej jednakowe [30].



## 2. Metoda elektrycznego dichroizmu

Metoda elektrycznego dichroizmu, która służy do wyznaczania momentów dipolowych w stanie wzbudzonym, oparta jest na zjawisku Kuhna [31]. Zjawisko Kuhna polega na tym, że światło naturalne po przejściu przez absorbujący roztwór polarnych drobin, znajdujący się między elektrodami, do których przyłożono wysokie napięcie, jest nieznacznie spolaryzowane. Ponieważ absorpcja światła zachodzi z elektronowego stanu podstawowego, dlatego też w pierwszym rzędzie za wielkość efektu Kuhna odpowiedzialny jest moment dipolowy drobin w stanie podstawowym. Zgodnie z Kuhnem, Dührkopem i Martinem [31] otrzymuje się na indukowany przez pole elektryczne stopień polaryzacji światła, w przypadku niepolarnych rozpuszczalników, następujące wyrażenie:

$$P_E = -K \cdot 2,30 \cdot D \left( \frac{\epsilon + 2}{3} \right)^2 E^2, \quad (14)$$

gdzie:

$$K = \frac{1}{10(kT)^2} \mu_g^2 \frac{3 \cos^2 \gamma - 1}{2}. \quad (15)$$

$K$  oznacza dichroiczny współczynnik Kuhna,  $\epsilon$  — stałą dielektryczną rozpuszczalnika,  $D$  — ekstynkcję badanego roztworu,  $E$  — natężenie zewnętrznego pola elektrycznego (w jednostkach c.g.s.),  $\mu_g$  — moment dipolowy w stanie podstawowym,  $\gamma$  — kąt między momentem dipolowym w stanie podstawowym  $\vec{\mu}_g$  i momentem przejścia  $\vec{m}$ ,  $k$  — stałą Boltzmanna,  $T$  — temperaturę bezwzględną.

Z wzoru (15) wynika, że skoro  $\gamma$  nie zmienia się w obszarze pasma absorpcji, to również i  $K$  nie powinno zależeć od długości fali. Tymczasem pomimo stwierdzenia przez Czekałłę [32], za pomocą pomiarów polaryzacji fluorescencji i widm dichroizmu w napiętych foliach, stałości  $\gamma$  w obszarze pasma absorpcji, współczynnik Kuhna  $K$  wyraźnie zmieniał się wraz z długością fali. To zjawisko można wyjaśnić, jeśli założy się, że pole elektryczne oprócz częściowej orientacji drobin dipolowych powoduje dodatkowe przesunięcie pasma absorpcji [7, 8, 33]. Tego rodzaju przesunięcie pasma absorpcji wystąpi wtedy, gdy w wyniku wzbudzenia optycznego moment dipolowy lub polaryzowalność drobin ulegnie zmianie. W przypadku gdy kierunek momentu dipolowego drobin w stanie podstawowym  $\mu_g$  pokrywa się z kierunkiem momentu dipolowego w stanie wzbudzonym  $\mu_e$  oraz gdy tworzą one z kierunkiem pola elektrycznego kąt  $\vartheta$ , to przesunięcie pasma (rys. 10) wynosi  $\Delta\tilde{\nu} \cdot hc = (\mu_e - \mu_g) E_i \cos \vartheta$ .

Na przykład dla  $\mu_e - \mu_g = 10$  D, wewnętrznego natężenia pola elektrycznego  $E_i = 100$  kV/cm i  $\cos \vartheta \approx 1$ , przesunięcie pasma absorpcji wynosi zaledwie  $\Delta\tilde{\nu} \approx 20$  cm<sup>-1</sup>.

Uogólnienie teorii elektrycznego dichroizmu, przy uwzględnieniu przesunięcia pasma absorpcji, zostało dokonane przez Liptaya i Czekałłę [7, 8]. W przypadku drobin, dla których można zaniedbać polaryzowalność, oraz których moment przejścia i momenty dipolowe w stanie podstawowym i wzbud-

dzonym leżą w jednej płaszczyźnie, otrzymuje się zamiast równania (15), następujące równanie:

$$K = K_0 + A \frac{1}{\varepsilon^* \tilde{\nu}} \frac{d\varepsilon^*/\tilde{\nu}}{d\tilde{\nu}} + B \frac{1}{\varepsilon^* \tilde{\nu}} \frac{d^2\varepsilon^*/\tilde{\nu}^2}{d\tilde{\nu}^2}, \quad (16)$$

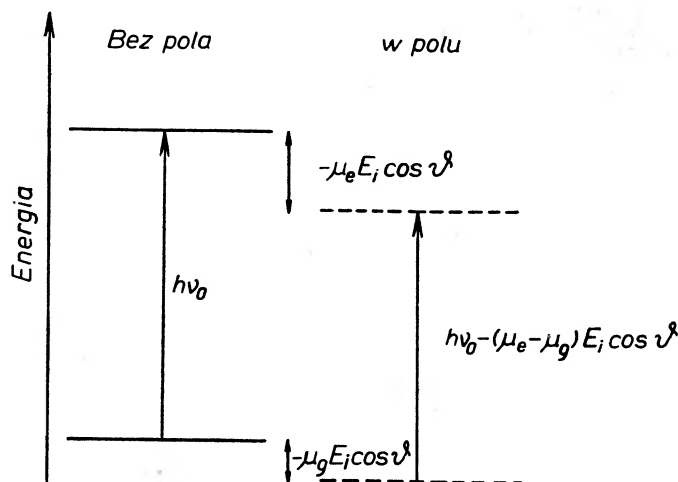
gdzie

$$K_0 = \frac{1}{10(kT)^2} \mu_g^2 \frac{3 \cos^2 \gamma - 1}{2}$$

$$A = \frac{1}{5kT\hbar c} \left[ \mu_g^2 \frac{3 \cos^2 \gamma - 1}{2} - \mu_g \mu_e (\cos \gamma \cos \alpha - \frac{1}{2} \sin \gamma \sin \alpha) \right]$$

$$B = \frac{1}{10(\hbar c)^2} \left[ \mu_g^2 \frac{3 \cos^2 \gamma - 1}{2} - 2\mu_g \mu_e (\cos \gamma \cos \alpha - \frac{1}{2} \sin \gamma \sin \alpha) + \mu_e^2 \frac{3 \cos^2 \alpha - 1}{2} \right],$$

przy czym  $\mu_e$  — moment dipolowy w stanie wzbudzonym,  $\alpha$  — kąt między momentem dipolowym w stanie wzbudzonym  $\vec{\mu}_e$  i momentem przejścia  $\vec{m}$ ,  $\varepsilon^*$  — molowy dziesiętny współczynnik ekstynkcji,  $\tilde{\nu}$  — liczba falowa w  $\text{cm}^{-1}$ ,  $h$  — stała Plancka,  $c$  — prędkość światła w próżni.

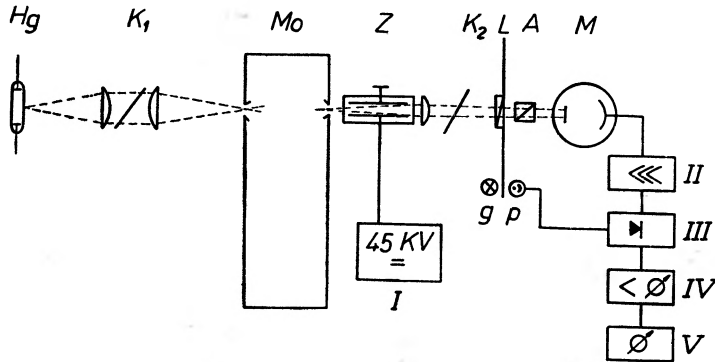


Rys. 10. Schemat elektronowych poziomów energetycznych drobin dipolowej umieszczonej w polu elektrycznym:  $\mu_g$  — moment dipolowy w stanie podstawowym,  $\mu_e$  — moment dipolowy w stanie wzbudzonym,  $\vartheta$  — kąt, jaki tworzą momenty dipolowe  $\mu_g$  i  $\mu_e$  z kierunkiem wewnętrznego pola elektrycznego (wg pracy [6])

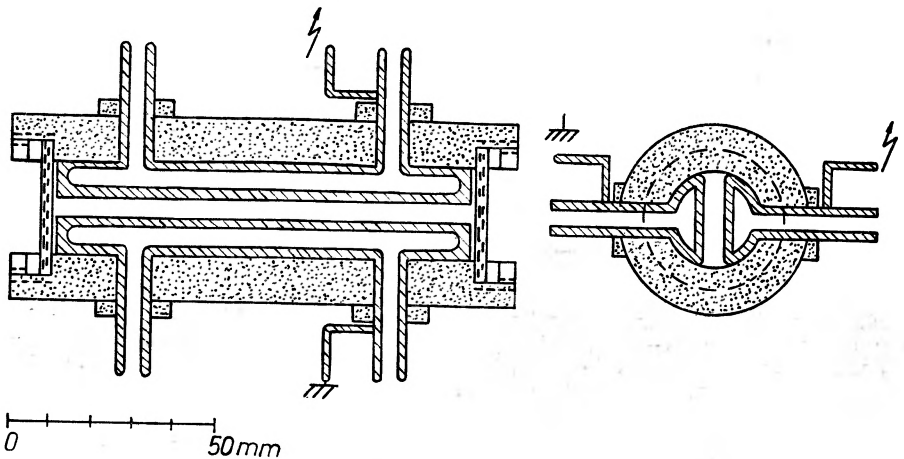
Liptay i Czekalla [8] pokazali na przykładzie trans-4-dwumetyloamino-4'-nitrostilbenu w dioksanie, że równanie (16) dobrze opisuje zależność współczynnika  $K$  od długości fali w pasmie absorpcji. W związku z tym, dla niektórych przypadków można z pomiarów elektrycznego dichroizmu wyznaczyć oprócz kąta  $\gamma$  także moment dipolowy drobin w wzbudzonym stanie Francka-Condona.

Na rys. 11 przedstawiono schematycznie aparaturę zastosowaną przez Czekallę i Wicka [32] do pomiaru małych stopni polaryzacji światła. Zasada działania tej aparatury pomiarowej jest podobna do poprzednio opisanych [34].

Przed przyłożeniem pola elektrycznego kompensuje się za pomocą szklanej płytki  $K_1$  polaryzację instrumentalną. Następnie po przyłożeniu pola elektrycznego nastąpi wychylenie wskazówki miernika i za pomocą kompensatora *Arago*  $K_2$  kompensuje się polaryzację indukowaną przez pole. Odczytując kąt obrotu kompensatora  $K_2$  można obliczyć stopień polaryzacji  $P_E$  [34].



Rys. 11. Aparatura do pomiaru stopnia polaryzacji światła (wg pracy [32]):  $Hg$  — lampa rtęciowa,  $K_1$  — płytki szklane do kompensacji polaryzacji instrumentalnej,  $Mo$  — monochromator Zeissa  $M4Q$ ,  $Z$  — komórka absorpcyjna wysokiego napięcia,  $K_2$  — kompensator *Arago*,  $L$  — wirująca półfalówka,  $A$  — analizator,  $M$  — fotopowielacz *EMI 6256*,  $g$  — żarówka,  $p$  — fotokomórka do wytwarzania sygnału sterującego dyskriminatory,  $I$  — urządzenie wysokiego napięcia,  $II$  — selektywny wzmacniacz niskiej częstotliwości,  $III$  — dyskryminator fazowy,  $IV$  — woltomierz lampowy,  $V$  — woltomierz samopiszący

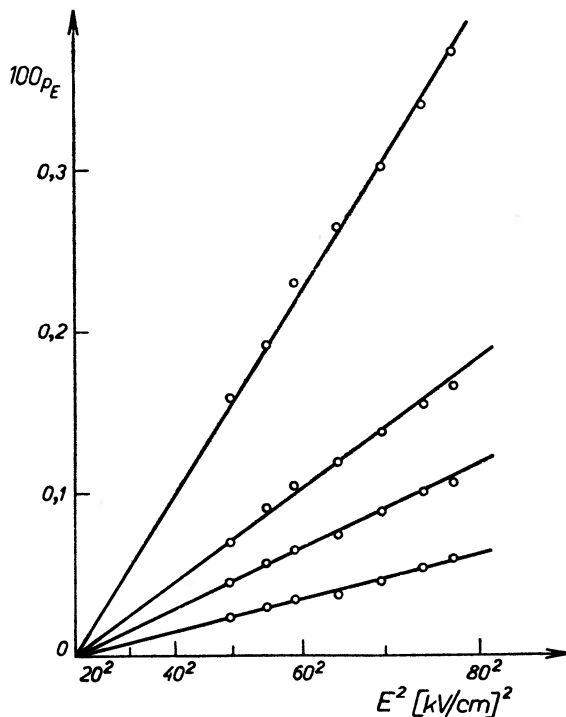


Rys. 12. Komórka absorpcyjna (wysokonapięciowa) (wg pracy [32])

Komórka absorpcyjna składała się z grubościenniej rury z teflonu o średnicy 24 mm (rys. 12) i mosiężnych elektrod długości 10 cm. Odległość elektrod wynosiła 0,52 cm. Celem utrzymania stałej temperatury elektrod, wydrążono w nich kanały, przez które przepływał olej silikonowy. Okienka kwarcowe (średnicy 30 mm i grubości 2,5 mm) przymocowano za pomocą nagwintowanych pierścieni z perlonu. Maksymalne natężenie pola elektrycznego wynosiło 80 kV/cm,

po uprzednim odgazowaniu rozpuszczalnika przez wygrzanie go w temperaturze 50°C. Zastosowano urządzenie wysokiego napięcia HA 150/R firmy Carl Zeiss.

Na rys. 13 i 14 przedstawiono wyniki pomiarów zależności stopnia polaryzacji od natężenia pola elektrycznego wykonanych przez Czekalę i Wicka



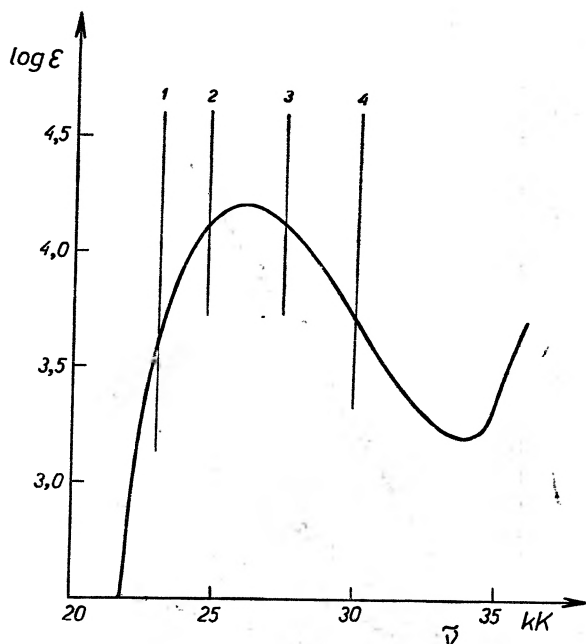
Rys. 13. Zależność stopnia polaryzacji od kwadratu natężenia pola elektrycznego w metodzie elektrycznego dichroizmu dla 2-amino-7-nitrofluorenu w benzenie w temperaturze 20°C (wg pracy [32]); 1)  $\tilde{\nu} = 22,96$  kK, ekstynkcja  $D = 1,74$ ; 2)  $\tilde{\nu} = 24,71$  kK,  $D = 2,0$ ; 3)  $\tilde{\nu} = 27,35$  kK,  $D = 1,95$ ; 4)  $\tilde{\nu} = 29,93$  kK,  $D = 2,05$

[32] oraz widmo absorpcji dla 2-amino-7-nitrofluorenu (ANF). Wyznaczenie wielkości  $\gamma$  i  $\mu_e$  na podstawie równania (16) jest możliwe tylko wówczas, gdy moment przejścia  $\bar{m}$  w pierwszym pasmie absorpcji posiada stały kierunek i nie ma nałożenia pasm absorpcji o różniącym się kierunku polaryzacji. Równanie (16) można także zapisać w następującej postaci:

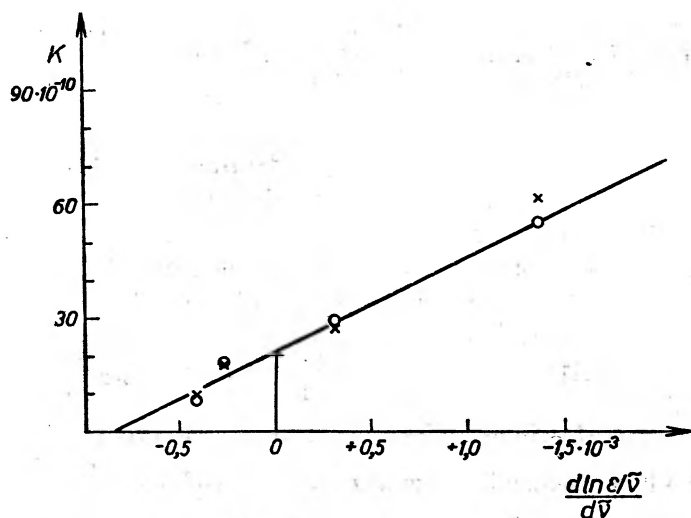
$$K - B \left[ \left( \frac{d \ln \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}} \right)^2 + \frac{d^2 \ln \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}^2} \right] = K_0 - A \left( \frac{d \ln \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}} \right). \quad (17)$$

Na rys. 15 przedstawiono zmierzone zgodnie z wzorem (14) współczynniki Kuhna dla ANF w benzenie w zależności od wielkości  $\frac{d \ln \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}}$  oraz prostą  $K - B \left[ \left( \frac{d \ln \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}} \right)^2 + \frac{d^2 \ln \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}^2} \right]$  jako funkcję  $\frac{d \ln \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}}$ . Z położenia punktu przecięcia prostej z osią rzędną  $K_0$ , oraz z nachylenia prostej  $A$  można wyzna-

czyć  $\gamma$  i  $\mu_e$ . Otrzymane wartości  $\gamma$  i  $\mu_e$  wstawia się następnie do równania (17) i w ten sposób na podstawie ponownego przedstawienia lewej strony równania (17) w zależności od  $\frac{d \ln \epsilon^* / \bar{v}}{d \bar{v}}$  można wyznaczyć  $\gamma$  i  $\mu_e$  w drugim przybli-



Rys. 14. Widmo absorpcji 2-amino-7-nitrofluorenu w benzenie w temperaturze 20°C. Pionowe kreski 1—4 zaznaczają liczby falowe, przy których mierzono dichroizm elektryczny (patrz rys. 13) (wg pracy [32])



Rys. 15. Zależność współczynnika Kuhna od  $\frac{d \ln \epsilon^* / \bar{v}}{d \bar{v}}$  dla 2-amino-7-nitrofluorenu w benzenie w temperaturze 20°C (wg pracy [32])

zeniu. W tabelicy II podano otrzymane w ten sposób wartości  $K_0$  oraz momenty dipolowe w stanie wzbudzonym. Jak widać z tabelicy II wartości  $K_0$ , otrzymane z przecięcia prostej (17) z osią rzędnych (rys. 15), dają w granicach błędu 10% wartości  $(K_0)_{\max} = \frac{1}{10} \left( \frac{\mu_g}{kT} \right)^2$ . A zatem, dla wymienionych w tabelicy II związków chemicznych wynika, że moment przejścia pierwszego pasma absorpcji posiada kierunek momentu dipolowego w stanie podstawowym, a więc leży w kierunku linii łączącej  $p$ ,  $p'$ -stałych podstawników, tzn. wzdłuż osi podłużnej drobiny.

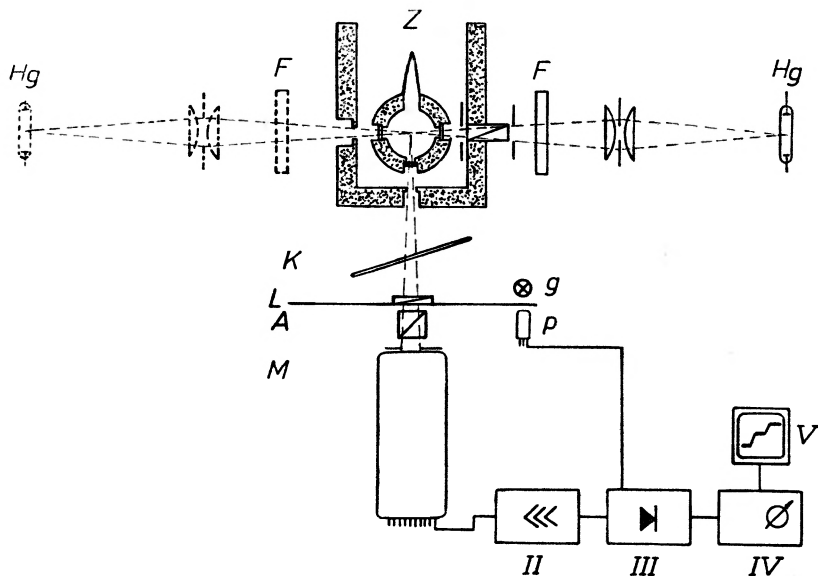
Tabelica II

Związek	Rozpuszczalnik	$\mu_g \cdot 10^{18}$	$(K_0)_{\max} \cdot 10^{10}$	$K_0 \cdot 10^{10}$	$\frac{K_0}{(K_0)_{\max}}$	$\mu_e \cdot 10^{18}$
Dwumetyloamino-nitro-stilben	Benzen	7,15	31,2	30,3	0,97	26,5
	Dioksan	7,25	32,3	32,2	1,00	27,5
Amino-nitro-stilben	Benzen	6,50	25,8	28,6	1,11	22
Dwumetyloamino-cyjano-stilben	Benzen	6,95	29,4	29,3	1,00	19
	Dioksan	7,05	30,4	28,7	0,94	20
Amino-nitro-fluoren	Benzen	5,75	20,4	21,6	1,06	23
Dwumetyloamino-nitro-dwufenyl	Benzen	6,60	26,6	28,9	1,09	24
Amino-nitro-dwufenyl	Benzen	6,05	22,3	20,5	0,92	23
Dwumetyloamino-nitro-styren	Benzen	7,65	35,8	37,8	1,06	18

### 3. Metoda elektrycznej polaryzacji fluorescencji

Jak wiadomo w izotropowych roztworach barwników fluoryzujących żaden kierunek drgań oscylatorów przyporządkowanych drobinom nie jest wyróżniony. W czasie absorpcji zostają wyróżnione tylko te drobin, u których kierunki oscylatorów mają kierunek zgodny z wektorem elektrycznym światła wzbudzającego. W ten sposób pod wpływem wzbudzenia światłem spolaryzowanym lub naturalnym rozkład drobin staje się anizotropowy. Przyłożone do roztworu pole elektryczne powoduje częściową orientację rozpuszczonych drobin dipolowych w niepolarnym rozpuszczalniku i w ten sposób wpływa na stopień polaryzacji światła fluorescencji [5]. Uporządkowaniu dipoli w elektrycznym polu przeciwdziała ruch termiczny drobin. Wielkość efektu orientacji drobin dipolowych wyznaczona jest przez czynnik Boltzmann'a  $\exp\left(\frac{\mu E_i}{kT}\right)$ , gdzie  $\mu$  — moment dipolowy drobiny,  $E_i$  — natężenie wewnętrznego pola elektrycznego. Gdy średni czas życia drobin wzbudzonych jest znacznie większy niż ich dielektryczny czas relaksacji, to po zajęciu absorpcji światła ustali się nowy stan równowagi statystycznej drobin wzbudzonych odpowiednio do zmienio-

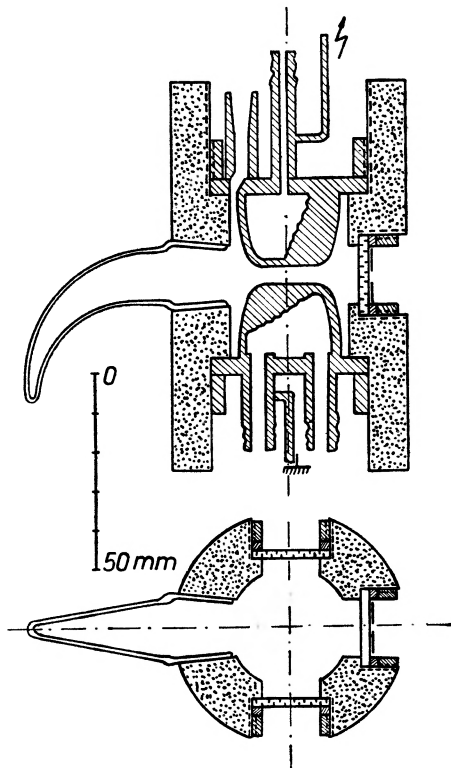
nego momentu dipolowego. Tak więc za wielkość efektu elektrycznej polaryzacji fluorescencji jest odpowiedzialny moment dipolowy wzbudzonego stanu  $\mu_e$ . Gdy moment dipolowy (trwały plus indukowany) drobin w stanie podstawowym jest różny pod względem wartości lub kierunku od momentu dipolowego stanu wzbudzonego, wówczas poziomy energetyczne drobin, umieszczonej w polu elektrycznym, dla stanu podstawowego i wzbudzonego przyjmą różne położenia w stosunku do położenia poziomów bez pola elektrycznego (rys. 10). W wyniku tego następuje drobne przesunięcie pasma absorpcji, podobnie jak w przypadku elektrycznego dichroizmu.



Rys. 16. Aparatura do pomiaru stopnia polaryzacji fluorescencji (wg pracy [5]): *Hg* — wysokociśnieniowa lampa rtęciowa HBO 200, *F* — szklany filtr świetlny, *P* — polaryzator, *Z* — komórka wysokiego napięcia (elektrody leżą powyżej i poniżej płaszczyzny rysunku), pozostałe oznaczenia jak na rys. 11

Ilościowe rozważania wpływu zewnętrznego pola elektrycznego na optyczną absorpcję przeprowadzili Liptay i Czekalla [7, 8]. Okazuje się, że nawet w bardzo silnych polach elektrycznych efekt ten jest mały. Jak już wyżej zauważyliśmy, anizotropia rozkładu orientacji, a tym samym stopień polaryzacji światła emitowanego, zależą od wielkości momentu dipolowego drobin w stanie wzbudzone. Na ten efekt nakłada się jeszcze drobne przesunięcie pasma. Ponieważ zewnętrzne pole elektryczne  $\sim 100$  kV/cm powoduje mały efekt orientacji drobin, została zastosowana przez Czekallę [5, 6] bardzo czuła aparatura pomiarowa, pozwalająca na stwierdzenie małych stopni polaryzacji. Na rys. 16 przedstawiono tę aparaturę. Zasada jej działania jest taka sama jak zasada działania aparatury przedstawionej na rys. 11. Kuweta wysokonapięciowa (rys. 17) zbudowana jest z grubościennej rury teflonowej o średnicy 60 mm i wysokości 10 cm. W górnej i dolnej części kuwety przy-

mocowano za pomocą nagwintowanych pierścieni mosiężnych elektrody sporządzone ze srebra. Trzy okienka kwarcowe przymocowano przy pomocy nagwintowanych pierścieni z perlonu. Celem pozbycia się światła rozproszonego, umieszczono w kuwecie za pomocą szlifu, szklany, poczerniony z zewnątrz róg Wooda. Elektrody są wewnątrz wydrążone, co umożliwia przepływ oleju silikonowego. W przypadku dobrze odgazowanego rozpuszczalnika, uzyskuje się za pomocą tej kuwety natężenia pola dochodzące do 150 kV/cm.



Rys. 17. Kuweta fluorescencyjna (wg pracy [5])

Czekalla w pierwszych swoich pracach [5, 6] uwzględnił tylko anizotropię rozkładu orientacji, natomiast nie uwzględnił zupełnie przesunięcia pasma absorpcji w polu elektrycznym. Poza tym przyjął, że rozkład orientacji fluoryzujących drobin w polu elektrycznym odpowiada stanowi równowagi, tzn., że czas życia wzbudzonych drobin w porównaniu z dielektrycznym czasem relaksacji jest wystarczająco duży. Niedawno Liptay [9] uogólnił teorię Czekalli uwzględniając przesunięcie pasma absorpcji oraz fakt, że czas życia drobin wzbudzonej i dielektryczny czas relaksacji są porównywalnej wielkości. W wyniku wzbudzenia fluoryzujących drobin w zewnętrznym polu elektrycznym otrzymuje się, że stopień polaryzacji światła emisji zależy od kwadratu natężenia pola elektrycznego [5, 6, 9].



Na podstawie teorii Liptaya [9] zależność stopnia polaryzacji od kwadratu natężenia pola elektrycznego określona jest przez momenty dipolowe i polaryzowalności drobin w stanie podstawowym i wzbudzonym oraz przez kierunki momentu przejścia dla absorpcji i emisji, jak również jest funkcją liczby falowej światła wzbudzającego i emitowanego. W ogólnym przypadku zależność ta jest bardzo skomplikowana tak, że tylko w szczególnych przypadkach można z danych doświadczalnych wyznaczyć momenty dipolowe lub też kierunki momentu przejścia. Dla drobin o dostatecznie dużym momencie dipolowym w stanie podstawowym i wzbudzonym można z dobrym przybliżeniem zaniedbać w ogólnym równaniu Liptaya wyrazy zawierające polaryzowalności [9]. W przypadku szczególnym, gdy  $\vec{\mu}_g$ ,  $\vec{\mu}_e$  i  $\vec{m}_e$  są wzajemnie równoległe, otrzymuje się następujące równanie [9]:

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta P_B}{E_{\text{ef}}^2} \left[ 2 + \frac{9}{5k_A \tau_f} \right] - \frac{9}{350k_A \tau_f} \left[ 7 - \frac{13}{9 + 10k_A \tau_f} \right] \beta^2 (\mu_g)^2 + \\ & + \frac{\beta^2 (\mu_e)^2}{5(9 + 10k_A \tau_f)} - \frac{3}{5k_A \tau_f} \left[ 1 - \frac{33}{7(9 + 10k_A \tau_f)} \right] \times \\ & \times \left\{ \left[ \left( \frac{d \ln \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}} \right)_{\tilde{\nu}_a} + \left( \frac{d \ln I^0}{d \tilde{\nu}} \right)_{\tilde{\nu}_{\text{em}}} \right] \frac{\beta}{\hbar c} (\mu_g \Delta \mu) + \right. \\ & + \left[ \left( \frac{\tilde{\nu}}{\varepsilon^*} \frac{d^2 \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}^2} \right)_{\tilde{\nu}_a} + \left( \frac{1}{I^0} \frac{d^2 I^0}{d \tilde{\nu}^2} \right)_{\tilde{\nu}_{\text{em}}} + 2 \left( \frac{d \ln \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}} \right)_{\tilde{\nu}_a} \left( \frac{d \ln I^0}{d \tilde{\nu}} \right)_{\tilde{\nu}_{\text{em}}} \right] \frac{\Delta \mu}{2 \hbar^2 c^2} \left. \right\} + \\ & + \frac{12}{5(9 + 10k_A \tau_f)} \left\{ \left[ \left( \frac{d \ln \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}} \right)_{\tilde{\nu}_a} \mu_g + \left( \frac{d \ln I^0}{d \tilde{\nu}} \right)_{\tilde{\nu}_{\text{em}}} \mu_e \right] \frac{\beta}{\hbar c} \Delta \mu + \right. \\ & + \left. \left[ \left( \frac{\tilde{\nu}}{\varepsilon^*} \frac{d^2 \varepsilon^* / \tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}^2} \right)_{\tilde{\nu}_a} + \left( \frac{1}{I^0} \frac{d^2 I^0}{d \tilde{\nu}^2} \right)_{\tilde{\nu}_{\text{em}}} \right] \frac{(\Delta \mu)^2}{2 \hbar^2 c^2} \right\} - \\ & - \frac{1}{10 \hbar^2 c^2} \left( \frac{1}{I^0} \frac{d^2 I^0}{d \tilde{\nu}^2} \right)_{\tilde{\nu}_{\text{em}}} [3(\vec{m}_e \Delta \vec{\mu})^2 - (\Delta \mu)^2] = \\ & = \frac{\beta^2}{10} [3(\vec{m}_e \vec{\mu}_e)^2 - (\mu_e)^2] + \frac{\beta}{5 \hbar c} \left( \frac{d \ln I^0}{d \tilde{\nu}} \right)_{\tilde{\nu}_{\text{em}}} [3(\vec{m}_e \vec{\mu}_e)(\vec{m}_e \Delta \vec{\mu}) - (\vec{\mu}_e \Delta \vec{\mu})], \quad (18) \end{aligned}$$

gdzie  $\varepsilon^*(\tilde{\nu}_a)$  — molowy dziesiętny współczynnik ekstynkcji,  $\tilde{\nu}_a$  — liczba falowa światła wzbudzającego,  $I^0(\nu_{\text{em}})$  — względne natężenie światła fluorescencji w kwantach na jednostkę liczby falowej,  $\beta = 1/kT$ ,  $k_A$  — prawdopodobieństwo reorientacji drobin,  $\tau_f$  — czas zaniku fluorescencji,  $\vec{m}_e$  i  $\vec{m}_a$  — kierunki momentów przejścia dla emisji i absorpcji oraz  $\Delta P_B = P_B - P_B^0$ , przy czym  $P_B$  — stopień polaryzacji w polu elektrycznym przy wzbudzaniu światłem naturalnym,  $P_B^0$  — stopień polaryzacji obserwowany bez pola elektrycznego przy wzbudzaniu światłem naturalnym. Jako wartość efektywną pola przyjęto natężenie pola Lorentza:  $E_{\text{ef}} = \frac{\varepsilon + 2}{3} E$ , gdzie  $E$  jest zewnętrznym natężeniem

pola elektrycznego,  $\varepsilon$  — stałą dielektryczną roztworu. Wielkość  $\varepsilon^*/\tilde{\nu}$  względnie  $I^0$  wyznacza się z krzywej absorpcji względnie fluorescencji. Wielkość  $k_A \cdot \tau_f$  otrzymuje się na podstawie wyprowadzonych przez Liptaya wzorów na stopień polaryzacji fluorescencji bez zewnętrznego pola elektrycznego:

$$P_B^0 = \frac{3(\vec{m}_a \vec{m}_e)^2 - 1}{7 - (\vec{m}_a \vec{m}_e)^2 + \frac{10}{3} k_A \cdot \tau_f}. \quad (19)$$

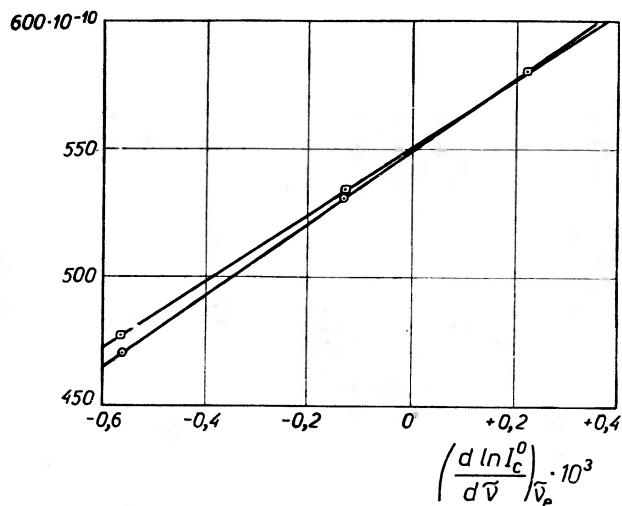
W dostatecznie lepkich roztworach, w szczególności w stałych roztworach w niskich temperaturach,  $k_A \tau_f$  będzie bliskie zera tak, że na podstawie odpowiednich pomiarów stopni polaryzacji fluorescencji można wyznaczyć  $(\vec{m}_a \vec{m}_e)^2$ . Prace Liptaya i współpracowników [8] wykazały, że równanie (18) prawidłowo opisuje zależność  $P_B/E_{\text{ef}}^2$  od liczby falowej i pozwala na wyznaczenie momentu dipolowego  $\mu_e$  drobin fluoryzujących w stanie wzbudzonym. Zgodnie z równaniem (18) można przedstawić  $\Delta P_B(2 + 9/5 K_A \tau_f)/E_{\text{ef}}^2$  lub  $\Delta P_B/E_{\text{ef}}^2$  (gdy  $k_A \tau_f \gg 1$ ) jako funkcję  $(d \ln I^0 / d \tilde{\nu})_{\tilde{\nu}_{\text{em}}}$  i wyznaczyć w pierwszym przybliżeniu wyrazy  $3(\vec{m}_e \vec{\mu}_e)^2 - (\mu_e)^2$  i  $3(\vec{m}_e \vec{\mu}_e)(\vec{m}_e \Delta \vec{\mu}) - (\vec{\mu}_e \Delta \vec{\mu})$ . Jeśli można na podstawie symetrii drobin wnioskować, że  $\vec{m}_e$  jest równoległy lub prostopadły do  $\vec{\mu}_e$ , wówczas znajdziemy  $\vec{\mu}_e$  i  $\Delta \vec{\mu}$  w pierwszym przybliżeniu. Za pomocą tych wartości oblicza się następnie pozostałe wyrazy równania (18) i przedstawia na wykresie lewą stronę (sumę wszystkich wyrazów) równania (18) jako funkcję  $(d \ln I^0 / d \tilde{\nu})_{\tilde{\nu}_{\text{em}}}$ . W ten sposób otrzymuje się  $\vec{\mu}_e$  i  $\Delta \vec{\mu}$  w drugim przybliżeniu.

Dla przykładu przytoczymy sposób wyznaczania momentu dipolowego w stanie wzbudzonym dla p-dwumetylo-p'-cyjanostilbenu (DCS) na podstawie pracy Liptaya [8]. Zmierzony moment dipolowy w stanie podstawowym dla tego związku w dioksanie wynosi 7,1 D. Kierunek momentu dipolowego pokrywa się mniej więcej z osią podłużną tej drobin. Fluorescencję wzbudzano światłem o liczbie falowej  $27,35 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ :  $\left(\frac{d \ln \varepsilon^*/\tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}}\right)_{27350} = -0,36 \cdot 10^{-3}$ ;  $\left(\frac{\tilde{\nu}}{\varepsilon^*} \frac{d^2 \varepsilon^*/\tilde{\nu}}{d \tilde{\nu}^2}\right)_{27350} = -0,07 \cdot 10^{-6}$ . Stopień polaryzacji w przypadku braku pola wynosił  $P_B = 0,124$  w ciekłym roztworze, natomiast w roztworze zamrożonym (stałym)  $P_{\text{szkło}} = 0,42$ . Za pomocą tych wartości z wzoru (19) wyznaczono  $k_A \tau_f = 1,067$ . W tablicy III podano wartości  $(d \ln I^0 / d \tilde{\nu})_{\tilde{\nu}_{\text{em}}}$  i  $(\Delta P_B / E_{\text{ef}}^2)$ .

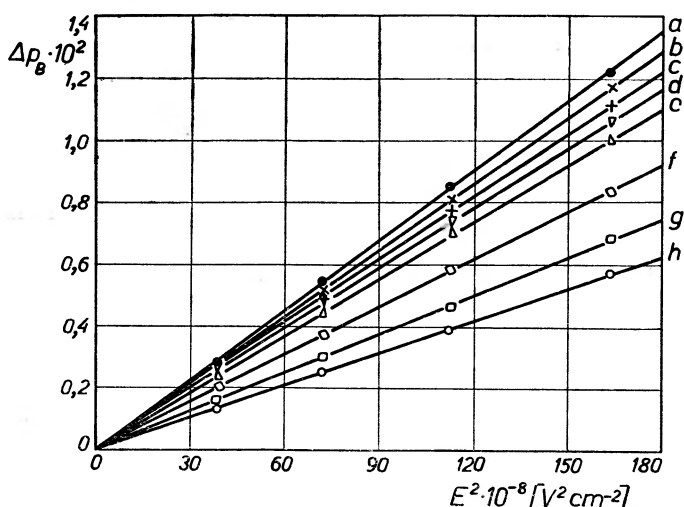
Przedstawienie na rys. 18 wielkości  $(2 + 9/5 k_A \tau_f) \Delta P_B / E_{\text{ef}}^2 = 3,687 \cdot \Delta P_B / E_{\text{ef}}^2$  w zależności od  $(d \ln I^0 / d \tilde{\nu})_{\tilde{\nu}_{\text{em}}}$ , przy założeniu, że  $\vec{m}_e$ ,  $\mu_e$  i  $\mu_g$  są wzajemnie równoległe, daje w pierwszym przybliżeniu, z nachylenia prostej:  $\mu_e = 20,8 \cdot 10^{-18}$ , zaś z położenia punktu przecięcia osi rzędnych przez tę prostą:  $\mu_e = 21,2 \cdot 10^{-18}$ . W ten sposób otrzymana wartość średnia:  $\mu_e = 21,10 \cdot 10^{-18}$  pozwala na wyliczenie pozostałych pięciu wyrazów lewej strony równania (18) (tablica III). Ponowne przedstawienie lewej strony równania (18) w funkcji  $d \ln I^0 / d \tilde{\nu}$  (rys. 18) daje  $\mu_e$  w drugim przybliżeniu, a mianowicie z nachylenia prostej:  $\mu_e = 20,2 \text{ D}$  oraz z położenia punktu przecięcia przez nią osi rzędnych:  $\mu_e = 21,2 \text{ D}$ . Osta-

teczna wartość  $\mu_e$  wynosi 21,0 D. Wartość ta jest w dobrej zgodności z wartościami momentów dipolowych w stanie wzbudzonym, wyznaczonych z pomiarów dichroizmu elektrycznego:  $\mu_e = 20,0$  D [32] i spektroskopowych:  $\mu_e = 21,5$  D [35].

Ostatnio Liptay wraz z współpracownikami [36] wykonał metodą elektrycznej polaryzacji fluorescencji cały szereg pomiarów momentów dipolowych



Rys. 18. Przedstawienie lewej strony równania (18) jako funkcji  $\left(\frac{d \ln I_c^0}{d \tilde{\nu}}\right) \tilde{\nu}_{em}$ ; ○ — pierwszy wyraz lewej strony równania (18), □ — wszystkie wyrazy (1—6) równania (18) (wg pracy [9])



Rys. 19. Zależność stopnia polaryzacji fluorescencji  $\Delta P_B$  od natężenia pola elektrycznego dla *p*-amino-*p'*-nitrodwufenylu w benzenie (temp. 20°C) (wg pracy [36]): a)  $\tilde{\nu}_e = 17,24$  kK, b)  $\tilde{\nu}_e = 17,76$  kK, c)  $\tilde{\nu}_e = 18,42$  kK, d)  $\tilde{\nu}_e = 18,87$  kK, e)  $\tilde{\nu}_e = 19,31$  kK, f)  $\tilde{\nu}_e = 20,49$  kK, g)  $\tilde{\nu}_e = 21,28$  kK, h)  $\tilde{\nu}_e = 21,83$  kK

Tablica III

$\tilde{\nu}_e \cdot 10^{-3}$ [cm <sup>-1</sup> ]	$\left(\frac{d \ln I^0}{d \tilde{\nu}}\right)_{\tilde{\nu}_e}$ · 10 <sup>3</sup>	$\left(\frac{1}{I^0} \frac{d^2 I^0}{d \tilde{\nu}^2}\right)_{\tilde{\nu}_e}$ · 10 <sup>6</sup>	$\frac{\Delta P_B}{E_{cf}^2} \cdot 10^{10}$	1. Wyraz · 10 <sup>10</sup>	2. Wyraz · 10 <sup>10</sup>	3. Wyraz · 10 <sup>10</sup>	4. Wyraz · 10 <sup>10</sup>	5. Wyraz · 10 <sup>10</sup>	6. Wyraz · 10 <sup>10</sup>	Suma wy- razów 1—6 · 10 <sup>10</sup>
20,49	+ 0,223	- 0,314	157,6	581	- 46,5	27,4	12,9	+ 3,4	3,1	581
21,28	- 0,129	- 0,485	144,4	532	- 46,5	27,4	30,4	- 12,8	4,8	535
21,83	- 0,560	- 0,687	127,7	471	- 46,5	27,4	52,0	- 32,5	6,8	478

w stanie wzbudzonej dla niektórych związków aromatycznych. Na rys. 19 przedstawiono zależność stopnia polaryzacji fluorescencji od natężenia pola elektrycznego dla *p*-amino-*p'*-nitro-dwufenylu w benzenie. Jak widać z rys. 19 spełniona jest liniowa zależność stopnia polaryzacji  $\Delta P_B$  od kwadratu natężenia pola elektrycznego zgodnie z przewidywaniami teorii.

#### 4. Uwagi końcowe

Na zakończenie należy porównać otrzymane wyżej opisanymi metodami wartości momentów dipolowych w stanie wzbudzonej dla niektórych związków fluoryzujących. Tablica IV zawiera wartości momentów dipolowych w stanie wzbudzonej dla następujących związków: *p*-dwumetyloamino-*p'*-cyjanostilben (DCS), *p*-dwumetyloamino-benzonitril (DBN), 2-amino-7-nitrofluoren (ANF), *p*-amino-*p'*-nitrodwufenyl (AND) i *p*-dwumetyloamino-*p'*-nitrostilben (DNS). Momenty dipolowe tych substancji w stanie podstawowym i wzbudzonej mają taki sam kierunek. Wartości podane w tablicy IV otrzymano za pomocą metod elektrooptycznych [32, 36] i spektroskopowych [18, 35, 37]. Już na podstawie tych nielicznych danych można wnioskować, że za pomocą wyżej omówionych metod otrzymuje się wartości bardzo zbliżone, podczas gdy momenty dipolowe wyznaczone przez Lipperta przy zaniedbaniu polaryzowalności drobin fluoryzujących [2, 3] są znacznie większe.

Tablica IV

Związek fluoryzujący	Momenty dipolowe w stanie podstawowym (wartości dośw.)		Elektryczna polaryzacja fluorescencji			Dichroizm elektryczny $\mu_e[D]$	Metoda spektroskopowa					
	Rozpuszczalnik	<i>D</i>	Rozpuszczalnik	$\mu_e[D]$			Lippert		Bilot i Kawski		Bachsziew	
				1	2		$\Delta\mu$	$\mu_e[D]$	$\Delta\mu$	$\mu_e[D]$	$\Delta\mu$	$\mu_e[D]$
DCS	Dioksan	7,1	Dioksan	21,2	20,2	20	23	30,1	14,4	21,5	13	20,1
DBN	Dioksan	6,6	Dioksan	11,1	14,9	—	17	23,3	9,1	15,7	—	—
ANF	Benzen	5,8	Benzen	19,2	18,6	23	18	23,8	11,5	17,3	11	16,8
	Dioksan	6,4	Dioksan	19,7	21,0			24,4		17,9		17,4
AND	Benzen	6,0	Benzen	22,2	22,8	23	12	18,0	8,5	14,5	7,5	13,5
	Dioksan	6,6	Dioksan	22,4	22,1			18,6		15,1		14,1
DNS	Benzen	7,1	Benzen	25,2	25,1	26,5	24	31,1	17,6	24,7	16	23,1
	Dioksan	7,3	Dioksan	25,4	25,8	27,7		31,3		24,9		23,3

<sup>1</sup> Na podstawie przecięcia prostej z osią rzędnych.

<sup>2</sup> Na podstawie nachylenia prostej.

## Literatura

- [1] A. Kawski, *Postępy Fizyki*, **12**, 699 (1961).
- [2] E. Lippert, *Z. Naturforsch.*, **10a**, 541 (1955).
- [3] E. Lippert, *Z. Elektrochem.*, **61**, 962 (1957).
- [4] N. Mataga, Y. Kaifu, M. Koizumi, *Bull. Chem. Soc. Japan*, **29**, 465 (1956).
- [5] J. Czekalla, *Z. Elektrochem.*, **64**, 1221 (1960).
- [6] J. Czekalla, *Chimia*, **15**, 26 (1961).
- [7] W. Liptay, J. Czekalla, *Z. Naturforsch.*, **15a**, 1072 (1960).
- [8] W. Liptay, J. Czekalla, *Z. Elektrochem.*, **65**, 721 (1961).
- [9] W. Liptay, *Z. Naturforsch.*, **18a**, 705 (1963).
- [10] N. G. Bachsziew, *Optika i Spektrosk.*, **10**, 717 (1961).
- [11] L. Bilot, A. Kawski, *Acta Phys. Polon.*, **22**, 289 (1962).
- [12] L. Bilot, A. Kawski, *Z. Naturforsch.*, **17a**, 621 (1962).
- [13] A. Jabłoński, *Z. Phys.*, **73**, 460 (1931).
- [14] N. S. Bayliss, *J. Chem. Phys.*, **18**, 292 (1950).
- [15] Y. Ooshika, *J. Phys. Soc. Japan*, **9**, 594 (1954).
- [16] E. G. Mac Rae, *J. Phys., Chem.*, **61**, 562 (1957).
- [17] L. Onsager, *J. Amer. Chem. Soc.*, **58**, 1486 (1936).
- [18] L. Bilot, A. Kawski, *Z. Naturforsch.*, **18a**, 10 (1963).
- [19] L. Bilot, A. Kawski, *Z. Naturforsch.*, **18a**, 256 (1963).
- [20] A. Kawski, *Naturwissenschaften.*, **51**, 82 (1964).
- [21] T. Bisanz, *Roczniki Chem.*, **37**, 133 (1963).
- [22] N. G. Bachsziew, *Dokł. Akad. Nauk ZSRR*, **152**, 577 (1963).
- [23] A. Kawski, *Z. Naturforsch.*, **19a**, 159 (1964).
- [24] N. G. Bachsziew, *Optika i Spektrosk.*, **13**, 192 (1962).
- [25] N. G. Bachsziew, *Optika i Spektrosk.*, **12**, 350 (1962).
- [26] A. Kawski, I. Uzarewicz, *Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III*, **11**, 625 (1963).
- [27] A. Kawski, *Acta Phys. Polon.*, **25**, 285 (1964).
- [28] N. Mataga, *Bull. Chem. Soc. Japan*, **36**, 654 (1963).
- [29] A. Kawski, *Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III*, **12**, 179 (1964).
- [30] A. Kawski, B. Polacka, *Acta Phys. Polon.*, **23**, 811 (1963).
- [31] W. Kuhn, H. Dührkop, H. Martin, *Z. Phys. Chem., B* **45**, 121 (1939).
- [32] J. Czekalla, G. Wick, *Z. Elektrochem.*, **65**, 727 (1961).
- [33] H. Labhart, *Chimia*, **15**, 20 (1961).
- [34] A. Kawski, *Postępy Fizyki*, **11**, 503 (1960).
- [35] A. Kawski, L. Bilot, *Acta Phys. Polon.*, **26**, 41 (1964).
- [36] J. Czekalla, W. Liptay, K. O. Meyer, *Ber. Bunsenges. Phys. Chemie*, **67**, 465 (1963).
- [37] N. G. Bachsziew, *Optika i Spektrosk.*, **13**, 43 (1962).
- [38] E. Lippert, W. Lüder, H. Boos, *Advances in Molecular Spekt.*, Pergamon Press, Oxford 1962, str. 443.
- [39] N. G. Bachsziew, *Optika i Spektrosk.*, **16**, 821 (1964).

*Jerzy Rafałowicz*

Zakład Niskich Temperatur Instytutu Fizyki PAN,  
Wrocław

## Oporniki węglowe w termometrii niskotemperaturowej

### 1. Wstęp

We wszelkiego rodzaju termometrach oporowych wykorzystuje się (w odpowiednim przedziale temperatur) wyraźną zależność oporu elektrycznego substancji, z której zostaje sporządzony element termometryczny, od temperatury. W zakresie niskich temperatur wyróżniają się (wśród różnych termometrów oporowych) termometry węglowe, dzięki swej małej pojemności cieplnej i związanym z tym krótkim czasem ustalania się równowagi cieplnej między termometrem a obiektem badanym. Węglowe termometry oporowe znalazły z tego powodu szerokie zastosowanie w zakresie niskich temperatur do badań kalorymetrycznych oraz przy pomiarach przewodnictwa cieplnego.

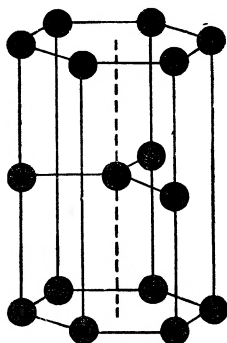
Podstawowe wymagania stawiane węglowym termometrom oporowym to:

1. dostateczna temperaturowa czułość dla danego przedziału temperatur,
2. mała pojemność cieplna termometru (krótki czas ustalania się równowagi cieplnej),
3. odpowiednia stabilność charakterystyki termometru podczas kolejnych cykli pomiarowych,
4. stosunkowo prosty charakter zależności  $R(T)$ , który daje się opisać analitycznie przez niezbyt skomplikowane równanie kalibracyjne.

Większość stosowanych obecnie termometrów węglowych zbudowana jest z polikrystalicznego grafitu i ich charakterystyki temperaturowe uwarunkowane są przede wszystkim fizyczną naturą kontaktów między ziarnami grafitowymi. Celowe jest jednak omówienie struktury grafitu monokrystalicznego, który wykazuje anizotropię przewodnictwa elektrycznego, gdyż to ułatwi zrozumienie bardziej skomplikowanych procesów fizycznych warunkujących temperaturowe charakterystyki termometrów węglowych.

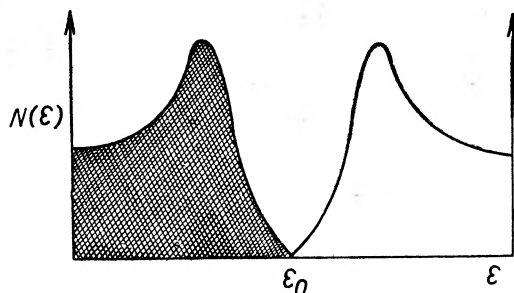
Grafit jest substancją o dużym ujemnym temperaturowym współczynniku oporu, nie będącą jednak typowym półprzewodnikiem. Grafit ma strukturę warstwową [1] o budowie heksagonalnej i wykazuje anizotropię własności fizycznych. Komórka elementarna grafitu jest prostopadłością o podstawach sześciokąta foremnego. Atomy znajdujące się w wierzchołkach sześciokąta tworzą trwale wiązania kowalენტne, a odległość między nimi wynosi

1,42 Å. Elementarna translacja w obrębie warstwy atomowej wynosi 2,46 Å, a odległość między warstwami atomowymi, które są słabo ze sobą związane wynosi 3,35 Å. W sąsiedniej warstwie atomowej atomy są przesunięte względem warstwy poprzedniej tak, że środek sześciokątnej podstawy w górnej warstwie



Rys. 1. Rozmieszczenie atomów węgla w komórce elementarnej grafitu heksagonalnego (rysunek wykonano na podstawie [38])

wypada nad atomami dolnej warstwy. Oś podłużna komórki elementarnej grafitu stanowi 6,70 Å. Dane liczbowe dotyczące struktury grafitu zostały zaczerpnięte z pracy [2]. Model przestrzennego rozmieszczenia atomów węgla w komórce elementarnej grafitu przedstawia rys. 1. Obszerne omówienie struktury węgla i grafitów można znaleźć w artykule przeglądowym [3].



Rys. 2. Rozkład gęstości stanów elektronów  $N(\epsilon)$  w zależności od energii  $\epsilon$  dla grafitu w kierunku podłużnej osi komórki elementarnej na podstawie [38] (w temperaturze zera absolutnego). Obszar zakreskowany — strefa całkowicie wypełniona (pasmo walencyjne); obszar nie zakreskowany — strefa pusta (pasmo przewodnictwa);  $\epsilon_0$  — energia odpowiadająca granicy styczności obydwu pasm. W kierunku prostopadłym do podłużnej osi komórki elementarnej pasmo walencyjne i pasmo przewodnictwa zachodzą na siebie (przewodnictwo metaliczne)

W oparciu o teorię pasmową ustalono, że w kierunku prostopadłym do warstw atomowych węgla w graficie (równoległe do osi podłużnej komórki elementarnej) wierzchołek zapelnionego pasma walencyjnego jest bardzo bliski dna pustego pasma przewodnictwa. Przewodnictwo elektryczne grafitu w tym kierunku powinno być dzięki temu zbliżone do przewodnictwa samoistnego półprzewodnika dla którego szerokość pasma wzbronionego dąży do zera (rys. 2).

W kierunku równoległym do warstw atomowych grafitu (prostopadle do podłużnej osi komórki elementarnej) występuje natomiast nieznaczące nakła-



danie się wierzchołka pałma walencyjnego na dno pustego pałma przewodnictwa. Grafit wykazuje w tym kierunku typowe przewodnictwo metaliczne.

Omówioną anizotropię przewodnictwa elektrycznego grafitu potwierdzono doświadczalnie (Dutta [4]) przez pomiary na naturalnych krystalicznych łuskach grafitu. W temperaturze pokojowej opór właściwy naturalnego grafitu w kierunku podłużnej osi komórki elementarnej wynosi około  $1 \Omega \times \text{cm}$ , a w kierunku prostopadłym — około  $10^{-4} \Omega \times \text{cm}$ .

## 2. Przegląd historyczny

Pierwsze termometry węglowe przygotowywane były samodzielnie przez poszczególnych badaczy — Giaque, Stout, Clark [5]; Van Dijk, Keesom, Steller [6]. Były one obciążone niestabilnością swych charakterystyk, co znacznie komplikowało ich funkcjonalność w kolejnych cyklach pomiarowych.

Brak stabilności indywidualnie przygotowywanych termometrów węglowych, pomimo ich dużego ujemnego temperaturowego współczynnika oporu (a więc dużej czułości), stał się głównym powodem usilnych poszukiwań nowych substancji termometrycznych o własnościach półprzewodnikowych.

Fairbank i Lane [7] pierwsi wykorzystali w termometrii taśmę fenolową pokrytą węglem, używaną powszechnie w charakterze zmiennego opornika. Stwierdzili oni, że opór takich termometrów jest odwrotnie proporcjonalny do temperatury w zakresie od 1 do  $2^\circ \text{K}$ , co jest zgodne z teoretycznymi obliczeniami dla czystego polikrystalicznego grafitu, przeprowadzonymi przez Wallace'a [8] i Bowena [9].

Geballe i inni [10] sporządzili szereg oporników o różnych wielkościach ziaren dla zbadania wpływu rozmiaru ziaren grafitowych na niskotemperaturową charakterystykę termometrów węglowych. Okazało się, że dla termometrów tej samej konstrukcji zmniejszenie wielkości ziaren węgla prowadziło do wzrostu ujemnego temperaturowego współczynnika oporu. Omawiane termometry sporządzone były z sadzy węglowej. Podobne wyniki uzyskano w innych laboratoriach, gdzie termometry sporządzano z przemysłowych zawieszin grafitu zwanych „akwadagiem“, „prodagiem“ itp.

Clement i Quinnell [11], [12] przebadali charakterystyki niskotemperaturowe oporników radiowych i w poszukiwaniu najbardziej stabilnych termometrów węglowych stwierdzili, że oporniki węglowe firmy Allen-Bradley odpowiadają wymogom stawianym termometrom niskotemperaturowym.

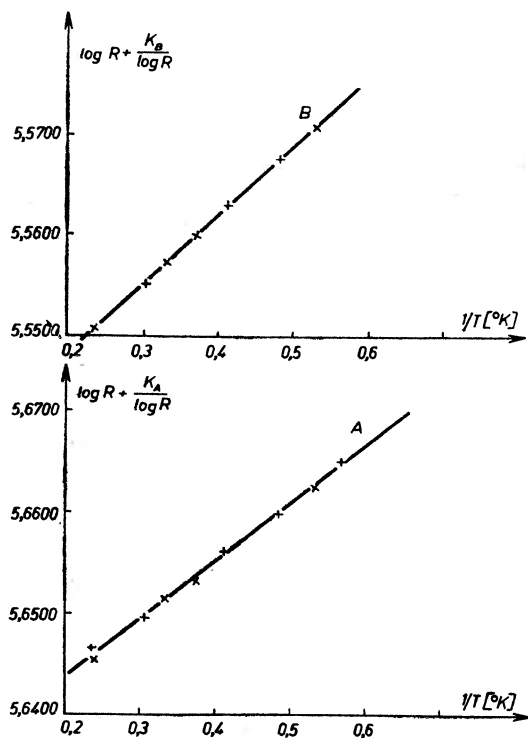
## 3. Równania kalibracyjne standardowych oporników węglowych

Oporniki firmy Allen-Bradley zapewniały powtarzalność pomiaru temperatury podczas kolejnych cykli helowych z dokładnością  $\pm 0,1\%$ . Zależność oporu elektrycznego przebadanych oporników od temperatury poniżej  $20^\circ \text{K}$  okazała się analogiczna do zależności obserwowanych u półprzewodników

domieszkowych, co naprowadziło Clementa na sformułowanie półempirycznego równania zależności oporu  $R$  od temperatury  $T$ :

$$\log R + \frac{K}{\log R} = A + \frac{B}{T} \quad (1)$$

gdzie  $A$ ,  $B$  i  $K$  są stałymi wyznaczanymi empirycznie.



Rys. 3. Sprawdzenie równania kalibracyjnego (1) dla dwóch oporników firmy Allen-Bradley. ( $A$  — próbka  $A$ , o stałej  $K_A = 7,9474$ ;  $B$  — próbka  $B$  o stałej  $K_B = 7,6667$ ). + pierwsza seria pomiarów, x — trzecia seria pomiarów (rysunek zaczerpnięty z pracy [33])

Brown, Zemansky i Boorse [13] przeprowadzili również dokładne cechowanie opornika firmy Allen-Bradley o mocy  $1/2$  W podczas 7 kolejnych cykli helowych. Zależność oporu od temperatury wyrażono równaniem o czterech stałych:

$$\log R = A + \frac{B}{T} + \frac{C}{T^2} - DT^2, \quad (2)$$

a poszczególne krzywe cechowania pokrywały się w zakresie od  $2$  do  $20^\circ$  K z dokładnością  $\pm 0,002^\circ$  K.

Clement zaproponował na IX dorocznej konferencji z kalorymetrii w 1954 roku w Schenectady inne równanie kalibracyjne o dwu stałych do cechowania termometrów węglowych:

$$T = \frac{A \log R}{(\log R - B)^2}. \quad (3)$$

Markham, Netzer i Dillinger [18] zauważyli, że równanie Clementa o dwóch stałych jest szczególnym przypadkiem równania (1) o trzech stałych, które można zapisać w postaci:

$$\frac{B \log R}{T} = (\log R)^2 - A \log R + K. \quad (4)$$

Stwierdzili oni, ponadto że równanie (3) można również stosować zamiast wzoru (1) gdy wyrażenie:  $(\log R)^2 - A \log R + K$  jest pełnym kwadratem.

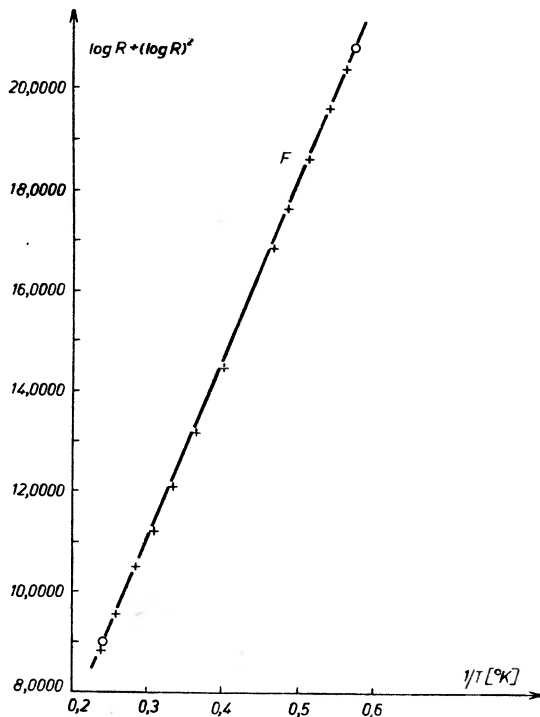
Szalnikow [19] zauważył, że możliwość przekształcenia równania (1) do postaci (3) wymaga istnienia koniecznego związku między stałymi  $K$  i  $A$  równania (1):

$$K = \left(\frac{A}{2}\right)^2 \quad (5)$$

Dla termometrów radzieckich Kalinkina [25] zaproponowała inne równanie kalibracyjne:

$$\log R + K(\log R)^2 = A + \frac{B}{T}. \quad (6)$$

Jest ono spełnione w przedziale temperatur od 1,5 do 290° K i pozwala wyznaczyć temperaturę z dokładnością  $\pm 0,3\%$ . Ponadto szereg badaczy podał równania kalibracyjne dla oporników firm I. R. C. [20], Erie [21], Speer-



Rys. 4. Sprawdzenie równania kalibracyjnego (6) dla opornika F produkcji radzieckiej. + — pierwsza seria pomiarów, O — druga seria pomiarów, (rysunek zaczerpnięto z pracy [33])

Resistor [22], Lab Manipack [24]. Także były prowadzone dalsze szczegółowe badania nad opornikami firmy Allen-Bradley (np. [14], [15], [16], [23]).

Stale występujące w poszczególnych równaniach kalibracyjnych wyznacza się przez cechowanie termometrów węglowych w tyłu punktach temperatury, ile jest stałych w równaniu. Aby uzyskać zadawalającą dokładność odczytywanej temperatury w danym przedziale temperatur, punkty temperaturowe służące do wyznaczania stałych równania kalibracyjnego muszą obejmować ten przedział. Takie równanie kalibracyjne można sprawdzić bezpośrednim cechowaniem termometru węglowego, posługując się niezależną metodą wyznaczania temperatury; np. z prężności par helu lub za pomocą termometru gazowego, szczególnie jeśli chodzi o przedział temperatur od 4,2 do 14° K.

W przedstawionym tutaj przeglądzie przytoczono kilka wzorów kalibracyjnych zaproponowanych przez różnych autorów do opisanie cechowanych przez nich termometrów węglowych (równania: (1), (2), (3), (6)). Okazuje się, że istnieje możliwość znalezienia równania kalibracyjnego uniwersalnego typu, co pokazali w swojej pracy Rafałowicz i Sujak [33], na przykładzie przebadanych 6 oporników czterech różnych wytwórców. Zaproponowane uniwersalne równanie kalibracyjne ma postać:

$$\log R = A + B_0 \cdot T^{-(1-n)} \quad (7)$$

i należy sądzić, że zawiera w sobie wszystkie rodzaje proponowanych równań kalibracyjnych przez odpowiedni dobór  $n$  w (7) dla odpowiednich zakresów temperatur.

Templeton i MacDonald [26] zbadali systematycznie, w zależności od temperatury, oporniki radiowe firmy Erie pod względem ich oporu elektrycznego i szumów cieplnych. Stwierdzono mały temperaturowy współczynnik oporu dla oporników zawierających znaczne ilości domieszek grafitu wprowadzonych przy ich wytwarzaniu i o nominalnym oporze 10—500  $\Omega$  (mocy 0,25 W) w zakresie od 2 do 290° K. Natomiast oporniki o nominalnym oporze od 1 k $\Omega$  do 1 M $\Omega$  wykazały znacznie mniejszy temperaturowy współczynnik oporu, a zbudowane były z węgla amorficznego.

Na podstawie analizy charakterystyk tych oporników wyodrębniono dwie wartości energii aktywacji nośników prądu ( $10^{-8}$  eV i  $10^{-5}$  eV) związane z dwoma, równoczesnymi mechanizmami aktywacji. Dwie wartości energii aktywacji związane są prawdopodobnie z barierą energetyczną kontaktu pomiędzy ziarnami grafitowymi w całej objętości opornika i barierą energetyczną kontaktu ziaren z doprowadzeniami kontaktów elektrycznych. Masywne próbki węglowe wspomnianego efektu nie wykazały.

#### 4. Zależność oporu elektrycznego termometrów węglowych od pola magnetycznego

Zależność oporu elektrycznego termometrów węglowych od natężenia pola magnetycznego okazała się w przybliżeniu jednakowa dla wszystkich rodzajów termometrów.

Opisując tę zależność analitycznie Clement i Quinnell [12] zaproponowali następujący wzór:

$$\frac{d(R/R_0)}{d(H^2)} = (a + b \log R_{200}) T^{-1,5}, \quad (8)$$

gdzie  $H$  — zewnętrzne pole magnetyczne, a  $R_0$  — opór termometru węglowego przy  $H = 0$  i temperaturze  $T$ ,  $a$  i  $b$  — stałe.

Giauque i inni [5] również stwierdzili, że opory wykonanych przez nich termometrów węglowych (w postaci naniesionych na szkło cienkich warstw tuszu węglowego) wykazywały kwadratową zależność od natężenia pola magnetycznego przy stałej temperaturze. Natomiast zależność oporu od temperatury opisano innym wzorem niż w równaniu (8). Natężenie pola magnetycznego 8200 Oe w temperaturze 1,5° K wywoływało wzrost oporu warstewek węglowych tylko o 0,25%.

Doświadczenia Fritza i Giauque [27] wykazały, że wielkość  $(\Delta R/R) \cdot (T/H^2)$  słabo zależy od temperatury, a w zakresie od 20 do 4° K jest praktycznie stała; przy jeszcze niższych temperaturach wielkość ta dąży do zera.

Geballe i inni [10] również badali wpływ pola magnetycznego na opór przygotowywanych termometrów węglowych. Stwierdzili oni, że wpływ ten wzrasta dla próbek węglowych bardziej drobnoziarnistych, ale pozostaje bardzo mały i da się opisać wzorem Fritza [27].

Z badań tych wynika, że opór termometrów węglowych zależy od kwadratu natężenia pola magnetycznego, jednakże stała proporcjonalności jest tak mała, że dla pól o natężeniu rzędu kilkunastu tysięcy Oe zmianę oporu można zaniedbać.

Stosunkowo najświeższe dane Hornunga i Lyona [28] potwierdzają niewielki wpływ pola magnetycznego na opór elektryczny termometrów węglowych. Autorzy ci przebadali 5 sporządzonych przez siebie termometrów węglowych (dwa termometry sporządzono z aquadagu, dwa z proszku węglowego o średniej średnicy ziaren  $5 \times 10^{-6}$  cm i  $8,3 \times 10^{-6}$  cm oraz jeden termometr z *Lampblack*). Pola magnetyczne zmieniano od 0 do 94 500 Oe przy ustalonej temperaturze (1,217° K; 1,732° K; 4,211° K; 14,039° K; 20,355° K). Dla słabych pól magnetycznych potwierdzono kwadratową zależność oporu od natężenia pola, lecz dla dużych natężeń pól (w najniższych temperaturach) zależność  $R(H)$  okazała się bardziej skomplikowana przeginając się w kierunku nasycenia. Dwa termometry wykonane z aquadagu nawet zmniejszyły swój opór elektryczny przy początkowym wzroście pola magnetycznego, a dopiero przy większym natężeniu pola wykazywały wzrost oporu.

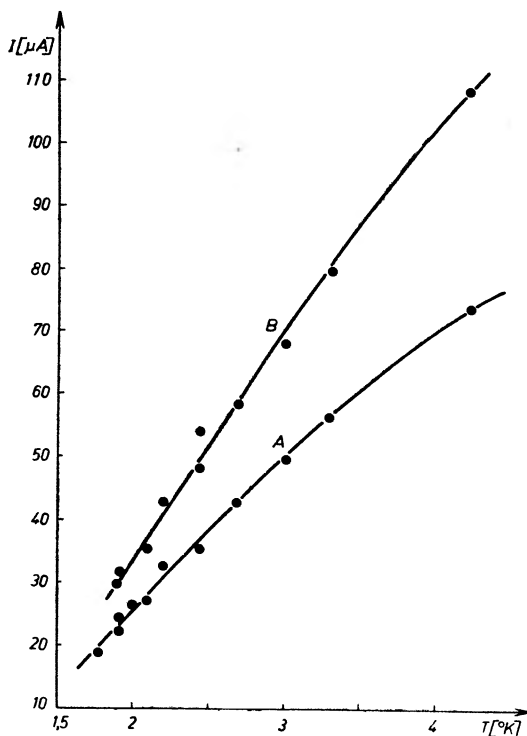
## 5. Dopuszczalna moc wydzielenia w oporniku węglowym

Ze względu na małe przewodnictwo cieplne węgla w zakresie temperatur helowych należy ograniczyć moc wydzieloną w postaci ciepła Joule'a wskutek przepływu prądu pomiarowego, na co zwrócili już uwagę Clement i Quinnell [12] oraz Berman [29].

Berman podał zależność wpływu zmiany mocy wydzielonej w próbce węglowej o nominalnym oporze  $100 \Omega$  i nominalnej mocy  $1/2 \text{ W}$  produkcji firmy Allen-Bradley, na zmianę temperatury  $dT$  samej próbki w postaci:

$$\frac{dP}{dT} = 39,6 T^{1,6} \times 10^{-6} \text{ W/stop} . \quad (9)$$

Wpływ natężenia prądu pomiarowego na charakterystyki oporników węglowych w zakresie temperatur od  $4,2$  do  $1,75^\circ \text{ K}$  został systematycznie przebadany przez Rafałowicza i Sujaka [30]. Podano doświadczalną bezpośrednią



Rys. 5. Dopuszczalne natężenie prądu pomiarowego  $I_{\text{dop}}$  w zależności od temperatury kąpieli helowej dla dwóch oporników firmy Allen-Bradley. (A — próbka A; B — próbka B), (rysunek zaczerpnięto z pracy [30])

metodę wyznaczania dopuszczalnego natężenia prądu pomiarowego, który nie powoduje jeszcze mierzalnego efektu podwyższenia temperatury próbki w stosunku do temperatury kąpieli helowej. Wykreślono zależność dopuszczalnego natężenia prądu pomiarowego od temperatury kąpieli helowej dla pięciu przebadanych oporników (dwa — firmy Allen-Bradley, dwa — firmy Speer-Resistor, jeden — firmy brytyjskiej).

Efekt „przegrzewania się“ termometrów węglowych został wykorzystany przez autora [31] do opracowania metody wyznaczania przewodnictwa cieplnego cylindrycznych próbek grafitowych dla temperatur poniżej punktu  $\lambda$  helu.

Uzyskane tą metodą wykresy zależności wartości przewodnictwa cieplnego od temperatury dla pięciu przebadanych oporników węglowych są zgodne z pomiarami przewodnictwa cieplnego standardowych oporników, uzyskanymi tradycyjnymi metodami pomiaru przewodnictwa cieplnego.

Wykorzystując zjawisko „przegrzewania się“ można także oszacować skok temperatury na powierzchni „przegrzanego“ opornika węglowego zanurzonego w kąpeli helu I [31].

## 6. Wpływ ośrodka otaczającego opornik węglowy

Należy podkreślić, że podczas dokładnego cechowania termometrów węglowych wielu badaczy dbało o to, aby powierzchnie termometrów nie stykały się z gazowym lub ciekłym helem. Zachowując takie środki ostrożności Clement uzyskał powtarzalność charakterystyk termometrów węglowych podczas dwukrotnego cechowania w temperaturze ciekłego helu z dokładnością kilku tysięcznych stopnia. Między kolejnymi cechowaniami termometry przez okres tygodnia znajdowały się w temperaturze pokojowej.

Obserwacje Geballe [10] doprowadziły do wniosku, że adsorpcja małych ilości helu gazowego przez sporządzone przez nich termometry węglowe powodowała wzrost oporu termometrów, a przy zbliżaniu do prężności pary nasyconej helu obserwowano niewielkie malenie oporu termometrów.

Celem wyeliminowania wpływu otaczającego gazu na charakterystyki termometrów węglowych w niskich temperaturach Lacaze i Peretti [32] pokryli sporządzone przez siebie termometry grafitowe zabezpieczającą warstwą polistyrenu i osiągnęli dobrą powtarzalność charakterystyk termometrów oporowych.

## 7. Oporniki węglowe — czy oporniki germanowe?

Na zakończenie tego przeglądu prac z dziedziny zastosowań standardowych oporników węglowych do celów termometrii należy wspomnieć o stosowaniu germanu w charakterze substancji termometrycznej. Czysty german w zakresie temperatur helowych wykazuje zbyt duży dla celów pomiarowych temperaturowy współczynnik oporu. Powoduje to konieczność dozowania domieszek do germanu, aby zwiększyć jego przewodnictwo w niskich temperaturach, co jest związane z dużymi trudnościami eksperymentalnymi i jest możliwe jedynie w wysoko wyspecjalizowanych laboratoriach półprzewodnikowych. Natomiast czułość i powtarzalność sporządzanych termometrów germanowych nie wydaje się, jak dotąd, wykazywać zdecydowanej przewagi nad termometrami węglowymi.

Jako główne zalety termometrów węglowych należy podkreślić ich małą bezwładność cieplną (oporniki o mocy 0,1 W firmy Allen-Bradley są cylindrami

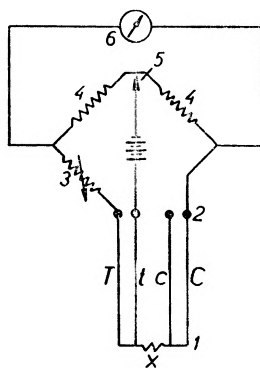
o średnicy 2 mm i długości 4 mm), małą wrażliwość oporu na pole magnetyczne oraz brak wpływu prądu pomiarowego (jeżeli jego natężenie będzie na tyle małe, aby nie powodowało „przegrzewania się“ termometru).

Trudno jeszcze z góry przesądzić, czy termometry germanowe okażą się lepsze od termometrów węglowych, ale jak dotychczas te ostatnie są znacznie bardziej rozpowszechnione w użyciu i przy zachowaniu odpowiednich środków ostrożności pozwalają wyznaczać temperaturę również z dokładnością do  $0,001^{\circ}\text{K}$ .

## 8. Układy pomiarowe dla oporników węglowych w termometrii niskotemperaturowej

Układy pomiarowe stosowane w termometrii niskotemperaturowej nie muszą odznaczać się wysoką dokładnością bezwzględnego pomiaru oporu termometrów węglowych. Jest to wynikiem dużego oporu elektrycznego (od kilkuset do kilku tysięcy omów) węglowych termometrów oporowych w zakresie temperatur helowych oraz ich znacznego temperaturowego współczynnika oporu.

Dla oporowych termometrów platynowych musi stosować się np. układy mostkowe Muellera, pozwalające na bezwzględną dokładność pomiaru oporu rzędu  $10^{-4}\ \Omega$ . W tych układach eliminuje się więc opór doprowadzeń elektrycznych. Dla oporowych termometrów węglowych natomiast w zupełności wystarczy zwykły mostek Wheatstone'a.

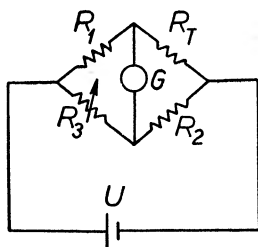


Rys. 6. Schemat mostka Muellera z oporowym termometrem o czterech odprowadzeniach (I — termometr, 2 — komutator, 3 — zakresy pomiarowe, 4 — ramię mostka, 5 — urządzenie ustalające oporności ramion mostka w stosunku 1:1, 6 — galwanometr)

Mostek Wheatstone'a, którego ramię ma stosunek oporności 1:1 również eliminuje opór doprowadzeń termometru oporowego. Bardzo wygodny w użyciu, wielozakresowy mostek Wheatstone'a mierzy jednak opór doprowadzeń łącznie z oporem próbki. W zastosowaniach praktycznych opór doprowadzeń jest jednak do zaniedbania w porównaniu z wysokoomowym oporem termometrów węglowych i nie stoi na przeszkodzie wykorzystania wielozakreso-



wego mostka Wheatstone'a, tym bardziej że wysoka wartość  $dR/dT$  dla oporników węglowych nie wymaga wcale aż tak wysokiej dokładności pomiarów, jaką daje mostek Muellera. Wielozakresowy mostek Wheatstone'a zapewnia wystarczającą, względną dokładność pomiaru oporu. Najprostszym układem

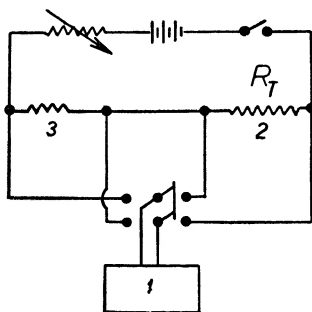


Rys. 7. Schemat układu mostka Wheatstone'a z włączonym termometrem oporowym. ( $U$  — zasilanie,  $G$  — galwanometr,  $R_1$ ,  $R_2$  — oporniki stałe,  $R_3$  — opornik zmienny np. opornica dekadowa),  $R_T$  — termometr oporowy)

pomiarowym dla termometrów węglowych jest mostek Wheatstone'a o schemacie przytoczonym na rys. 7. Warunkiem równowagi mostka (zerowe wskazania galwanometru) jest spełnienie równości  $R_1 R_2 = R_3 R_T$ . Wraz ze zmianą oporu termometru węglowego  $R_T$  zmieniamy opór  $R_3$  opornicy dekadowej, aby uzyskać równowagę mostka i dla każdej wartości temperatury  $T$  wyznaczamy opór termometru oporowego  $R_T$  na podstawie związku:

$$R_T = \frac{R_1 R_2}{R_3}. \quad (10)$$

Inny układ pomiarowy, stosowany przy dokładniejszym pomiarze oporu termometru węglowego, to wysookomowy układ potencjometryczny wraz z opornikiem wzorcowym. Metoda potencjometryczna pozwala również eliminować opór doprowadzeń. Metoda ta pozwala dobierać opornik wzorcowy



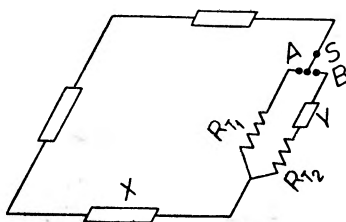
Rys. 8. Potencjometryczny układ do pomiaru oporu przez porównanie z opornikiem wzorcowym (1 — potencjometr, 2 — termometr, 3 — opornik wzorcowy)

tego samego rzędu wielkości co opór termometru oporowego, a to z kolei bardzo ułatwia pomiar. Schemat układu potencjometrycznego, który został zaczerpnięty z książki R. B. Scotta [34] przedstawiono na rys. 8. Termometr 2 jest podłą-

czony w układzie potencjometrycznym szeregowo z opornikiem wzorcowym  $3$ , a opór termometru oporowego  $R_T$  wyznacza się w kolejnym pomiarze napięcia na końcówkach termometru i opornika wzorcowego.

Spadek temperatury wzdłuż próbki przy pomiarach przewodnictwa cieplnego przeprowadzanych metodą różnicową wyznacza się za pomocą termometrów oporowych łączonych parami. Dla niewielkich różnic temperatury można włączyć takie pary termometrów oporowych w układ mostkowy prądu stałego lub w mostek prądu zmiennego.

Fairbank i Wilks [35] dla dokładnych pomiarów różnicy temperatur wzdłuż próbki użyli dwa równe termometry oporowe podłączone w układ mostkowy prądu zmiennego. Przekładając przełącznik  $S$  w położenie  $A$  można wyznaczyć opór termometru  $R_{T_1}$  przez zrównoważenie mostka za pomocą opornicy dekadowej  $X$ . Gdy przełącznik  $S$  jest w położeniu  $B$ , to wyznacza się opór termometru  $R_{T_2}$  doprowadzając mostek do równowagi za pomocą mniejszej opornicy dekadowej  $Y$ . W ten sposób można przeprowadzać niemal równoczesne pomiary oporu wraz z pomiarem różnicy oporu obydwu termometrów, co gwarantuje dokładny pomiar różnicy temperatur, niezależny od dokładności pomiaru samej temperatury. Opór doprowadzeń mierzy się łącznie z oporem termometrów. Nie ma to jednak większego znaczenia, ponieważ opory te są równe i prawie niezależne od temperatury. W obwód przedstawiony na rys. 9 włączono również generator drgań o częstotliwości drgań 300 Hz. Impulsy wyjściowe tego układu wzmacnia się i zasila nimi czuły fazowo detektor służący do redukcji poziomu szumów w układzie. To pozwala pracować z bardzo małą mocą wejściową.

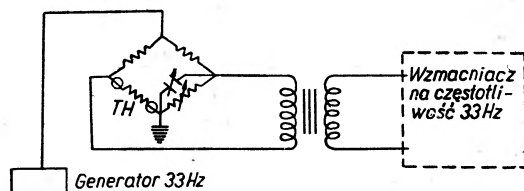


Rys. 9. Schemat mostka do pomiaru przewodnictwa cieplnego. ( $S$  — przełącznik,  $R_{T_1}$ ,  $R_{T_2}$  — termometry oporowe,  $X$ ,  $Y$  — oporniki dekadowe)

Blake, Chase i Maxwell [36] użyli mostka oporowego prądu zmiennego o częstotliwości 33 Hz do precyzyjnych pomiarów temperatury w przedziale helowym za pomocą termometru węglowego. W tym celu do układu pomiarowego włączono wzmacniacz i generator impulsów o częstotliwości 33 Hz według schematu przedstawionego na rys. 10.

Przy wydzielanej w termometrze oporowym mocy rzędu  $2 \times 10^{-8}$  W można było na tle całkowitego oporu termometru rzędu  $10^4 \Omega$  mierzyć zmiany oporu  $0,1 \Omega$ , co odpowiada zmianie temperatury w temperaturze  $2^\circ \text{K}$  o  $4 \times 10^{-6} \text{K}$ .

Green [37] użył również układu mostkowego na prądzie zmiennym do dokładnego wyznaczania temperatury za pomocą opornika Allena-Bradleya o oporze nominalnym  $47 \Omega$  i mocy  $0,1 \text{ W}$ . Zasada pracy jego układu jest podobna do przedstawionej na rys. 10 z tym, że użyty wzmacniacz na częstotliwości  $8 \text{ Hz}$  zasilano przerwaczem z baterii prądu stałego. Green, przy  $4^\circ \text{ K}$  mógł zmierzyć temperaturę na swoim układzie z dokładnością  $6 \times 10^{-6} \text{ }^\circ \text{K}$ , a przy  $1,7^\circ \text{ K}$  z dokładnością do  $1,5 \times 10^{-6} \text{ }^\circ \text{K}$ .



Rys. 10. Schemat ideowy układu na prądzie zmiennym do precyzyjnych pomiarów oporności termometrów węglowych. (TH — termometr węglowy włączony w ramię mostka)

Na zakończenie pragnę serdecznie podziękować Panu Docentowi Doktorowi Bogdanowi Sujakowi za zachętę do opracowania tego artykułu oraz za przeczytanie rękopisu pracy i poczynione cenne uwagi.

#### Literatura

- [1] Howe, J. P., *J. Amer. Ceram. Soc.*, **35**, 275 (1952).
- [2] Arkhipow, R. G., Kechin, V. V., Likhter, A. I., Pospelow, Yu. A., *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **44**, 1964 (1963).
- [3] Lefeld-Sosnowska, M., *Postępy Fizyki*, **9**, 559 (1958).
- [4] Dutta, A. K., *Phys. Rev.*, **90**, 187 (1953).
- [5] Giaque, W. F., Stout, J. W., Clark, C. W., *Ind. Eng. Chem.*, **28**, 743 (1963); *J. Amer. Chem. Soc.*, **60**, 1053 (1938).
- [6] Van Dijk, H., Keesom, W. H., Steller, J. P., *Physica*, **5**, 625 (1938).
- [7] Fairbank, H. A., Lane, C. T., *Rev. Sci. Instrum.*, **18**, 525 (1947).
- [8] Wallace, P. R., *Phys. Rev.*, **71**, 622 (1947).
- [9] Bowen, D., *Phys. Rev.*, **76**, 1878 (1949).
- [10] Geballe, T. H., Lyon, D. N., Whelan, J. M., Giaque, W. F., *Rev. Sci. Instrum.*, **23**, 489 (1952).
- [11] Clement, J. R., Quinnell, E. H., *Proc. N. B. S., Symposium on Low Temp. Phys.*, (N. B. S. Circ., 519), 1951, str. 89.
- [12] Clement, J. R., Quinnell, E. H., *Rev. Sci. Instrum.*, **23**, 213 (1952).
- [13] Brown, A., Zemansky, M. W., Boorse, H. A., *Phys. Rev.*, **84**, 1050 (1951).
- [14] Worley, R. D., Zemansky, M. W., Boorse, H. A., *Phys. Rev.*, **93**, 45 (1954).
- [15] de Nobel, J., *Thesis*, Leiden, 1954, stelling III.
- [16] Rayne, J. A., *Austral. J. Phys.*, **9**, 189 (1956).
- [17] Clement, J. R., Logan, J. K., Gaffney, J., *Phys. Rev.*, **100**, 743 (1955).
- [18] Markham, A. H., Netzer, R. G., Dillinger, J. R., *Rev. Sci. Instrum.*, **28**, 382 (1957).
- [19] Szalnikow, A. I., uwaga redakcyjna przy tłumaczeniu na język rosyjski książki G. K. White, *Experimental Techniques in Low Temperature Physics*, str. 154 w przekładzie rosyjskim.
- [20] Dugdale, J. S., Mac Donald, D. K. C., *Canad. J. Phys.*, **35**, 271 (1957).

- [21] Howling, D. H., Darnell, F. J., Mendoza, E., Phys. Rev., **93**, 1416 (1954).
- [22] Nicol, J., Soller, T., Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, **2**, 63 (1957).
- [23] Hoare, F. E., Matthews, J. C., Yates, B., Proc. Phys. Soc., **B 68**, 388 (1955).
- [24] Lounasmaa, O. V., Phil. Mag., **3** 652 (1958).
- [25] Kalinkina, I. N., P. T. E., Nr 3, 204 (1963).
- [26] Templeton, I. M., Mac Donald, D. K. C., Proc. Phys. Soc., **66 B**, 680 (1953).
- [27] Fritz, J. J., Giaque, W. F., J. Amer. Chem. Soc., **71**, 2168 (1949).
- [28] Hornung, E. W., Lyon, D. N., Rev. Sci. Instrum., **32**, 684 (1961).
- [29] Berman, R. Rev. Sci. Instrum., **25**, 94 (1954).
- [30] Rafałowicz, J., Sujak, B., Acta Phys. Polon., **25**, 193 (1964).
- [31] Rafałowicz, J., Acta Phys. Polon., **25**, 427 (1964).
- [32] Lacaze, A., Peretti, J., J. Phys. Radium, **14**, 350 (1953).
- [33] Rafałowicz, J., Sujak, B., Acta Phys. Polon., **25**, 599 (1964).
- [34] Scott, R. B., *Technika niskich temperatur*, W. N-T., Warszawa 1963, str. 127 (tłumaczenie z j. angielskiego).
- [35] Fairbank, H. A., Wilks, J., Proc. Roy. Soc., **A 231**, 545 (1955).
- [36] Blake, C., Chase, C. E., Maxwell, R., Rev. Sci. Instrum., **29**, 715 (1958).
- [37] Green, B. A., Rev. Sci. Instrum., **32**, 364 (1961).
- [38] Ziman, J. M., *Electrons and Phonons. The Theory of Transport Phenomena in Solids* Oxford 1960, str. 120.

*Józef Kalisz*

Katedra Fizyki I  
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków

## Jednostki momentu magnetycznego magnesu trwałego oraz obwodu prądu

W wielu uniwersyteckich podręcznikach fizyki podane zostały definicje momentu magnetycznego magnesu trwałego oraz momentu magnetycznego obwodu prądu. Interesującym szczegółem jest to, że jednostki momentu magnetycznego magnesu trwałego  $M_{st}$  oraz momentu magnetycznego obwodu prądu  $M_p$  są różne od siebie we wszystkich układach jednostek za wyjątkiem układu *EM CGS*, w którym przenikalność magnetyczna próżni jest  $\mu_0 = 1$ .

### Dowód

Definicja  $M_{st}$ . Jeżeli oznaczymy przez  $m$  — natężenie bieguna magnetycznego magnesu trwałego oraz przez  $l$  — jego długość, to

$$M_{st} = m \cdot l. \quad (1)$$

(Chodzi tylko o wartość skalarną tej wielkości).

Na podstawie tej definicji uzyskujemy jednostki w trzech zasadniczych układach jednostek używanych w elektryczności, a to *ES CGS*, *MKSA*, *EMCGS*.

**W układzie *ES CGS*:**

Jednostka  $M_{st}$  = jednostka  $m$   $\times$  jednostka  $l$  =  $g^{1/2} \text{cm}^{1/2} \cdot \text{cm} = g^{1/2} \text{cm}^{3/2}$ .

**W układzie *EM CGS*:**

Jednostka  $M_{st}$  = jednostka  $m$   $\times$  jednostka  $l$  =  $g^{1/2} \text{cm}^{3/2} \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm} =$   
=  $g^{1/2} \text{cm}^{5/2} \text{sec}^{-1}$ .

**W układzie *MKSA*:**

Jednostka  $M_{st}$  = jednostka  $m$   $\times$  jednostka  $l$  =  $\text{kg}^1 \text{m}^2 \text{sec}^{-2} \text{A}^{-1} \cdot \text{m} =$   
=  $\text{Vsec} \cdot \text{m}$ .

Definicja  $M_p$ . Jeżeli oznaczymy przez  $i$  — natężenie płynącego prądu w obwodzie obejmującym powierzchnię  $S$ , to, uwzględniając tylko wartość, otrzymujemy, że

$$M_p = i \cdot S. \quad (2)$$

Na podstawie tej definicji podamy również jednostki w tych trzech układach.

**W układzie ES CGS:**

$$\begin{aligned} \text{Jednostka } M_p &= \text{jednostka } i \times \text{jednostka } S = \text{g}^{1/2} \text{cm}^{3/2} \text{sec}^{-2} \cdot \text{cm}^2 = \\ &= \text{g}^{1/2} \text{cm}^{7/2} \text{sec}^{-2}. \end{aligned}$$

**W układzie EM CGS:**

$$\begin{aligned} \text{Jednostka } M_p &= \text{jednostka } i \times \text{jednostka } S = \text{g}^{1/2} \text{cm}^{1/2} \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^2 = \\ &= \text{g}^{1/2} \text{cm}^{5/2} \text{sec}^{-1}. \end{aligned}$$

**W układzie MKSA:**

$$\text{Jednostka } M_p = \text{jednostka } i \times \text{jednostka } S = \text{A} \cdot \text{m}^2.$$

Należy wyjaśnić skąd się to bierze i jaki jest związek pomiędzy jednostkami  $M_{st}$  oraz  $M_p$ .

Gdy obwód prądu lub magnes trwały umieścimy w polu magnetycznym, to będą one doznawały momentu mechanicznego sił  $M_m$ , powodującego ich skręcenie. Teoria tego zjawiska podaje następujące związki pomiędzy wielkościami wprowadzonymi powyżej.

**Dla obwodu prądu:**

$$M_m = M_p \cdot B \quad (\text{ujęcie skalarne}). \quad (3)$$

**Dla magnesu trwałego:**

$$M_m = M_{st} \cdot H \quad (\text{ujęcie skalarne}), \quad (4)$$

gdzie  $B$  jest wektorem indukcji magnetycznej związanym z wektorem natężenia pola magnetycznego  $H$  następującym związkiem

$$B = \mu \cdot \mu_0 H, \quad (5)$$

gdzie  $\mu$  jest przenikalnością magnetyczną danego materiału (liczba czysta),  $\mu_0$  jest przenikalnością magnetyczną próżni.

Z porównania wzorów 3 oraz 4 wynika, że istnieje związek pomiędzy  $M_{st}$  oraz  $M_p$  w postaci

$$M_{st} = \mu \cdot \mu_0 M_p. \quad (6)$$

Na podstawie tego związku, uwzględniając, że  $\mu$  jest liczbą czystą, uzyskujemy związek pomiędzy jednostkami momentu magnetycznego magnesu trwałego oraz momentu magnetycznego obwodu prądu:

$$\text{Jednostka } M_{st} = \mu_0 \times \text{jednostka } M_p,$$

co bezpośrednio możemy sprawdzić.

**W układzie ES CGS**  $\mu_0$  jest  $= \text{sec}^2 \text{cm}^{-2}$ , a więc

$$\text{sec}^2 \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{g}^{1/2} \text{cm}^{7/2} \text{sec}^{-2} = \text{g}^{1/2} \text{cm}^{3/2}.$$

**W układzie ES CGS**  $\mu_0 = 1$ ,

a więc związek oczywisty

**W układzie MKSA**  $\mu_0 = \text{NA}^{-2}$ , a więc

$$\text{NA}^{-2} \cdot \text{Am}^2 = \text{NmA}^{-1} \cdot \text{m} = \text{J/A} \cdot \text{m} = \text{Vsec} \cdot \text{m}.$$

Zagadnienie drobne, ale ważne, a pomijane normalnie w podręcznikach, chociaż realnie mierzoną wielkością jest moment magnetyczny. Różnica w jednostkach jest konsekwencją wprowadzenia pojęć  $m$  oraz  $H$ .

## Podstawy teorii pola elektromagnetycznego

PAWEŁ SZULKIN SEWERYN POGORZELSKI

Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1964, stron 451, cena zł 65

Omawiana książka zawiera kurs elektromagnetyki klasycznej i jest przeznaczona dla studentów wydziałów fizyki, łączności oraz pracowników naukowych.

W pierwszych rozdziałach wprowadzono podstawowe pojęcia i opisano własności statycznych pól: elektrycznego i magnetycznego, przechodząc następnie do elektrodynamiki i układu równań Maxwella. Dużo miejsca poświęcono metodom wyznaczania tych pól. W sposób przystępny wyeksponowano równoważność hipotezy potencjałów opóźnionych i hipotezy prądów przesunięcia.

W dalszych częściach książki autorzy omawiają zagadnienia promieniowania i propagacji fal elektromagnetycznych ze szczególnym uwzględnieniem zjawisk dyfrakcji oraz własności pola w przybliżeniu optyki geometrycznej. Ostatnia część została poświęcona zagadnieniom fal kierowanych.

Liczne przykłady zastosowania podanych pojęć i twierdzeń umożliwiają dobre zrozumienie treści książki. Pomocnymi przy jej studiowaniu są również wstawki matematyczne oraz *Dodatki* umieszczone na końcu książki, które pozwalają śledzić rachunki bez konieczności odwoływania się do odpowiednich twierdzeń.

Pewne wątpliwości nasuwa dobór materiału. Zdaniem recenzenta za mało miejsca poświęcono zagadnieniom polaryzacji fal elektromagnetycznych oraz określeniu wektorów indukcji i natężenia pola. Można dostrzec również pewne nieścisłości. I tak na stronie 43 metoda obrazów elektrycznych została nazwana „...*twierdzeniem, które jest dobrze znane z fizyki...*“, podczas gdy jest to przecież jedynie metoda rachunkowa. Komentarze poświęcone zasadom względności układów odniesienia i niezmienniczości podstawowych równań są podane nieścisłe, jak na przykład na str. 260. Wydaje się również, że bardziej odpowiednim tytułem ze względu na treść książki byłby tytuł „Podstawy teorii pola elektromagnetycznego dla techników“.

Powyższe usterki nie umniejszają zalet książki. Jej monograficzny charakter stanowi jednolite i przejrzyste ujęcie zasad elektromagnetyki. Uwzględnienie zagadnień linii przesyłowych, promieniowania anten, falowodów i rezonatorów wnękowych decyduje o przydatności książki dla czytelników zajmujących się zastosowaniami technicznymi fal sterowanych.

Recenzowana książka winna spełnić swoje zadania zarówno w odniesieniu do studentów wyższych szkół technicznych, jak i inżynierów oraz pracowników naukowo-badawczych.

*Andrzej Maksymowicz*

### Nagroda Langmuira

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne i Amerykańskie Towarzystwo Chemiczne ustanowiły wspólną Nagrodę Irvinga Langmuira w wysokości 5000 dolarów. Nagrodę przyznaje się corocznie, raz na wniosek Towarzystwa Fizycznego, raz na wniosek Towarzystwa Chemicznego, uczonemu zamieszkałemu w Stanach Zjednoczonych, który w ciągu ubiegłych dziesięciu lat przyczynił się w wybitny sposób do rozwoju fizyki chemicznej lub chemii fizycznej.

Warto może przypomnieć, że Irving Langmuir, na którego cześć nazwano tę nagrodę, był sam laureatem Nagrody Nobla (1932) za prace z dziedziny chemii powierzchni. Bardzo istotne były również jego badania z dziedziny emisji elektronowej, ładunku przestrzennego i wylądowań w gazach.

Pierwszym laureatem Nagrody Langmuira jest John Van Vleck, profesor Uniwersytetu Harvarda, wybitny specjalista w dziedzinie magnetyzmu. Nagrodę przyznano mu za badania właściwości magnetycznych układów chemicznych w szczególności jonów ziem rzadkich w kryształach.

### Nagrody Lawrence'a

Amerykańska Komisja Energii Atomowej przyznała Nagrody Ernesta Orlando Lawrence'a za rok 1965 G. A. Cowanowi, M. C. Elundowi i T. B. Taylorowi. Na każdą nagrodę składa się medal i 5000 dolarów.

George A. Cowan, kierownik jednej z grup badawczych w Los Alamos Scientific Laboratory, otrzymał nagrodę za badania podstawowe przy zastosowaniu eksplozji jądrowych jako źródła neutronów. Stosując metodę czasu przelotu mierzył przekroje czynne w obszarze rezonansowym widma neutronów.

Milton C. Elund został nagrodzony za prace z dziedziny teorii reaktorów jądrowych, w szczególności za prace które doprowadziły do realizacji reaktora jednorodnego oraz reaktora, który służy do napędu okrętu jądrowego „Savannah”. Elund jest współautorem (razem z S. Glasstonem) podręcznika *The Elements of Nuclear Reactor Theory*.

T. B. Taylorowi została przyznana nagroda za opracowanie teorii reaktora TRIGA oraz za prace nad rozwojem broni jądrowej.

### Seminarium wielkich pęków

W dniach od 4 do 9 stycznia 1965 roku odbyło się w Łodzi seminarium poświęcone zagadnieniom wielkich pęków promieniowania kosmicznego. Zostało ono zorganizowane przez oddział łódzki Zakładu Fizyki Wielkich Energii Instytutu Badań Jądrowych oraz przez Katedrę Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Łódzkiego. Poza specjalistami polskimi w seminarium wzięli udział przedstawiciele Instytutu Fizyki Akademii Nauk ZSRR (wśród nich wybitny specjalista w dziedzinie wielkich pęków promieniowania kosmicznego prof. S. I. Nikolski) oraz prof. R. Maze (współodkrywca zjawiska wielkich pęków) z Laboratorium Fizyki Kosmicznej Narodowego Centrum Badań Naukowych w Paryżu.

Na seminarium przedstawiono 15 referatów. Tematyka skupiała się wokół następujących zagadnień: wielkie pęki ubogie w składową mionową, widmo pierwotne cząstek o energii powyżej  $10^{14}$  eV (widmo energetyczne i skład chemiczny), składowa jądrowo-czynna wielkich pęków, fluktuacje w rozwoju wielkich pęków, oddziaływania mionów skrajnie wysokich energii, składowa mionowa kaskady elektromagnetycznej. Bardzo duże zainteresowanie wzbudził referat prof. Nikolskiego na temat perspektyw kosmologiczno-astrofizycznych oraz dal-



szych możliwości rozwoju badań nad oddziaływaniami elementarnymi najwyższych energii. Przeprowadzono wiele ciekawych dyskusji.

Ponadto uczestnicy seminarium zwiedzili pracownie fizyki cząstek elementarnych i fizyki wysokich energii Uniwersytetu Warszawskiego oraz Instytutu Badań Jądrowych w Warszawie i w Krakowie.

### Rekombinacja w półprzewodnikach

Na mocy umowy między Akademią Nauk Bułgarii, Czechosłowacji, NRD, Polski, Rumunii, Węgier i ZSRR, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk zorganizował Międzynarodowe Sympozjum na temat rekombinacji w półprzewodnikach. Sympozjum odbywało się w dniach od 27 czerwca do 1 lipca 1965 roku w Warszawie w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Wzięło w nim udział około 50 fizyków z krajów objętych umową.

W bardzo interesującym referacie S. M. Rywkin (Instytut Fizyko-Techniczny w Leningradzie) omówił możliwości badań niepośrednich przejść optycznych związanych z oddziaływaniem z nośnikami prądu. W. S. Wawilow (Instytut Fizyki im. Lebediewa w Moskwie) przedstawił pracę własną, E. L. Nolle i S. M. Maksimowskiego o wydajności promieniowania rekombinacyjnego w CdTe przy pobudzeniu elektronami. B. Wojtowicz-Natanson (Katedra Fizyki Ciała Stałego Uniwersytetu Warszawskiego) referowała pracę własną i T. Zakrzewskiego (Zakład Niskich Temperatur Instytutu Fizyki PAN we Wrocławiu) na temat zależności temperaturowych świecenia rekombinacyjnego ekscytónów związanych w CdSe. W. E. Łaszakrew (Instytut Półprzewodników w Kijowie) omówił wyniki swoich wieloletnich badań nad procesami rekombinacyjnymi w półprzewodnikach typu CdS.

Badania rekombinacji gorących elektronów na atomach miedzi w germanie typu  $p$  prowadzone metodą pomiarów stacjonarnego i niestacjonarnego fotoprzewodnictwa przedstawił S. G. Kałasznikow (Instytut Radiomechaniki i Elektroniki w Moskwie). Model teoretyczny mechanizmu rekombinacji na dyslokacjach w germanie omówił

T. Figielski (Instytut Fizyki PAN), a wyniki doświadczalne, potwierdzające ten model przedstawiła M. Jastrzębska (Instytut Fizyki PAN). Na temat pomiarów drogi dyfuzji nośników mniejszościowych w krzemie i germanie mówił K. Thiessen (Fizyko-Techniczny Instytut Niemieckiej Akademii Nauk w Berlinie), a H. Lemke (Fizyko-Techniczny Instytut Niemieckiej Akademii Nauk w Berlinie) przedstawił wyniki pomiarów czasu życia nośników mniejszościowych w krzemie.

G. Pataki (Instytut Badawczy Fizyki Technicznej w Budapeszcie) referował pracę własną i F. Beleznyaya na temat teorii rekombinacji kaskadowej.

A. Nadolny (Instytut Fizyki PAN) przedstawił wyniki badań własnych, J. Ostrowskiego i M. Przegalińskiej nad relaksacją fotoprzewodnictwa w borze. J. Łagowski (Instytut Fizyki PAN) mówił o roli rekombinacji objętościowej w efekcie polowym w CdS (praca wspólna z J. Sochańskim). J. Swiderski (Instytut Podstawowych Problemów Techniki w Warszawie) referował wyniki badań nad wpływem bardzo silnie anizotropowych naprężeń mechanicznych w krzemie na drogę dyfuzyjną nośników mniejszościowych.

Podsumowania sympozjum dokonał prof. S. G. Kałasznikow podkreślając zarówno korzyści wynikające z tego typu roboczych konferencji jak i uwypuklając najciekawsze zagadnienia przedstawione w referatach.

Roboczy charakter sympozjum znalazł wyraz w żywych dyskusjach, które trwały nieraz niewiele krócej niż same referaty. Uczestnicy sympozjum zapoznali się również z pracowniami Instytutu Fizyki PAN i pracowniami Katedry Fizyki Ciała Stałego Uniwersytetu Warszawskiego, odbywając przy tym wiele dyskusji prywatnych.

Program towarzyszy sympozjum obejmował zwiedzanie Warszawy, wycieczkę do Żelazowej Woli i Nieborowa oraz „lampkę wina“ na zakończenie sympozjum.

Sir Edward Appleton  
(1892—1965)

Dnia 21 kwietnia 1965 roku zmarł nagle Sir Edward Appleton, znakomity fizyk angielski.

000001353

UNIWERSYTET MARII CURIE-SKŁODOWSKIEJ

Biblioteka Instytutu Fizyki

pl. Marii Curie-Skłodowskiej 1

Edward Victor Appleton urodził się 6 września 1892 roku w Bradford w hrabstwie York. W młodości był zamiłowanym sportowcem i marzył, żeby zostać zawodowym graczem w kriketa. Zdobywszy jednak stypendium rozpoczął studia fizyki w St. John's College w Cambridge. W czasie I Wojny Światowej służył w wojskach inżynierskich, gdzie zapoznał się i zainteresował techniką radiokomunikacji. Po wojnie powrócił do Cambridge i został asystentem Lorda Rutherforda w Cavendish Laboratory. Kontynuował, rozpoczęte w czasie wojny, badania właściwości lamp radiowych, a następnie rozpoczął badania sygnałów z atmosfery i zanikania sygnałów radiowych, kładąc tym podstawy wiedzy o rozchodzeniu się fal radiowych. W roku 1902 Oliver Heaviside i A. E. Kennelly postawili, niezależnie od siebie, tezę, że górna naelektryzowana warstwa atmosfery służy jako zwierciadło odbijające fale elektromagnetyczne. Doświadczenie przeprowadzone w grudniu 1924 roku przez Appletona dowiodło słuszności tej tezy. W doświadczeniu tym zmieniano częstość nadajnika BBC w Bournemouth, a sygnały odbierano w Cambridge. Zanotowane interferencje wskazywały na odbiór zarówno fali bezpośredniej, idącej nad ziemią, jak i fali odbitych od górnej warstwy atmosfery.

Dalsze systematyczne badania, prowadzone przy pomocy przekaźnika w Narodowym Laboratorium Fizycznym w Teddington wykazały istnienie drugiego obszaru odbijającego, nazywanego często warstwą Appletona w analogii do warstwy Heaviside'a-Kennelly'ego. Dało to początek badaniom jonosfery, prowadzonym później na skalę światową, które osiągnęły swoją kulminację w czasie Międzynarodowego Roku Geofizycznego 1957—58, kiedy to ponad tysiąc obserwatoriów prowadziło pomiary właściwości elektrycznych górnej atmosfery.

W latach 1924—1936 Appleton był profesorem Uniwersytetu Londyńskiego, a w latach 1936—1939 Uniwersytetu w Cambridge. W okresie tym dał się poznać jako doskonały wykładowca i świetny kierownik prac badawczych.

W czasie II Wojny Światowej Rząd Brytyjski powierzył mu ważne zadanie związane z kierownictwem i koordynacją prac badawczych, prowadzonych w różnych laboratoriach i instytutach przemysłowych. W uznaniu położonych zasług otrzymał Wielki Krzyż Imperium Brytyjskiego i został kreowany Komandorem Rycerzem Orderu Łaźni.

W roku 1947 Sir Edward Appleton otrzymał Nagrodę Nobla z fizyki.

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

ZARZĄD

Przewodniczący  
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ  
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący  
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI  
czł. rzecz. PAN

Sekretarz  
Doc. dr WIESŁAW WARDZYŃSKI

Skarbnik  
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu  
Doc. dr HALINA CHECIŃSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Gdańsk* — Dr O. GZOWSKI  
*Gliwice* — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
*Kraków* — Prof. dr HENRYK NIEWODNICZAŃSKI  
*Lublin* — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA  
*Łódź* — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI  
*Poznań* — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK  
*Szczecin* — Dr WIKTOR NOWAK  
*Toruń* — Doc. dr MIECZYŚLAW FRĄCKOWIAK  
*Warszawa* — Doc. dr JULIAN AULEYTNER  
*Wrocław* — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

## TREŚĆ

M. Gell-Mann — Cząstki i zasady . . . . .	517
J. Zakrzewski — Odkrycie ciężkich hiperjader . . . . .	525
✓ K. Badziąg i J. Głowacki — Masery półprzewodnikowe . . . . .	545
✓ L. Balczewski i T. Dohnalik — Współczesne metody pomiarów czasów życia stanów wzbudzonych atomów . . . . .	559
A. Kawski — Badania elektrycznych momentów dipolowych drobin w stanie wzbudzonym . . . . .	579
J. Rafałowicz — Oporniki węglowe w termometrii niskotemperaturowej . . . . .	603
J. Kalisz — Jednostki momentu magnetycznego magnezu trwałego oraz obwodu prądu . . . . .	617
RECENZJE	
P. Szulkin, S. Pogorzelski — Podstawy teorii pola elektromagnetycznego (A. Maksymowicz) . . . . .	619
KRONIKA . . . . .	621

Prenumeratom naszego pisma przypominamy o konieczności odnowienia prenumeraty na rok 1966.

Zamówienia i wpłaty przyjmowane są już od października br. Wcześniejsze zamówienie i opłacenie prenumeraty rocznej zapewni ciągłość w otrzymywaniu pisma przez cały rok 1966.

## Warunki prenumeraty czasopisma

## „POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

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

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

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

## Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł. 90.—

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

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

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.