

# POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO  
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

**TOM III ❖ ZESZYT 1**

PTF

---

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 2

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji. Wszystkie ryciny mają być zaopatrzone w krótkie objaśnienia do wydrukowania pod nimi. O przyjęciu pracy do druku rozstrzyga Kolegium Redakcyjne. Autorzy otrzymują 50 odbitek bezpłatnie (z prac przekraczających 16 stron tylko 25).

Uniwersytet w Lublinie  
W Lublinie

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO  
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM III ❖ ZESZYT 1

1952

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

## Kolegium Redakcyjne

Redaktor Naczelny

STEFAN PIENKOWSKI, Warszawa

Zastępca Redaktora

SZCZEPAN SZCZENIOWSKI, Poznań

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ, Warszawa

Członkowie

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI, Kraków

WOJCIECH RUBINOWICZ, Warszawa

LEONARD SOSNOWSKI, Warszawa

ZAKŁAD FIZYKI  
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej  
w Lublinie

№ 558

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — WARSZAWA 1952

Wydanie pierwsze

Nakład 2000 egz.	Zamówienie 164/190
Arkuszy wyd. 9 <sup>3</sup> / <sub>4</sub> druk. 8	Druk ukończono 31. III. 1952.
Papier druk. sat. V. 70 g. 70×100	K-3-10102

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA, UL. FREDRY 10

## OD POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

Począwszy od tomu III Postępy Fizyki będą się ukazywały cztery razy do roku w odstępach kwartalnych, w zeszytach zawierających około 9 arkuszy wydawniczych.

Dążąc do zapewnienia regularności wydawania oraz staranności formy graficznej Polskie Towarzystwo Fizyczne zwróciło się do Państwowego Wydawnictwa Naukowego, które podjęło się prowadzenia całej pracy wydawniczej. Z ramienia Państwowego Wydawnictwa Naukowego wszedł do Kolegium Redakcyjnego Prof. Dr Leonard Sosnowski, Kierownik Naukowy Redakcji Wydawnictw Fizycznych PWN.

Przewodniczący Polskiego Towarzystwa Fizycznego  
(—) *Prof. Dr Wojciech Rubinowicz*

Redaktor Naczelny Postępów Fizyki  
(—) *Prof. Dr Stefan Pieńkowski*

Wojciech Rubinowicz

Zakład Fizyki Teoretycznej III Uniwersytetu Warszawskiego

## Promieniowanie multipolowe gamma a wyznaczanie spinów jądrowych<sup>1)</sup>

W r. 1928 I. S. Bowen przyporządkował pewnym liniom widmowym zaobserwowanym w niektórych mgławicach niebieskich przejścia wzbrońnione przez reguły wyboru podówczas znane i używane. Wśród tych przejść występowały jednak również przejścia niezgodne z regułą wyboru dla liczby kwantowej momentu pędu. Ponieważ do mojej pracy, w której podałem tę regułę, odnosiłem się zawsze z pewnym sentymentem, nie mogłem początkowo pogodzić się z tym słynnym odkryciem, mającym bardzo wielkie znaczenie dla fizyki i astrofizyki.

Podniecenie moje jednak znikło bardzo szybko, kiedy tylko uprzytomniłem sobie, że ta reguła wyboru odnosi się jedynie do elektrycznego promieniowania dipolowego, a więc że przejścia odkryte przez Bowena mogą być spowodowane elektrycznym promieniowaniem kwadrupolowym lub innymi promieniowaniami multipolowymi<sup>2)</sup>. Te moje przewidywania ogłoszone w r. 1928 oraz opracowane szerzej w latach następnym zostały bardzo szybko potwierdzone przez doświadczenia wykonane w Pasadenie i Amsterdamie.

Ale do tego nie ogranicza się wkład fizyki polskiej do tej dziedziny. Niewodniczański (1934) współpracując z Blatonem odkrył dipolowe promieniowanie magnetyczne. W dorobku naukowym Blatona prace o multipolach stanowią najpoważniejszą pozycję. Mój uczeń Miliańczuk (1935) przepowiedział wpływ, jaki ma interferencja pomiędzy elektrycznym promieniowaniem kwadrupolowym a magnetycznym dipolowym na zjawisko Zeemana. Przewidywania jego są w zupełnej zgodzie z doświadczeniami wykonanymi następnie przez Jenkinsa i Mrozowskiego (1941). Ostatecznie Opęchowski wykazał, że podane przeze mnie wzory na natężenia w multipletach kwadrupolowych w przypadku sprzężenia  $L, S$  obowiązują też dla składowych struktury nadsubtelnej linii kwadrupolo-

<sup>1)</sup> Na podstawie referatu wygłoszonego dnia 7 grudnia 1950 r. na XIII Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie.

<sup>2)</sup> Por. dopisek podany na końcu artykułu.

wych. Również ten fakt został przez Mrozowskiego (1940) potwierdzony doświadczalnie.

Wszystkie te badania odnosiły się do widma optycznego. Niestety fizycy polscy nie mogli stosować wyników swych badań w tym dziale fizyki, w którym odgrywają one dominującą rolę, a mianowicie w dziedzinie promieniowania gamma jąder atomów. Pozostała nam jedynie satysfakcja, że prace te opierają się też na badaniach fizyków polskich.

Swoje znaczenie dla promieniowania gamma zawdzięcza promieniowanie multipolowe przede wszystkim trzem przyczynom.

Po pierwsze, stosunek natężeń elektrycznych lub magnetycznych promieniowań multipolowych dwu rzędów po sobie następujących jest w przypadku promieniowania gamma już dla energii 100 keV większy niż w widmie widzialnym. Zależy on bowiem od  $\left(\frac{2\pi\rho}{\lambda}\right)^2$ , gdzie  $\rho$  oznacza promień jądra, a  $\lambda$  długość wypromieniowanej fali elektromagnetycznej.

Ponieważ  $\rho = 1,45 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}}$ , gdzie  $A$  jest ciężarem atomowym jądra, otrzymujemy dla  $\left(\frac{2\pi\rho}{\lambda}\right)^2$  pod założeniem, że wypromieniowany foton ma energię 100 keV, w przypadku  $A = 80$  (Br) wartość  $10^{-5}$ , a w przypadku  $A = 238$  (U) wartość  $2 \cdot 10^{-5}$ . Liczby te są wprawdzie tylko około 10-krotnie większe od tych, które spotykamy w widmie optycznym, ale rosną one kwadratowo z rosnącą energią promieniowania gamma. Jeśli więc energia fotonu równa jest 1 MeV, należy je pomnożyć przez 100, a dla energii rzędu 30 MeV współczynnik  $\left(\frac{2\pi\rho}{\lambda}\right)^2$  jest rzędu wielkości jedynek.

Po drugie, w widmie promieniowania gamma elektryczne linie kwadrupolowe mają prawdopodobieństwa przejść tego samego rzędu wielkości co elektryczne linie dipolowe i w związku z tym występują równie często. Fakt ten spowodowany jest tym, że elektryczne momenty dipolowe jąder prawie znikają. Moment taki dany jest mianowicie przez iloczyn całkowitego ładunku jądra przez odstęp środka masy wszystkich nukleonów od środka masy protonów. Odstęp ten znika jednak, gdy możemy posługiwać się np. kropowym modelem jądra, zakładając, że rozkład protonów w cieczy jądrowej jest jednorodny. Wówczas oba środki mas pokrywają się.

Po trzecie, w wypadku jądra obserwację multipolowego promieniowania umożliwia fakt, że istnieją kwantowe stany jądra, z których przejścia mogą odbywać się tylko do innych stanów kwantowych tego samego jądra. Ze stanu pobudzonego jądro może mianowicie w ogólności wydostać się wysyłając promieniowanie materialne, które zmienia albo liczbę nukleonów, albo jego ładunek, albo obie te wielkości równocześnie. Wów-

czas zmieniają się jednak składniki materialne jądra, mamy więc do czynienia z jego przemianą promieniotwórczą. Bez takiej przemiany, a więc pomiędzy dwoma stanami kwantowymi tego samego jądra, mogą istnieć tylko albo przejścia samorzutne spowodowane promieniowaniem gamma, albo przejścia wymuszone przez powłokę elektronową atomu ujawniające się poprzez elektrony konwersji. Przejścia obu tych rodzajów występują zwykle razem. Na istnieniu ich opiera się, jak to zauważył Weissäcker (1936), zjawisko izomerii jądrowej. Jeżeli jądro przejdzie do takiego — można by nazwać izomerycznego — stanu kwantowego, to wydostać się może z niego tylko przez promieniowanie gamma lub konwersję elektronów, nawet gdy prawdopodobieństwa tych przejść są tak znikome, że trwa to całe lata. W tym wypadku ilość przejść jest więc niezależna od prawdopodobieństwa przejścia. Działa tu ten sam mechanizm, który powoduje wielkie natężenia wzbronionych linii widmowych w niektórych mgławicach.

Stwierdziwszy, że przejścia multipolowe mogą istnieć w promieniowaniu gamma, postawmy sobie pytanie, jakie znaczenie mają one dla zagadnienia spinów jądrowych, które są tematem obecnego sympozjonu. Otóż wyznaczanie spinów izotopów trwałych możemy wykonywać za pomocą niezawodnych i stosunkowo prostych metod spektroskopii optycznej lub radiowej. Metody te możemy, oczywiście, stosować też do izotopów nietrwałych, jeśli czas ich życia jest dostatecznie długi. Niesposób jednak stosować ich do izotopów krótkotrwałych. Tę lukę w wielu przypadkach wypełnić możemy właśnie za pomocą promieni gamma.

Metody posługujące się tymi promieniami podzielić możemy zasadniczo na dwie grupy: na grupę metod wyznaczających tylko rodzaj promieniowania multipolowego (elektryczne, magnetyczne lub mieszane) i jego rząd oraz na grupę metod określających dodatkowo w pewnej mierze również i spiny jąder w stanach kwantowych.

Najpierw zajmiemy się tylko metodami pierwszej grupy, należącymi do najstarszych i najprostszych. Tu spotykamy się zaraz na wstępie z zagadnieniem, co możemy powiedzieć o spinach dwu stanów kwantowych jądra, pomiędzy którymi ma miejsce określone promieniowanie multipolowe. Odpowiedź na to pytanie dają dwie reguły wyboru dla samorzutnych przejść kwantowych jąder. Są one identyczne z tymi obydwojema regułami wyboru w widmie optycznym, które ważne są bez względu na rodzaj sprzężenia pomiędzy spinem a momentem pędu toru. Odnośne rozważania dotyczące atomów pozostają bowiem w mocy także i dla jąder.

Pierwsza z tych reguł dotyczy liczby kwantowej  $I$  całkowitego momentu pędu, a więc spinu jądra. Oznaczmy przez  $I$  i  $I'$  liczby kwantowe



spinu jądra w stanie początkowym i końcowym; elektryczne lub magnetyczne promieniowanie rzędu  $2^n$  nastąpić może tylko wówczas, jeżeli z trzech boków o długościach  $I$ ,  $I'$  i  $n$  utworzyć możemy trójkąt. Ponieważ w trójkącie żaden z boków nie może być większy od sumy pozostałych dwu boków, a mniejszy od ich różnicy, przeto mamy nierówność

$$|I - I'| \leq n \leq I + I'. \quad (1)$$

Pierwsza jej część

$$|I - I'| \leq n \quad (2)$$

zawiera regułę wyboru żądającą, by przy promieniowaniu gamma zmiana liczby kwantowej  $I$  nie była większa niż liczba  $n$  określająca rząd promieniowania multipolowego.

Druga część tej nierówności

$$n \leq I + I', \quad (3)$$

zwana zakazem dodatkowym, powiada, że promieniowanie multipolowe rzędu  $2^n$  nie może występować, jeżeli suma liczb kwantowych stanu początkowego  $I$  i stanu końcowego  $I'$  nie jest równa lub większa niż liczba  $n$ .

Druga reguła wyboru jest regułą Laporta uogólnioną dla promieniowania multipolowego. Wszystkie stany kwantowe jądra są — zależnie od tego, jak zachowują się wobec inwersji względem środka masy — albo stanami parzystymi, albo nieparzystymi. Jak wiadomo, elektryczne promieniowanie dipolowe może występować wg reguły Laporta tylko przy przejściu pomiędzy poziomami o różnej parzystości. Otóż regułę tę należy uogólnić w sposób następujący: Elektryczne przejścia multipolowe rzędu  $2^n$  możliwe są tylko pomiędzy poziomami o różnej lub równej parzystości, zależnie od tego, czy  $n$  jest liczbą nieparzystą, czy parzystą. Natomiast magnetyczne przejścia multipolowe rzędu  $2^n$  możliwe są tylko między poziomami o różnej lub równej parzystości zależnie od tego, czy  $n$  jest liczbą parzystą, czy też nieparzystą. Obie części uogólnionej reguły Laporta zgodne są z faktem, że zwykle równocześnie z multipolowym promieniowaniem elektrycznym rzędu  $2^n$  występuje multipolowe promieniowanie magnetyczne rzędu  $2^{n-1}$ .

W każdym przypadku, a więc niezależnie od wartości  $\left(\frac{2\pi Q}{\lambda}\right)^2$ , z nierówności (1) oraz uogólnionej reguły Laporta wynika, że jądro może emitować równocześnie tylko skończoną liczbę rzędów obu rodzajów promieniowań multipolowych. Łatwo przekonać się, że liczba ta jest najwyżej o jeden większa od mniejszego ze spinów  $I$  i  $I'$ .

Można by przypuszczać, że istnieją jeszcze dalsze reguły wyboru, np. zależne od sprzężenia działającego między nukleonami w rodzaju reguł wyboru dla liczby kwantowej  $L$  w przypadku sprzężenia  $L, S$  w widmie optycznym. Dotychczas jednak nie natrafiono na ślad takich reguł wyboru, tak że w następnych rozważaniach przyjmujemy jako hipotezę roboczą założenie, że tylko obie powyżej przytoczone reguły wyboru ograniczają przejścia kwantowe przy promieniowaniu gamma.

Założmy obecnie, że udało nam się przy pomocy jednej z metod doświadczalnych, które następnie podamy, ustalić, iż przy pewnym przejściu kwantowym mamy do czynienia z elektrycznym lub magnetycznym promieniowaniem multipolowym rzędu  $2^n$ . Zapytajmy się, jaka zmiana liczb kwantowych, tzn. zmiana spinów  $|I - I'|$ , dopuszczalna jest przy tym przejściu. Weźmy najpierw pod uwagę zwykle spotykany przypadek  $\left(\frac{2\pi e}{\lambda}\right)^2 < 1$ . Zgodnie z faktem, że prawdopodobieństwo przejścia jest wówczas tym większe, im mniejszy jest rząd promieniowania multipolowego, przyjmujemy, że rząd  $2^n$  promieniowania multipolowego jest najmniejszy, zgodny ze zmianą spinów przy danym przejściu oraz obydwoma regułami wyboru. Najmniejsze  $n$  zgodne z regułą wyboru (2) jest

$$n = |I - I'|.$$

Przyjmuje się więc, że  $|I - I'|$  określone jest tym równaniem, jeśli zmiana parzystości przy przejściu kwantowym  $I \rightarrow I'$  zgodna jest z uogólnioną regułą Laporta. Jeżeli to nie zachodzi, to należy przyjąć, że  $n$  ma wartość o jedynekę większą, tak że

$$n = |I - I'| + 1.$$

Jak widzimy, można z obu reguł wyboru oznaczyć tylko różnicę liczb kwantowych  $I$  dla obu stanów, pomiędzy którymi zachodzi przejście. Aby na podstawie tych danych określić spiny stanu początkowego i końcowego,  $I$  i  $I'$ , musimy posiadać jeszcze pewne dodatkowe informacje. Wystarczy np. znać jeden ze spinów  $I$  lub  $I'$  (ma to zwykle miejsce, gdy przejście następuje do stanu podstawowego jądra), a następnie wiedzieć, czy przy danym przejściu spin rośnie, czy maleje. W każdym jednak przypadku oznaczone wartości spinów  $I$  i  $I'$  muszą być zgodne z dodatkowym zakazem (3), który ustala dla promieniowania danego rzędu  $2^n$  dolne kresy tych liczb.

Inaczej przedstawiałaby się sprawa dla fotonów o tak wielkiej energii, że  $\left(\frac{2\pi e}{\lambda}\right)^2 > 1$ . W tym przypadku zakaz dodatkowy (3) ustalałby

sumę spinów  $I$  i  $I'$ . Występowałyby tu największe  $n$  w zgodzie z warunkiem (3) i uogólnioną regułą Laporta.

Za pomocą różnych metod doświadczalnych wyznaczono już w ogromnej liczbie przypadków rzędy elektrycznego czy też magnetycznego promieniowania multipolowego i ustalono w podany sposób spiny stanów kwantowych odnośnych izotopów. Byłoby jednak rzeczą bardzo pożądaną, by przejrzeć cały ten materiał raz jeszcze, starając się stwierdzić, czy nie ukrywa on w sobie śladów nieznanymi dotychczas reguł wyboru.

Pozostaje nam jeszcze podać metody doświadczalne pierwszej grupy, za pomocą których stwierdzić można, z jakim rodzajem promieniowania multipolowego mamy do czynienia w danym przejściu i jaki jest rząd danego promieniowania.

W widmie optycznym zjawisko Zeemana daje nam wyczerpującą i ostateczną odpowiedź na to pytanie. W widmie promieni gamma nie możemy się wprawdzie nim posługiwać, mamy natomiast kilka metod, chociaż może mniej zaufania godnych, ale za to niezależnych i wzajemnie kontrolujących się.

Najpierw zajmiemy się najmniej dokładnym, ale za to bardzo prostym sposobem ustalania, lub — lepiej powiedziawszy — szacowania, rzędów promieniowania multipolowego gamma, a mianowicie za pomocą okresu życia początkowego stanu kwantowego jądra promieniującego. By móc z czasu życia ustalić rząd promieniowania multipolowego, trzeba by dla poszczególnych poziomów kwantowych jądra obliczyć prawdopodobieństwa przejść, spowodowane po pierwsze — przez samorzutne promieniowanie gamma, a po drugie — przez zjawisko konwersji wewnętrznej. Obie te przyczyny działają zwykle niezależnie od siebie, a zatem dodają się odpowiadające im prawdopodobieństwa przejść.

Aby, po pierwsze, obliczyć prawdopodobieństwo przejścia dla promieniowania gamma, trzeba by znać dla poszczególnych stanów kwantowych odpowiednie funkcje falowe potrzebne do podania prądów dla poszczególnych przejść. Ponieważ funkcje falowe zależne są od sił jądrowych, o których posiadamy tylko nikłe wiadomości, musimy opierać się tu na bardzo niepewnych przypuszczeniach. Niektórzy autorzy, jak Bethe (1937) i Segrè (Segrè i Helmholz 1949) przyjmują np., że promieniowanie spowodowane jest przez ruch pojedynczej cząstki naładowanej, a więc protonu lub cząstki alfa, przy czym jeszcze zakładają, że amplituda drgań jest rzędu wielkości jądra. Inni autorzy, jak np. Berthelot (1944) i Fierz (1943), obliczają promieniowanie jądra na podstawie modelu kroplowego. Pierwszy sposób nie uwzględnia, że moment dipolowy jądra prawie znika, daje więc za wielkie prawdopodobieństwa przejść dla dipolowego promieniowania elektrycznego. Drugi zaś sposób daje znikające

elektryczne promieniowanie dipolowe, co również nie jest w zgodzie z rzeczywistością. Prawdopodobieństwo przejścia obliczone wg pierwszej metody zależy od liczby atomowej  $Z$  tylko o tyle, o ile zależy od niej promień jądra, podczas gdy prawdopodobieństwo obliczone wg drugiej metody zależy wprost od  $Z$ . Model kroplowy poza tym podaje te same wzory na prawdopodobieństwo przejścia promieniowania multipolowego elektrycznego rzędu  $2^n$  co magnetycznego rzędu  $2^{n-1}$ .

Według tych wzorów otrzymuje się czasy życia począwszy od  $10^{-17}$  sek. a skończywszy na kilku latach (dla  $n = 5$  lub  $6$ ). Mimo że wspomniane wzory różnią się tak bardzo, otrzymane wyniki dla rzędu promieniowania multipolowego  $2^n$  niewiele od siebie odbiegają, jeśli przyjmiemy założenie upraszczające, że całkowite promieniowanie jest elektrycznym promieniowaniem multipolowym, co z pewnością nie sprawdza się. Na 25 przypadków otrzymujemy wg Segrègo i Helmholza (1949) tylko 4 przypadki, gdzie oba wzory dają dla rzędów  $2^n$  różne wyniki. W ogólności model kroplowy daje niższy rząd promieniowania niż model protonowy.

Jeśli nawet czas życia poziomu początkowego nie bywa skracany przez emisję cząstek materialnych, to zasadniczo z emisją samorzutną promieni gamma związana jest konwersja wewnętrzna elektronów, która — jak wspomniałem — jako proces niezależny, jeszcze dodatkowo skraca średni czas życia. Jeżeli energia fotonów przekracza  $2mc^2$ , to oprócz tego możliwe jest jeszcze powstawanie par elektronowo-pozytonowych.

Mimo tak słabych podstaw teoretycznych wzorów na prawdopodobieństwo przejść zgodność ich z faktami doświadczalnymi jest w ogólności dość dobra, jak to wynika z pracy Axela i Dancoffa (1949). Autorzy ci posługują się uproszczonym wzorem Bethe-Segrègo na czas życia  $\tau_\gamma$ , który istniałby, gdyby nie było konwersji elektronów:

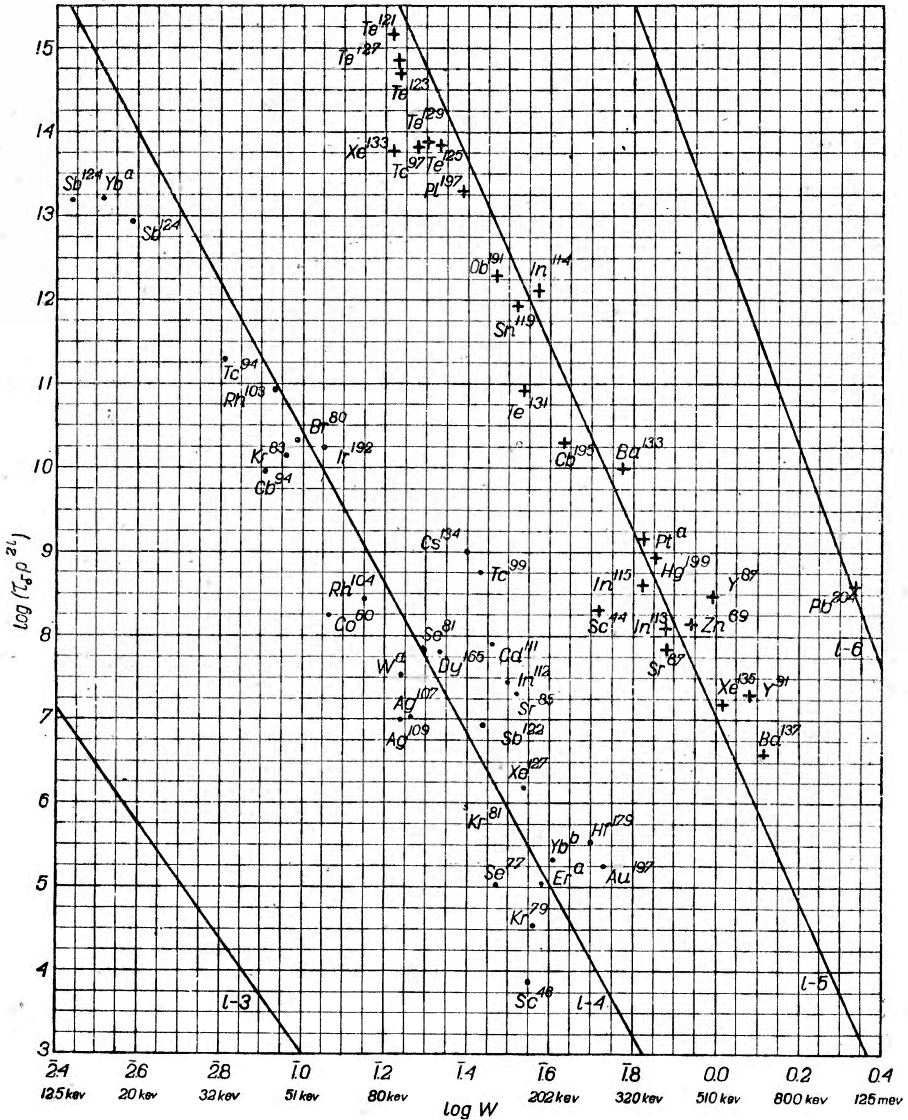
$$\tau_\gamma = \frac{3 (n!)^2}{\rho^{2n}} \left( \frac{137}{W} \right)^{2n+1} \frac{h}{m c^2};$$

$\rho$  oznacza tu promień jądra w jednostkach  $\frac{e^2}{mc^2}$ , a  $W$  energię fotonu w jednostkach  $mc^2$ . Jeżeli naniesiemy  $\lg \rho^{2n} \tau_\gamma$  w zależności od  $\lg W$ , to otrzymujemy dla każdego  $n$  prostą, ponieważ

$$\lg \rho^{2n} \tau_\gamma = -(2n+1) \lg W + \text{const.}$$

W wykresie podającym doświadczalne wartości  $\lg \rho^{2n} \tau_\gamma$  w zależności od  $\lg W$  powinny więc naniesione punkty leżeć na prostych, które na podstawie powyższego wzoru możemy wykreślić dla poszczególnych liczb

całkowitych  $n$ . Aby móc to wykonać, należy, oczywiście, obliczyć  $\tau_\gamma$  z doświadczalnie danego czasu życia  $\tau_{exp}$ , uwzględniając prawdopodobieństwo przejścia spowodowane przez konwersję elektronów. Jak wykazuje rys. 1, zgodność podanego wzoru na  $\tau_\gamma$  z doświadczeniem jest o wiele



Rys. 1

Związek pomiędzy energią i rzędem promieniowania multipolowego gamma a czasem życia metatrwałych stanów kwantowych jąder wg Axela i Dancoffa (1949). Litera  $l$  w rysunku tym odpowiada literze  $n$  w tekście.

lepsza, niż się można było tego spodziewać. Prawie wszystkie punkty doświadczalne leżą w pobliżu prostych teoretycznych odpowiadających liczbom  $n = 3, 4, 5, 6$ . Szczególnie gęsto obsadzone są proste dla  $n = 4$  i  $n = 5$ . Pochodzi to stąd, że tylko stany kwantowe o dłuższym czasie życia (dłuższym niż 1 sek) uwzględnione zostały w zestawieniu na rys. 1. Fakt, że punkty doświadczalne skupiają się dość blisko wokół prostych teoretycznych, mimo że oznaczone są one tylko przez wzór przybliżony, a poprawka na konwersję dokonana została też tylko na podstawie wzoru przybliżonego, spowodowany jest po pierwsze faktem, że różnice pomiędzy wartościami  $\tau_\gamma$  dla poszczególnych  $n$  są dość znaczne, po drugie — używaniem skali logarytmicznej. Na rys. 1 współczynnik 10 lub 100 nie odgrywa większej roli. Rysunek ten stwierdza więc jedynie zgodność co do rzędu wielkości.

Podana metoda jest niezadowalająca z teoretycznego punktu widzenia, ponieważ nie odróżnia magnetycznego promieniowania multipolowego od elektrycznego i opiera się na wzorach, które podają właściwie tylko oszacowanie czasu życia. Z doświadczalnego punktu widzenia metoda ta nie jest stosowalna do stanów kwantowych jąder, które stanowią stany początkowe nie tylko dla promieni gamma, ale także i dla promieni materialnych. Metody, które opiszemy następnie, wolne są od tych zarzutów i ograniczeń.

Do najstarszych i doświadczalnie najłatwiej stosowalnych sposobów oznaczania rzędu oraz rodzaju promieniowania multipolowego należą dwie metody oparte na zjawisku konwersji elektronów. Zjawisko to polega na tym, że pomiędzy ruchem nukleonów (przede wszystkim protonów) w jądrze a elektronów w powłoce elektronowej atomu istnieje sprzężenie spowodowane polem elektromagnetycznym poprzecznym i podłużnym, tzn. poprzez fotony i pole Coulombowskie. Sprzężenie to powoduje, że energia odpowiadająca przejściu kwantowemu w jądrze oddana zostaje elektronowi, który w ten sposób wyrzucony bywa z powłoki elektronowej. Jeżeli, jak to niekiedy się słyszy, zjawisko to nazywa się wewnętrznym zjawiskiem fotoelektrycznym, to nazwa ta sugeruje, że jądro emituje foton, który następnie przekazuje swoją energię elektronowi. Takie zjawisko zajdzie z pewnością wówczas, gdy elektron przebywa w strefie falowej promieniującego jądra. Gdy natomiast elektron znajduje się w bezpośrednim sąsiedztwie jądra, mechanizm wyrzucania elektronu należy raczej porównywać z mechanizmem zjawiska Augera, gdzie elektron pobudzony oddaje bezpośrednio, bez pośrednictwa promieniowania, swoją energię pewnemu elektronowi z powłoki tego samego atomu.

Jest rzeczą jasną, że oba te mechanizmy wytwarzania elektronów konwersji czynne są równocześnie.

Ważny jest też fakt, że współczynniki konwersji możemy zasadniczo obliczać zupełnie ściśle, ponieważ do tego celu nie potrzebujemy żadnych założeń odnoszących się do budowy jądra lub do sił jądrowych, jak to miało miejsce w przypadku obliczania czasu życia izomerów.

Wartości liczbowe współczynników  $\alpha$  zależą od rzędu promieniowania multipolowego oraz od tego, czy promieniowanie to jest elektryczne, magnetyczne, czy też mieszane. Prawdopodobieństwo wyrzucenia elektronu proporcjonalne jest bowiem do wyrażenia

$$\left| \frac{1}{\hbar} \int (\rho \varphi + \vec{j} \cdot \vec{A}) d\tau \right|^2, \quad (4)$$

gdzie  $\rho$  i  $\vec{j}$  są gęstościami ładunku i prądu w powłoce elektronowej przy przejściu kwantowym odpowiadającym wyrzuceniu elektronów konwersji,  $\varphi$  i  $\vec{A}$  są natomiast potencjałami skalarnym i wektorowym promieniowania jądra. Ponieważ  $\varphi$  i  $\vec{A}$  dążą do nieskończoności przy zbliżaniu się do źródła multipolowego, więc główny przyczynek do wyrażenia (4) dają punkty przestrzenne leżące w bezpośrednim sąsiedztwie jądra. Fakt ten oznacza właśnie, że przy zjawisku konwersji decydującą rolę odgrywa bezpośrednio współdziaływanie pomiędzy nukleonami jądra a elektronami powłoki elektronowej. Powoduje on, że prawdopodobieństwa (4) rosną wraz z rzędem promieniowania multipolowego, ponieważ wraz z nim rosną też rzędy nieskończoności przy zbliżaniu się do źródła. Ponadto z faktu tego wynika, że wyrażenie (4) ma wartości tym większe, im większa jest gęstość ładunków i prądów w pobliżu jądra. Z tego względu przejścia ze stanów elektronowych  $s$  będą bardziej prawdopodobne niż ze stanów  $p$  lub  $d$ .

Ścisła zależność współczynnika  $\alpha$  od gęstości ładunku i prądu powłoki elektronowej w pobliżu jądra sprawia, że do dokładnego obliczenia  $\alpha$  nie wystarczają wodorowe funkcje własne i zmuszeni jesteśmy używać funkcji własnych obliczonych wg metody Hartree'ego. Uczynili to M. E. Rose (1949) i jego współpracownicy dla  $\alpha_K$ , posługując się do tego celu laboratorium obliczeniowym Uniwersytetu Harvard.

Fakt, że czas życia izomerycznego stanu kwantowego zależy od sumy prawdopodobieństw przejść tak dla promieniowania gamma, jak i dla konwersji, sprawdzić można doświadczalnie — jak mi się wydaje — w sposób zupełnie podobny, jak to zaproponował Segrè (1947) w przypadku wychwytu  $K$ . Załóżmy, że atomy jednego i tego samego pierwiastka, którego jądro znajduje się w pewnym izomerycznym stanie kwantowym, występują w dwu związkach chemicznych w różnych stanach jonizacji. Jeżeli te stany jonizacji różnią się o elektrony w stanie  $s$ ,

to fakt ten musi wpłynąć na wartość liczbową prawdopodobieństwa przejścia dla konwersji. W ten sposób będzie można przypuszczalnie zmienić stałą rozpadu promieniotwórczego przez wpływy zewnętrzne, podobnie jak to uczynili Segrè i Wiegand (1949) w wypadku wychwyty  $K$  dla  $Be^7$ . Trudność polega na znalezieniu odpowiedniego izotopu, który posiadać musi określone własności fizyczne i chemiczne. Najlepiej nadawałyby się do tego celu początkowe pierwiastki układu periodycznego, w których można by dodać lub usunąć elektron  $s$  z powłoki  $K$ ,  $L$  lub  $M$ . Wśród jąder tych pierwiastków początkowych nie są jednak dotychczas znane izomeryczne stany kwantowe. Dodanie lub usunięcie pewnego elektronu  $s$  musi, oczywiście, powodować zmianę współczynnika konwersji dla odpowiedniej warstwy elektronowej. Ze zmiany tej można by oczywiście obliczyć oczekiwaną zmianę czasu życia danego izomerycznego stanu kwantowego jądra.

Za pomocą współczynników konwersji  $\alpha$  możemy oznaczyć charakter promieniowania multipolowego dwoma sposobami. Po pierwsze, wartość liczbowa współczynnika  $\alpha_K$  określa dość dobrze rząd promieniowania multipolowego, jeżeli energia fotonów nie przekracza 300 keV. Jak jednak wspomnieliśmy, oznaczanie doświadczalne współczynników  $\alpha$  nie jest łatwe.

Z punktu widzenia fizyki doświadczalnej o wiele wygodniej jest stwierdzać charakter promieniowania multipolowego jąder na podstawie stosunku współczynników konwersji  $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ . Oprócz tego stosunek ten różny jest dla elektrycznego i dla magnetycznego promieniowania multipolowego i bardzo czuły na rząd promieniowania.

Obu tych metod oraz czasu życia izomerów użył Helmholtz w r. 1941 do oznaczania charakteru multipolowego promieniowania gamma. Na 14 przypadków badanych doświadczalnie w 8 przypadkach wszystkie trzy metody dały wyniki zgodne.

Obie metody oparte na współczynnikach konwersji są obecnie najwygodniejszymi i najczęściej używanymi metodami doświadczalnymi do wyznaczania rodzaju i rzędu multipolowego promieniowania gamma. Użyte zostały one dotychczas w wielkiej ilości wypadków. W ten sposób stwierdzono istnienie elektrycznego promieniowania multipolowego aż do rzędu  $2^6$ , a magnetycznego aż do rzędu  $2^5$ , zgodnie z wynikami opartymi na czasie życia izomerów jądrowych.

Wszystkie trzy metody, które obecnie podaliśmy, stanowią pierwszą grupę metod do ustalania rodzaju i rzędu promieniowania multipolowego gamma. Do drugiej grupy należą metody opierające się na korelacji kierunkowej emisji fotonów lub elektronów.



Za pomocą metod pierwszej grupy możemy oznaczać charakter promieniowania multipolowego pojedynczych przejść kwantowych jądra. Metody grupy drugiej natomiast stosowalne są tylko w przypadkach, gdy dwa fotony promieniowania gamma zostają emitowane kaskadowo, jeden prawie bezpośrednio po drugim. Metody te są wprawdzie doświadczalnie nieco trudniejsze, ale dają za to wyniki bardzo pewne. Wzory na korelację kątową zależne są bowiem nie tylko od rzędu obu promieniowań multipolowych, ale też od spinów wszystkich trzech w grę wchodzących stanów kwantowych. Określają więc one również — jak to już wspomnieliśmy — i spiny jąder w odnośnych stanach kwantowych.

Pierwszą metodę z tej grupy podał D. R. Hamilton w r. 1940 (por. też Lloyd (1950)). Używa ona korelacji kierunków promieni gamma. Aby zrozumieć myśl przewodnią teorii zjawiska, na której się ta metoda opiera, pomyślmy sobie, że w stanie początkowym jądro znajduje się na poziomie magnetycznym  $m_A$  stanu kwantowego  $A$ . Niech jądro wysyłając pewne promieniowanie multipolowe gamma przechodzi najpierw do poziomu magnetycznego <sup>1)</sup>  $m_B$  stanu kwantowego  $B$ . Z tego stanu kwantowego niech ostatecznie przechodzi jądro — emitując znowu pewne promieniowanie gamma — do poziomu magnetycznego  $m_C$  stanu kwantowego  $C$ . Stany kwantowe  $B$  i  $C$  oraz liczby kwantowe  $m_B$  i  $m_C$  nie są wówczas dowolne, bo ich wybór ograniczony jest odnośnymi regułami wyboru. Dla danego przejścia  $A, m_A \rightarrow B, m_B$  teoria kwantów określa prawdopodobieństwa emisji pierwszego fotonu w różnych kierunkach. Tak samo określa ona przy następnym przejściu  $B, m_B \rightarrow C, m_C$  prawdopodobieństwa emisji drugiego fotonu w różnych kierunkach. Jest rzeczą oczywistą, że przy tych dwu indywidualnych przejściach istnieje między kierunkami emisji obu fotonów pewna korelacja. Ale z pewnego stanu początkowego  $A, m_A$  jądro w ogólności przejść może do różnych stanów magnetycznych  $m_B$  stanu  $B$ , a stąd do różnych stanów magnetycznych  $m$  stanu  $C$ . Oprócz tego pierwszy foton może być emitowany z dowolnego poziomu magnetycznego stanu kwantowego  $A$ .

Aby dojść do wyniku końcowego, musimy więc tu obliczać różne wartości średnie. Mimo to korelacja kierunkowa pozostaje. Jeżeli oznaczymy przez  $\vartheta$  kąt pomiędzy kierunkami emisji obu fotonów, to teoria podaje dla korelacji kierunkowej wielomian postaci

<sup>1)</sup> Z punktu widzenia teoretycznego należy jeszcze nadmienić, że w naszych rozważaniach nie możemy właściwie mówić o tym, że jądro znajduje się w określonym stanie magnetycznym stanu  $B$ . Jeżeli bowiem pierwszy foton emitowany zostanie w określonym kierunku, to jądro przechodzi wówczas w stan  $B$ , który składa się z superpozycji jego magnetycznych stanów własnych.

$$W(\vartheta) = 1 + a_1 \cos^2 \vartheta + a_2 \cos^4 \vartheta + \dots + a_l \cos^{2l} \vartheta. \quad (5)$$

Współczynniki  $a_n$  ustalone są tu całkowicie w zależności od spinów wszystkich trzech w grę wchodzących stanów  $A$ ,  $B$  i  $C$  oraz od rzędów, ale nie rodzajów, obu promieniowań multipolowych. Jeżeli w kaskadzie fotonowej promieniowanie multipolowe niższego rzędu ma rząd  $2^l$ , to  $W(\vartheta)$  jest w ogólności wielomianem  $l$ -tego stopnia w  $\cos^2 \vartheta$ . Doświadczalnie mierzyć można współczynniki  $a_n$  dość dokładnie, wykonując pomiary dla dostatecznie wielu kątów  $\vartheta$ .

Fakt, że współczynniki  $a_n$  nie zależą od rodzaju obu promieniowań multipolowych, powoduje, że za pomocą doświadczeń opartych na wzorze (5) nie możemy odróżnić elektrycznych promieniowań multipolowych od magnetycznych. Pochodzi to stąd, że pole elektromagnetyczne elektrycznego multipola pewnego rzędu przechodzi w pole magnetycznego multipola tego samego rzędu, jeśli w jego polu promieniowania zastąpimy wektor pola elektrycznego  $\vec{E}$  przez wektor pola magnetycznego  $\vec{H}$ , a  $\vec{H}$  przez  $-\vec{E}$ . Z tego powodu różnią się oba promieniowania multipolowe polaryzacją, ale nie natężeniami względnymi, które decydują o korelacjach kierunkowych podanych wzorem (5).

Jak jednak pokazali Hamilton (1947, 1948) i Falkoff (1948), odróżnienie elektrycznego promieniowania od magnetycznego staje się możliwe, jeśli przynajmniej jeden z obu używanych liczników rejestruje fotony tylko o pewnej polaryzacji.

Gdy oba promieniowania multipolowe występują równocześnie, interferencja ich wchodzi w grę i zmienia — wg Linga i Falkoffa (1948, 1949) oraz Zinnesa (1950) — korelacje kierunkowe w sposób decydujący.

Musimy jeszcze wspomnieć o tym, że korelacje pomiędzy kierunkami postępowania dwu fotonów mogą tylko wówczas występować, jeśli jądro przebywając w pośrednim stanie kwantowym  $B$  nie ulegnie zaburzeniu, przede wszystkim — nie zmieni swojej orientacji w przestrzeni pod wpływem pola magnetycznego elektronów powłoki elektronowej. Jak długi ze względu na to zaburzenie może być czas życia stanu kwantowego  $B$ , starał się ustalić teoretycznie Goertzel (1946).

Pierwsze potwierdzenie przewidywań teoretycznych dały prace Brady i Deutscha (1947, 1948, 1950). Od tego czasu jednak też i inni autorzy, jak np. Beyster i Wiedenbeck (1950 a, b), Charpak i Suzor (1950), Steffen (1950), Williams i Wiedenbeck (1950), posługiwali się tą metodą do oznaczania charakteru multipolowego promieniowania gamma. Do odnośnych pomiarów używa się obecnie zwykle liczników scyntylicyjnych Kallmanna.

Deutsch i Metzger (1948) oraz Metzger i Deutsch (1949, 1950) zdołali też zastosować liczniki scyntylicyjne czułe na fotony spolaryzowane, za pomocą których odróżnić można multipolowe promieniowanie elektryczne od magnetycznego. Tylko w przypadku promieniowania jądra  $^{106}\text{Pd}$  Deutsch i jego współpracownicy nie otrzymali wyników jednoznacznych nawet przy użyciu liczników czułych na polaryzację. W tym wypadku mamy prawdopodobnie do czynienia z trzema różnymi fotonami.

Jeżeli jeden z używanych liczników opóźniony jest wobec drugiego i zmieniamy czas opóźnienia, to możemy w ten sposób zmierzyć czas życia poziomu pośredniego  $B$  i stwierdzić, przez jak długi czas zachowuje on w pamięci emisję pierwszego fotonu. W przypadku  $\text{Pb}^{204}$  stwierdzili Sunyar i jego współpracownicy (1950 b), że pamięć trwa  $3 \cdot 10^{-7}$  sek (por. też Lundby (1949)).

Pozostaje nam jeszcze do omówienia grupa efektów korelacji zależnych od charakteru multipolowego promieniowania gamma i związanych z elektronami konwersji. Zamiast dwu kolejnych kwantów gamma występować mogą 2 kolejne elektrony konwersji albo też elektron konwersji wyprzedzający promieniowanie gamma lub występujący po nim. Znaczenie tej grupy efektów korelacji rośnie wraz z rosnącym prawdopodobieństwem emisji elektronów konwersji, tzn. z rosnącym rzędem promieniowania multipolowego. Wraz z nim rośnie jednak też czas życia stanu początkowego, który — jak wiemy — nie może być zanadto długi dla stanu pośredniego  $B$ , bo inaczej zaburzenia wywołane przez pola magnetyczne elektronów mogą zniszczyć efekty korelacji kierunkowej. Teoria tego zjawiska podana została przez Beresteckiego (1948) i Fierza (1949). Niezależnie od tych autorów zwróciłem uwagę na to zjawisko w moim sprawozdaniu o promieniowaniu multipolowym, które ukazało się w roku ubiegłym w „Journal de Physique“ i w „Reports on Progress in Physics“. Doświadczalnie potwierdzili istnienie korelacji dla dwu elektronów konwersji Rusinow i Chnikin (1949), Ward i Walker (1949) oraz Gardner (1949), a dla fotonu i elektronu konwersji Frauenfelder, Walter i Zuenti (1950).

Poza tym istnieje cały szereg innych rodzajów korelacji kierunkowych, za pomocą których można by stwierdzić charakter multipolowy promieniowania gamma. Są to wszystkie przypadki, gdzie obserwujemy samorzutne promieniowanie gamma lub elektrony konwersji występujące po bombardowaniu jądra albo też po lub przed emisją jakiegokolwiek cząstki materialnej z jądra.

Jaką postać ogólną mają związki korelacji w różnych przypadkach, można wg Yanga (1948) stwierdzić za pomocą teorii grup. Teoria grup nie podaje jednak w ogólności wartości liczbowych współczynników występujących w tych związkach, koniecznych do ustalenia rzędu multipoli.

Te luki wypełnia bardzo szczegółowa praca Falkoffa i Uhlenbecka (1950 a), która umożliwia obliczenie tych współczynników, jeśli tylko znamy hamiltonian oddziaływania pomiędzy jądrem a odnośnym promieniowaniem materialnym. W szczególności autorzy ci opracowali w pracy następnej (Falkoff-Uhlenbeck 1950 b) szczegółowo przypadek korelacji kierunkowej pomiędzy promieniowaniem beta i gamma (na który zwrócił uwagę już w r. 1941 Hamilton — por. też Fuchs i Lennox (1950)), który jest ważny z tego względu, że z odnośnych doświadczeń możemy stwierdzić stopień wzbronienia promieniowania beta oraz rozstrzygnąć, które z oddziaływań elektronowo-neutrinowych, możliwych wg teorii Fermiego, wchodzi w grę. Spomiędzy tych wszystkich przypadków została zbadana doświadczalnie najlepiej korelacja promieni beta i gamma, i to przez Grace'a, Allena i Halbana (1949), Beystera i Wiedenbecka (1950 a, c), Frankela (1950), Garwina (1949), Noveya (1950), Ridgewaya (1950) oraz Stevensona i Deutscha (1950). Oprócz tego zbadane zostały korelacje promieni alfa i gamma przez Kulczyckiego, Łatyszewa i Buligińskiego (1949), Felda (1949), Arnolda (1950) oraz Rosego i Wilsona (1950).

#### Literatura

- Obecny spis nie zawiera literatury, która podana została w moich poprzednich referatach o promieniowaniu multipolowym, ogłoszonych w „Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften“ (11, 176, 1932 wspólnie z J. Błatonem) oraz w „Reports on Progress in Physics“ (12, 233, 1949) i w „Le Journal de Physique“ (10, 33D, 1949).
- Arnold W. R., 1950, Phys. Rev. **79**, 170.
- Axel P. i S. Dancoff, 1949, Phys. Rev. **76**, 892.
- Берестецкий В. Б., 1948, Журн. эксп. теорет. физ. СССР, **18**, 1070.
- Berthelot A., 1944, Annales de Phys. **19**, 117 i 219.
- Bethe H. A., 1937, Rev. of Mod. Phys. **9**, 220.
- Beyster J. R. i M. L. Wiedenbeck, 1950a, Phys. Rev. **79**, 169; 1950b, tamże **79**, 411; 1950c, tamże **79**, 728.
- Bowe J. C., M. Goldhaber, R. D. Hill, W. E. Meyerhof i O. Sala, 1948, Phys. Rev. **73**, 1219.
- Brady E. L. i M. Deutsch, 1950, Phys. Rev. **78**, 558.
- Charpak G. i F. Suzor, 1950, Journ. d. Phys. **11**, 633.
- Drell S. D., 1949, Phys. Rev. **75**, 132.
- Falkoff D. L. i G. E. Uhlenbeck, 1950a, Phys. Rev. **79**, 323; 1950b, tamże **79**, 334.
- Feld B. T., 1949, Phys. Rev. **75**, 1618.
- Fierz M., 1943, Helv. Phys. Acta **16**, 365; 1949, tamże, **22**, 489.
- Fowler R. H., 1930, Proc. Roy. Soc. London (A) **129**, 1.
- Frankel S., 1950, Phys. Rev. **77**, 747.
- Frauenfelder H., M. Walter i W. Zuenti, 1950, Phys. Rev. **77**, 557.
- Fuchs M. i E. S. Lennox, 1950, Phys. Rev. **79**, 221.
- Gardner J. W., 1949, Proc. Phys. Soc. London (A) **62**, 763.
- Garwin R. L., 1949, Phys. Rev. **76**, 1876.

- Grace M. A., R. A. Allen i H. Halban, 1949, *Nature* **164**, 538.  
 Griffith B. S. i J. P. Stanley, 1949, *Phys. Rev.* **75**, 534.  
 Hulme H. R., 1932, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **138**, 643.  
 Hulme H. R., N. F. Mott i F. Oppenheimer, 1936, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **155**, 315.  
 Кульчицкий Л. А., Г. Д. Латышев и Д. Г. Буликинский, 1949, *Изв. Акад. Наук СССР, Сер. физ.* **13**, 331.  
 Ling D. S. i D. L. Falkoff, 1949, *Phys. Rev.* **76**, 1639.  
 Lloyd S. P., 1950, *Phys. Rev.* **80**, 118.  
 Lowen I. S. i N. Tralli, 1949, *Phys. Rev.* **75**, 529.  
 Lundby A., 1949, *Phys. Rev.* **76**, 993.  
 Metzger F. i M. Deutsch, 1949, *Phys. Rev.* **76**, 187; 1950, tamże **78**, 551.  
 Novey T. B., 1950, *Phys. Rev.* **78**, 66.  
 Ridgeway S. L., 1950, *Phys. Rev.* **78**, 821.  
 Rose B. i A. R. W. Wilson, 1950, *Phys. Rev.* **78**, 68.  
 Rose M. E., G. H. Goertzel, B. I. Spinrad, J. Haar i P. Strong, 1949, *Phys. Rev.* **76**, 1883.  
 Русинов Л. И. и Е. И. Хникин, 1949, *Докл. Акад. Наук СССР* **68**, 1029.  
 Schafroth R., 1948, *Helv. Phys. Acta* **21**, 499.  
 Segrè E., 1947, *Phys. Rev.* **71**, 274.  
 Segrè E. i A. C. Helmholz, 1949, *Rev. of Mod. Phys.* **21**, 271.  
 Segrè E. i C. E. Wiegand, 1949, *Phys. Rev.* **75**, 39.  
 Steffen R. M., 1950, *Phys. Rev.* **80**, 115.  
 Stevenson D. T. i M. Deutsch, 1950, *Phys. Rev.* **78**, 640.  
 Sunyar A. W., D. E. Alburger, G. Friedlander, M. Goldhaber i G. Scharff-Goldhaber, 1950a, *Phys. Rev.* **78**, 326; 1950b, tamże **79**, 181.  
 Taylor H. M. i N. F. Mott, 1932, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **138**, 665; 1933, tamże **142**, 215.  
 Weizsaecker C. F., 1936, *Naturwiss.* **24**, 813.  
 Williams A. H. i M. L. Wiedenbeck, 1950, *Phys. Rev.* **78**, 822.  
 Zinnes I., 1950, *Phys. Rev.* **80**, 386.

### Dodatek o powstawaniu promieniowania multipolowego

Założmy, że obserwujemy w danym punkcie przestrzeni  $P$  promieniowanie elektromagnetyczne atomu przy pewnym przejściu kwantowym. Według kwantowej teorii promieniowania jest ono spowodowane przez pewne drgania harmoniczne chmury elektronowej danego atomu. Pole elektromagnetyczne w punkcie  $P$  powstaje więc przez promieniowanie elementarnych dipoli elektrycznych, znajdujących się w poszczególnych punktach  $Q$  chmury elektronowej atomu. Otrzymujemy je zatem przez superpozycję pól elektromagnetycznych emitowanych przez poszczególne punkty  $Q$ , tak że równe jest sumie wektorowej tych pól.

Ponieważ odległości tych punktów  $Q$  od punktu obserwacji  $P$  są różne, różnią się w punkcie  $P$  też fazy fal świetlnych pochodzących od różnych punktów  $Q$ . Różnicy odległości  $d$  odpowiada przy tym wyrażona

w radianach różnica faz  $\frac{2\pi d}{\lambda}$ , gdzie  $\lambda$  jest długością fali światła wypromieniowanego. Gdy  $q$  jest promieniem świecącej chmury elektro-  
nowej, to powyższa różnica faz jest średnio dla wszystkich punktów  $Q$   
rzędu wielkości  $\frac{2\pi q}{\lambda}$ , a więc w widmie optycznym ( $q \sim 10^{-8}$  cm,  $\lambda \sim$   
 $6 \cdot 10^{-5}$  cm) rzędu  $10^{-3}$ .

W ogólności tak drobna różnica faz nie ma prawie wpływu na natę-  
żenie promieniowania danego atomu. Aby otrzymać pole wypadkowe  
w punkcie  $P$ , wystarczy więc przyjąć, że odległości pomiędzy poszczegól-  
nymi punktami  $Q$  a punktem  $P$  są jednakowe. Pod tym założeniem pro-  
mieniowanie elektromagnetyczne atomu w różnych punktach obserwacji  
 $P$  jest identyczne z promieniowaniem dipola elektrycznego, którego mo-  
ment  $\vec{M}$  równy jest sumie momentów dipolowych znajdujących się w po-  
szczególnych punktach atomu  $Q$ . Takie promieniowanie elektromagne-  
tyczne nazywamy przeto elektrycznym promieniowaniem dipolowym.  
W ten sposób promieniują światło zwykle wszystkie fizyczne źródła  
światła.

Jeśli  $\vec{M}$  znika dla pewnego przejścia kwantowego, nazywamy przej-  
ście to wzbronionym. Nie znaczy to jednak, że przy danym przejściu  
atom nie wysyła w ogóle żadnego promieniowania. Mimo że znika suma  
wektorowa  $\vec{M}$  wszystkich elementarnych momentów dipolowych, ich  
przyczynki w punkcie obserwacji  $P$  nie znoszą się w ogólności zupełnie,  
ponieważ dochodzą tam z różnymi fazami. Natężenie promieniowania  
powstającego w ten sposób jest, oczywiście, o wiele słabsze niż elektrycz-  
nego promieniowania dipolowego, różni się bowiem od niego o współ-  
czynnik rzędu wielkości  $\left(\frac{2\pi q}{\lambda}\right)^2$ .

Promieniowanie to jest właściwie mieszaniną dwu rodzajów promie-  
niowań: magnetycznego dipolowego i elektrycznego kwadrupolowego.  
Pierwsze z nich odpowiada — jak wskazuje jego nazwa — promienio-  
waniu dipola magnetycznego, a drugie kwadrupola elektrycznego, tzn.  
dwu równoległych dipoli elektrycznych znajdujących się bardzo blisko  
siebie i drgających w fazach przeciwnych.

Gdy te promieniowania znikają, wówczas występuje w ogólności ele-  
ktryczne promieniowanie oktopolowe oraz magnetyczne kwadrupolowe  
o natężeniu rzędu wielkości  $\left(\frac{2\pi q}{\lambda}\right)^4$ -krotnego dipolowego promieniowania  
elektrycznego.

Wszystkie te promieniowania nazywamy elektrycznymi lub magnetycznymi promieniowaniami multipolowymi. Mówimy przy tym, że promieniowania dipolowe, kwadrupolowe, oktupolowe itd. są odpowiednio rzędu  $2^1$ ,  $2^2$ ,  $2^3$ , ...

Poszczególne promieniowania multipolowe różnią się pomiędzy sobą zależnością kierunkową natężeń, ujawniającą się w widmie optycznym w zjawisku Zeemana.

Mamy do czynienia z promieniowaniem mieszanym, jeżeli występuje równocześnie elektryczne promieniowanie multipolowe rzędu  $2^n$  i spójne z nim magnetyczne rzędu  $2^{n-1}$ .

Dalsze własności promieniowania multipolowego są podane w referacie.

## Spektroskopia mikrofalowa

### 1. Znaczenie spektroskopii mikrofalowej

Spektroskopia mikrofalowa obejmuje tę dziedzinę długości fal elektromagnetycznych, której granice, wyrażone w długości fali ( $\lambda$ ) albo w liczbie falowej ( $\frac{1}{\lambda}$ ), albo wreszcie w częstotliwości ( $\nu$ ), są mniej więcej następujące:

$$\begin{aligned}\lambda &= 20 \text{ cm} && \text{—} && 0,3 \text{ cm}, \\ \frac{1}{\lambda} &= 0,05 \text{ cm}^{-1} && \text{—} && 3,3 \text{ cm}^{-1}, \\ \nu &= 1\,500 \text{ Mc/sec} && \text{—} && 100\,000 \text{ Mc/sec}.\end{aligned}$$

Fale elektromagnetyczne tej dziedziny widma nazywamy mikrofalami. Mikrofałe przechodząc przez materię ulegają, podobnie jak fale świetlne, dyspersji i absorpcji. Badanie widm absorpcyjnych jest głównym zadaniem spektroskopii mikrofalowej.

Istnieją zasadnicze różnice między metodami stosowanymi w spektroskopii optycznej i w spektroskopii mikrofalowej. W spektroskopii optycznej, jak również podczerwonej, stosuje się źródła promieniowania dające wiązki niemonochromatyczne, a poza tym niespójne. Dlatego w spektroskopach należy stosować układy dyspersyjne, jak np. pryzmaty i siatki dyfrakcyjne, rozszczepiające wiązkę promieniowania na widmo. W spektroskopach mikrofalowych urządzeń tych nie ma, gdyż źródło drgań jest monochromatyczne. Przeciwnie, dla otrzymania wycinka widma potrzeba dodatkowych urządzeń, które zmieniają, czyli modulują częstotliwości wiązki mikrofal. Ponieważ źródła promieniowania mikrofalowego (np. dipol pobudzany klistronem) są spójne, przeto dużą uwagę należy zwrócić na unikanie zakłócających interferencji, które z łatwością powstają.

Dokładność pomiaru częstotliwości  $\nu$  jest bardzo duża; błąd względny  $\frac{\Delta\nu}{\nu}$  jest na ogół rzędu wielkości  $10^{-6}$ . Na przykład dla  $\nu = 25\,000 \text{ Mc/sec}$



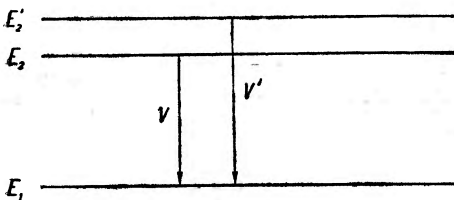
można osiągnąć dokładność  $\Delta\nu = 25$  kc/sec. Ponieważ ze związku  $\lambda = \frac{c}{\nu}$  wynika  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta\nu}{\nu}$ , przeto tego samego rzędu wielkości jest błąd względny dla długości fali:  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cong 10^{-6}$ . Jest to precyzja porównywalna ze słynną z doskonałości precyzją optyczną.

Badając emisję czy absorpcję promieniowania mamy do czynienia z przejściami między dwoma stanami energetycznymi  $E_1$  i  $E_2$  atomu ewentualnie cząsteczki. Wypromieniowany w akcie emisji kwant promieniowania posiada energię

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

gdzie  $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$  erg. sec jest stałą Plancka, a  $E_2 > E_1$ . W dziedzinie widzialnej energia kwantu jest rzędu wielkości kilku elektronowoltów; tyleż wynosi różnica poziomów energetycznych, odpowiadająca emisji takiego kwantu. Na przykład dla  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$   $E_2 - E_1 \cong 2,5$  eV. W dziedzinie mikrofalowej energia kwantów promieniowania jest ok. 100 000 razy mniejsza i również tyle razy jest mniejsza odległość poziomów energetycznych odpowiadająca emisji kwantu mikrofalowego. Na przykład dla  $\lambda = 5$  cm  $E_2 - E_1 = 2,5 \cdot 10^{-5}$  eV. Dzięki tej właściwości badanie subtelnej struktury poziomów energetycznych albo ich rozszczepienia w polu elektrycznym jest znacznie dokładniejsze aniżeli w bardziej krótkofalowej dziedzinie widma, np. w optycznej. Weźmy dla przykładu rozszczepienie wyższego poziomu na dwa:  $E_2$  i  $E'_2$  (rys. 1). Różnica energii obu tych poziomów

$$\Delta E = E'_2 - E_2 = h(\nu' - \nu) = h \cdot \Delta\nu = h\nu \cdot \frac{\Delta\nu}{\nu} = h\nu \cdot \left(-\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right).$$



Rys. 1

Rozszczepienie poziomu energetycznego

Jeśli pod  $\Delta\lambda$  rozumiemy będziemy bardzo małą, jeszcze wykrywalną różnicę długości fal, to zarówno w dziedzinie optycznej, jak i mikrofalowej  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  jest tego samego rzędu wielkości. Z powyższego wzoru wynika zatem, że jeszcze wykrywalna różnica energii poziomów  $\Delta E$  jest proporcjonalna do wielkości kwantu  $h\nu$ . Z tego

względu w dziedzinie mikrofalowej  $\Delta E$  może być ok.  $10^5$  razy mniejsze aniżeli w dziedzinie optycznej. Dlatego spektroskopia mikrofalowa pozwala z dokładnością znacznie większą niż spektroskopia optyczna badać

subtelną strukturę poziomów energetycznych w atomie i cząsteczce, a więc efekty spinowe, izotopowe, kwadrupolowe, zjawiska Zeemana i Starka itd.; dzięki temu uzyskujemy ważne informacje dotyczące budowy atomu i cząsteczki.

## 2. Z techniki mikrofal

Spektroskopia mikrofalowa posługuje się tylko niekiedy, w analogii do spektroskopii optycznej i podczerwonej, falami swobodnymi. Na ogół spektroskopy mikrofalowe opracowywane są na zasadzie „fal prowadzonych“ za pomocą „falowodów“. W tym zakresie częstości falowodami nie mogą być zwykłe przewody, np. druty Lechera, znane z dziedziny fal metrowych. Najważniejszym powodem tego jest istnienie tzw. „oporu promieniowania“, który rośnie z kwadratem częstości prądu i dla wielkich częstości wywołuje zbyt wielkie straty energii przez wypromieniowanie. Weźmy dla przykładu oscylator harmoniczny w postaci pręta o długości  $l$ , w którym płynie prąd o częstości kołowej  $\omega$  i o natężeniu skutecznym  $i_s$ . Z elektrodynamiki klasycznej wiadomo, że w ciągu czasu  $t$  zostanie wypromieniowana energia

$$E = \frac{2\omega^2 l}{3c^2} i_s^2 t.$$

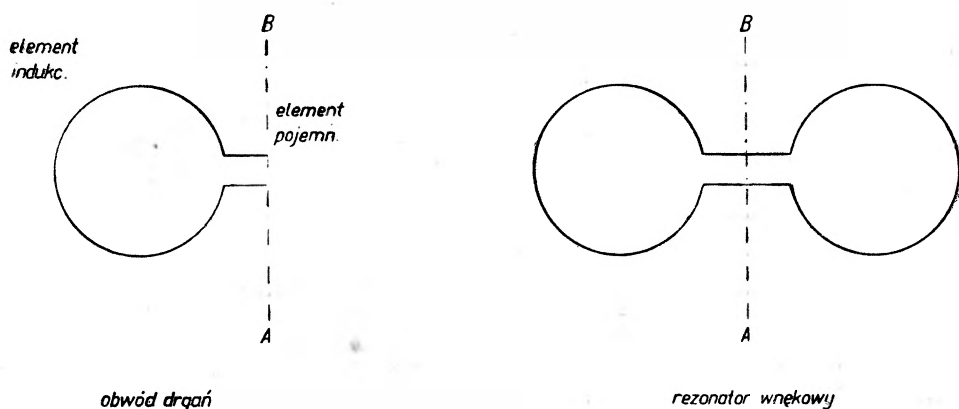
Ponieważ w tym czasie energia wydzielona w postaci ciepła wynosi  $r i_s^2 t$ , przeto w sumie oscylator traci tyle energii, jak gdyby posiadał opór  $R = r + \frac{2\omega^2 l}{3c^2}$ , złożony z dwóch składników: oporu omowego  $r$  i oporu promieniowania  $\frac{2\omega^2 l}{3c^2}$ .

Ale nie tylko opór promieniowania zależy od częstości; zależy od niej również i opór omowy, bowiem prądy szybkoprzemienne płyną nie w całej masie przewodnika, lecz tylko w jego warstwie powierzchniowej, której grubość maleje, gdy częstość rośnie. Oba te powody sprawiają, że dla coraz większych częstości energia tracona przez oscylator jest coraz większa, drgania są silniej tłumione, zatem „dobroć“ oscylatora maleje. Miarą dobroci obwodu drgającego jest tzw. współczynnik „ $Q$ “, zwany również współczynnikiem przepięcia, który określa się w następujący sposób:

$$Q = 2\pi \frac{\text{energia zmagazynowana w polu magnetycznym}}{\text{energia tracona w ciągu jednego okresu}}$$

$$= 2\pi \frac{\frac{1}{2} L i_s^2}{\frac{1}{2} R i_s^2 T} = \frac{\omega L}{R}$$

Zmniejszenie całkowitego oporu  $R$ , a więc oporu omowego i oporu promieniowania, prowadzi do powiększenia  $Q$ . Stanowi to wskazówkę, w jaki sposób należy zmodyfikować obwód drgający czy linię przesyłową, aby ich dobroć  $Q$  była możliwie największa dla jak największych częstotliwości. Oto należy zrezygnować z otwartych oscylatorów, rezonatorów i linii przesyłowych, aby ich energia nie uchodziła na zewnątrz w postaci promieniowania. Weźmy np. obwód drgający (rys. 2) składający się



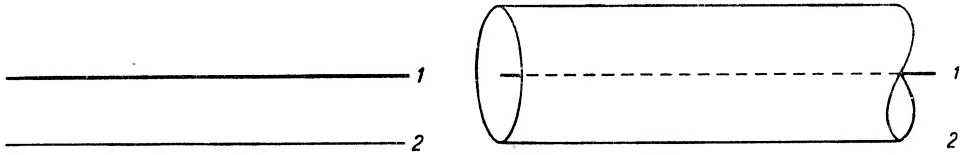
Rys. 2

Obwód drgający modyfikuje się przez obrót dookoła osi  $AB$  w rezonator wnękowy

z elementu indukcyjnego w postaci pętli drucianej i z elementu pojemnościowego w postaci kondensatora złożonego z dwóch płytek. Jeśli wyobrażymy sobie, że obwód ten przez obrót dookoła osi  $AB$  zamienia się w powłokę metalową mającą postać zamkniętej komory, to komora ta, zawierająca zarówno element indukcyjny, jak i pojemnościowy, stanowi również obwód drgający, z którego jednak pole elektromagnetyczne nie wychodzi na zewnątrz. Komory tego rodzaju noszą nazwę „komór rezonansowych“ albo „rezonatorów wnękowych“; odznaczają się one wysoką wartością  $Q$ , gdyż zarówno opór omowy, jak i opór promieniowania są małe.

W podobny sposób modyfikuje się linię przesyłową w postaci dwóch drutów równoległych (rys. 3). Jeśli drut 2 zamieni się w walcową powłokę metalową, otaczającą współśrodkowo drut 1, to przez to opór całkowity

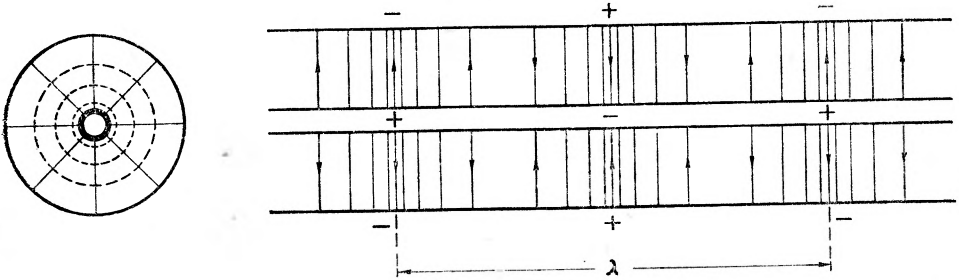
linii znakomicie się zmniejszy. Taka postać linii nazywa się „linią współosiową“.



Rys. 3

Przekształcenie linii dwuprzewodowej w linię współosiową

Wewnątrz linii współosiowej linie sił pola elektrycznego ( $E$ ) i magnetycznego ( $H$ ) przebiegają podobnie jak między drutami L e c h e r a, lecz z symetrią osiową dookoła przewodu środkowego. Linie pola  $E$  są promieniami, linie zaś pola  $H$  — współśrodkowymi kołami (rys. 4).

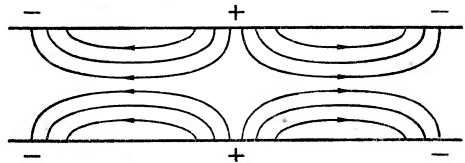


Rys. 4

Linie sił pola elektrycznego (ciągłe) i magnetycznego (przerywane) wewnątrz linii współosiowej

Wewnątrz linii współosiowej fala elektromagnetyczna posuwa się oczywiście w kierunku linii z szybkością  $c$ ; wektory  $\vec{E}$  i  $\vec{H}$  są tedy prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali; fala wewnątrz linii współosiowej jest poprzeczna.

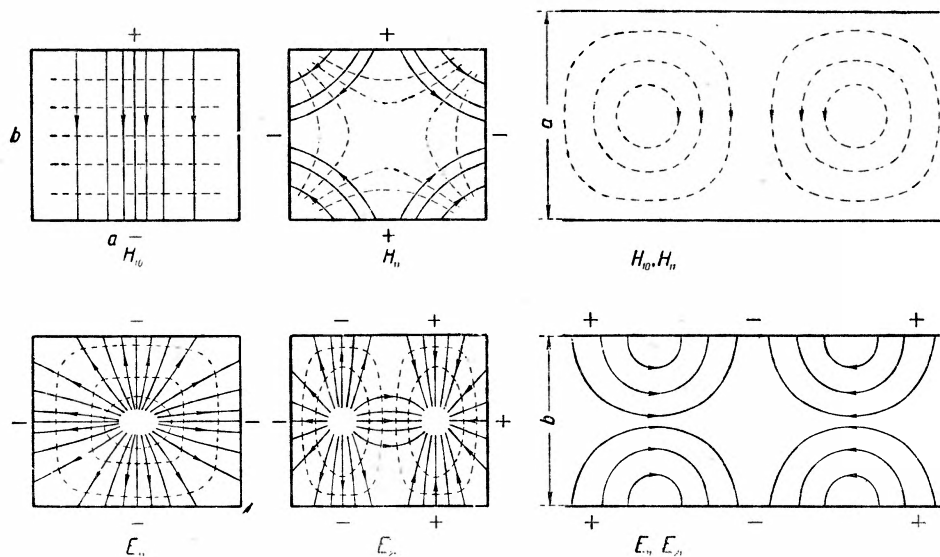
Osobliwą jest rzeczą, że wewnętrzny przewód w linii współosiowej nie jest konieczny do rozchodzenia się fali. Jeśli go usunąć, linie sił pola elektrycznego łączą ładunki  $+$  i  $-$  na ścianach rury, jak pokazuje rys. 5. Fala, która rozchodzi się wtedy wewnątrz tej rury, nie jest poprzeczna, lecz ma



Rys. 5

Linie sił pola elektrycznego w falowodzie (jeden z wielu możliwych typów fal elektromagnetycznych)

składową podłużną pola  $E$ . Jest to tylko jedna z licznych możliwości powstawania fal elektromagnetycznych wewnątrz pustych rur, czyli falowodów. Fale elektromagnetyczne, których wektor elektryczny ma składową podłużną, tzn. w kierunku rozchodzenia się fali, noszą nazwę fal „typu  $E$ “. Oprócz fal tego typu istnieją jeszcze fale „typu  $H$ “, w których występuje składowa podłużna wektora magnetycznego. Fale te poruszają się w kierunku długości falowodu, jednak w płaszczyźnie przekroju poprzecznego obraz linii sił pola elektromagnetycznego odpowiada fali stojącej. Kilka takich możliwych wypadków dla falowodu o przekroju prostokątnym ilustruje rys. 6. Zgodnie z warunkami brzego-



Rys. 6

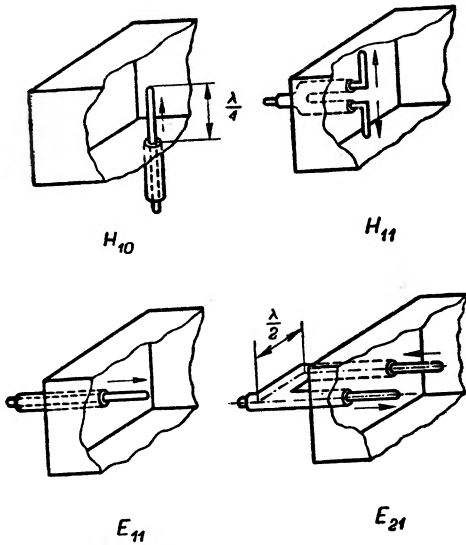
Chwilowy obraz linii sił pola elektromagnetycznego dla fal typu  $H_{10}$ ,  $H_{11}$ ,  $E_{11}$  i  $E_{21}$  w falowodzie prostokątnym (linie ciągłe — pole elektryczne, linie przerywane — pole magnetyczne). Rysunek prawy górny: przekrój podłużny poziomy; rysunek prawy dolny: przekrój podłużny pionowy

wymi, linie sił pola elektrycznego są prostopadłe do ścian falowodu (przy założeniu, że są one doskonałym przewodnikiem), natomiast linie sił pola magnetycznego przebiegają stycznie. Jeżeli wzdłuż boku  $a$  falowodu znajdujemy  $m$  strzałek wektora  $E$ , wzdłuż zaś boku  $b$  falowodu znajdujemy  $n$  strzałek wektora  $E$ , wówczas falę taką oznaczamy symbolem  $E_{mn}$  — jeśli jest typu  $E$ , albo symbolem  $H_{mn}$  — jeśli jest typu  $H$ .

Z teorii rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w falowodach wynika, że najniższy „rzęd“ fali typu  $E$  jest  $E_{11}$ , najniższy zaś rząd fali

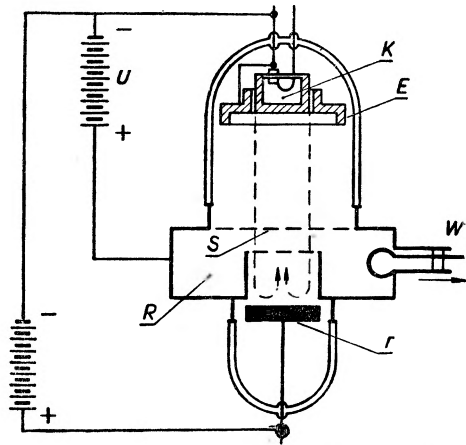
typu  $H$  jest  $H_{01}$  lub  $H_{10}$ . W spektroskopii mikrofalowej używa się z reguły falowodów prostokątnych i fal typu  $H_{10}$ .

Na ogół w falowodzie może przenosić się jednocześnie wiele typów fal. Amplitudy tych fal zależą od wielu czynników, a szczególnie od warunków na końcach falowodu. Najważniejszym czynnikiem jest sposób zasilania falowodu. Ogólna zasada jest taka, aby przewodniki wprowadzone do falowodu w charakterze anteny umieszczone były wzdłuż linii sił pola elektrycznego żąda-



Rys. 7

Sposoby wprowadzenia fal do falowodu prostokątnego



Rys. 8

Klustron refleksowy.  $K$  — katoda znajdująca się na wysokim potencjale ujemnym;  $E$  — elektroda ogniskująca;  $S$  — siatki rezonatora wnikowego  $R$ , znajdującego się na potencjale zerowym;  $r$  — elektroda odbijająca (reflektor) mająca potencjał ujemny;  $W$  — wyprowadzenie energii drgań

nego typu fali. W ten sposób można praktycznie wyeliminować inne typy fal. Parę sposobów zasilania falowodu dla uzyskania fal  $H_{10}$ ,  $H_{11}$ ,  $E_{11}$  i  $E_{21}$  ukazuje rys. 7. Ścianka zamykająca falowód powinna znajdować się w takiej odległości od przewodnika, aby fala od niej odbita nakładała się w zgodnej fazie na falę poruszającą się wzdłuż falowodu. Zazwyczaj w praktyce ściankę zastępuje się przesuwającym tłoczkiem, który można odpowiednio ustawić.

Do wytwarzania fal centymetrowych w spektroskopii mikrofalowej używa się klustronu refleksowego. Jest to lampa elektronowa, w której modulacji ulega nie gęstość ładunku (a więc liczba elektronów), lecz prędkość elektronów. Lampę tę wyobraża rys. 8. Elektrony emitowane

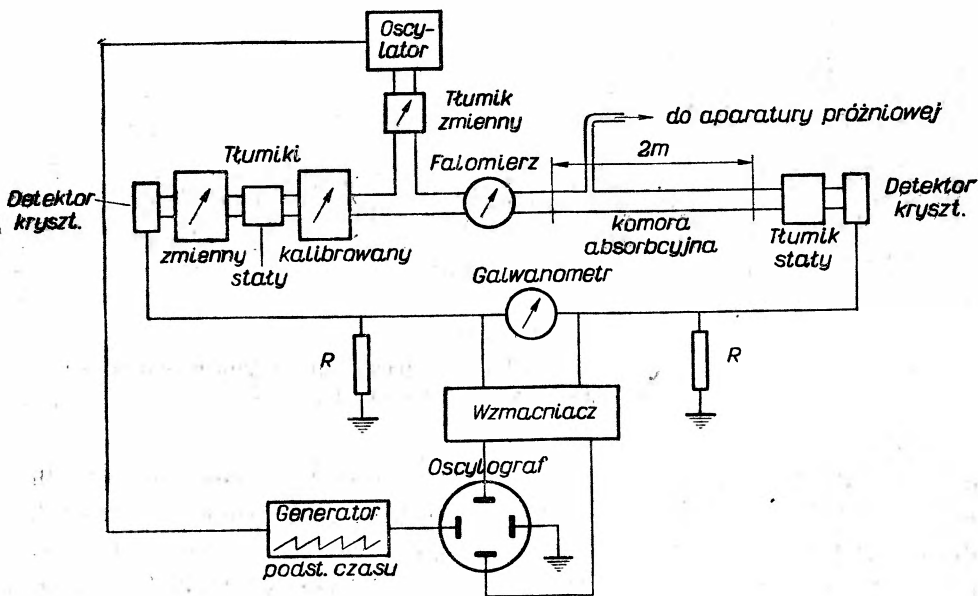
z katody  $K$  przechodzą w polu elektrody ogniskującej  $E$ , po czym mijają dwie siatki  $S$ , będące ścianami rezonatora wnekowego  $R$ . Jeśli w rezonatorze istnieją jakieś drgania, wówczas prędkość elektronów ulega synchronicznej z nimi modulacji. Po przejściu przez rezonator elektrony biegną do elektrody odbijającej  $r$ , mającej ujemny potencjał. Na tym odcinku drogi następuje grupowanie się elektronów, polegające na tym, że elektrony szybsze doganiają powolniejsze. Zgrupowane elektrony mijają znów siatki rezonatora  $R$  i przy odpowiednim doborze napięcia wzmacniają drgania rezonatora. W ten sposób w rezonatorze powstają silne drgania, które można odprowadzić na zewnątrz za pomocą pętli i kabla współosiowego  $W$ . Zmianę częstości w niewielkich granicach można spowodować przez zmianę potencjału elektrody odbijającej  $r$ . Dzięki tej możliwości klustron refleksowy nadaje się doskonale do spektroskopu mikrofalowego, w którym częstość dla zoscylografowania linii widmowej musi być w wąskim zresztą zakresie modulowana.

### 3. Spektrograf mikrofalowy

Spektrografy mikrofalowe bywają rozmaitych systemów. Zasada ich działania jest jednak wspólna: mikrofałe przechodzą przez materię (zazwyczaj przez gaz pod niewielkim ciśnieniem) i przy pewnych częstościach ulegają absorpcji. Zadanie polega na wyznaczeniu tych częstości oraz względnego natężenia i szerokości pasm absorpcyjnych. Ważnym zagadnieniem jest uzyskanie takiej zdolności rozdzielczej, aby możliwe było zbadanie „subtelnej“ budowy pasm, a nawet „nadsztywnej“ budowy poszczególnych linii pasma. Spektroskopia mikrofalowa rzadko posługuje się falami swobodnymi; przeważnie stosuje się fale rozprzawdane falowodami. Gaz badany umieszcza się w komorze absorpcyjnej, którą może być albo odcinek falowodu zamknięty na końcach okienkami mikowymi, albo rezonator wnekowy. Poniżej rozpatrzmy klasyczny typ spektrografu mikrofalowego, zwanego spektrografem różnicowym. Spektrograf ten, wyobrażony na rys. 9, opracowany został przez G o o d a (1946), który badał nim widmo absorpcyjne amoniaku i odkrył subtelną budowę tzw. pasma inwersyjnego (p. § 6).

Oscylatorem służącym do wytwarzania mikrofał jest klustron refleksowy. Fale przez niego wytwarzane rozdzielają się na dwa falowody: w jednym przechodzą przez szereg tłumików, w drugim przez odcinek falowodu długości ok. 2 m, zamknięty na końcach dwoma dielektrycznymi okienkami, który służy jako komora absorpcyjna. Komorę tę ewakuuje się za pomocą systemu pomp próżniowych i napełnia amoniakiem pod ciśnieniem  $10^{-1} - 10^{-3}$  mm Hg. Na końcach obu ramion falowodu znaj-

dują się detektory kryształkowe połączone przez dwa jednakowe opory  $R$  z ziemią. Galwanometr włączony różnicowo, przy starannie wypompowanej komorze absorpcyjnej i przy odpowiednim nastawieniu tłumika zmiennego, pokazuje zero. Po napełnieniu komory gazem pod określonym ciśnieniem równowaga psuje się; należy ją przywrócić zwiększając tłu-



Rys. 9

Spektrograf mikrofalowy wg Gooda

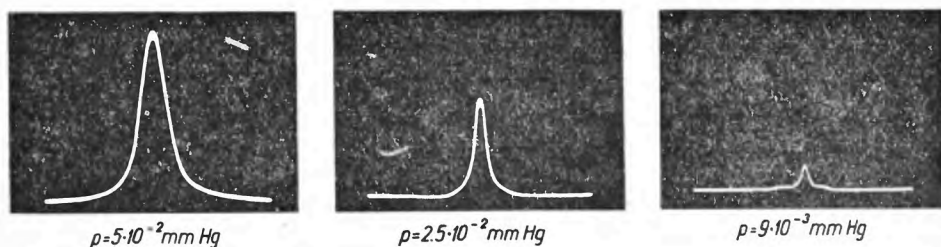
mienie odgałęzienia lewego za pomocą tłumika kalibrowanego, na którym wprost odczytuje się absorpcję. W ten sposób mierzy się absorpcję badanego gazu dla różnych częstotliwości i otrzymuje się krzywą absorpcji.

Jeżeli linie absorpcyjne są dość ostre, stosuje się metodę bezpośredniej obserwacji dowolnej linii na ekranie lampy oscylografu elektronicznego. W tym celu moduluje się częstotliwość klustronu refleksowego w zakresie nieco większym od szerokości danej linii za pomocą zmiennego napięcia przykładowego do elektrody klustronu. Napięcie takie wytwarza generator drgań relaksacyjnych; służy ono jednocześnie jako podstawa czasu dla lampy oscylograficznej. Pod wpływem napięcia, zmieniającego się liniowo wg „zębów piły“, zmienia się częstotliwość fali. Gdy przechodzi ona przez częstotliwość absorpcyjną, między oporami  $R$  pojawia się napięcie, które wzmacniane jest przy pomocy wzmacniacza o szerokiej wstędze



przepuszczania. Po wzmocnieniu napięcie to przyłożone jest do pionowych płyt lampy oscylograficznej. Na ekranie otrzymujemy krzywą linii absorpcyjnej.

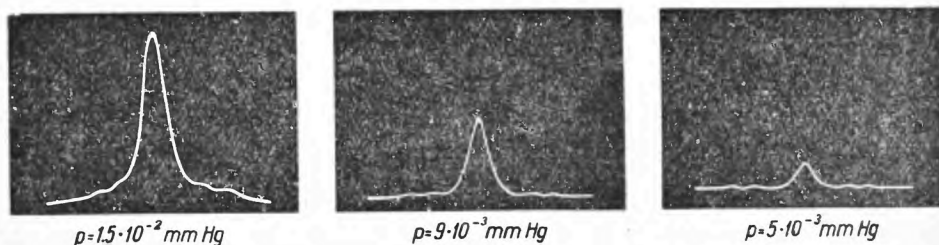
Good znalazł, że silne pasmo absorpcyjne amoniaku (tzw. inwersyjne — p. § 6) w okolicy 24 000 Mc/sec ( $\lambda = 1,25$  cm) składa się z kilku oddzielnych linii. Jest to tzw. subtelna budowa pasma. Jedną z linii



Rys. 10

Oscylogramy jednej z linii subtelnej budowy pasma inwersyjnego amoniaku,  
 $T = 297^{\circ}\text{K}$ . Zakres skali poziomej 22 Mc/sec

subtelnej budowy (oznaczenie  $J = 3, K = 3$ ) widzimy na rys. 10, dla różnych ciśnień amoniaku. Odcięte tych krzywych oznaczają częstotliwość drgań. Cała skala pozioma oznacza zatem największą różnicę częstotliwości, czyli zakres częstotliwości; na rys. 10 zakres częstotliwości wynosi 22 Mc/sec. Przy



Rys. 11

Oscylogramy tej samej linii przy zakresie skali poziomej 8,6 Mc/sec

zmniejszonym ciśnieniu amoniaku daje się dostrzec „nadsubtelna“ budowa linii (§ 5). Wyraźniej ją widać na rys. 11, gdzie widzimy fotografie tych samych linii zrobione przy zmniejszonym zakresie częstotliwości, a więc przy zwiększonej zdolności rozdzielczej spektrografu.

## 4. Widma rotacyjne

Znanym faktem jest występowanie w niektórych ciałach lotnych w dalekiej podczerwieni pasm absorpcyjnych, które składają się z równo-odległych (w skali częstości) linii. Są to tzw. pasma rotacyjne. Dla wielu cząsteczek pasma rotacyjne wkraczają w zakres fal centymetrowych. Mechanizm tego rodzaju absorpcji jest zasadniczo następujący: kwant promieniowania podczerwonego lub mikrofalowego zostaje zaabsorbowany przez cząsteczkę i przenosi ją na wyższy poziom energii rotacyjnej. Emisja kwantu promieniowania odbywa się wtedy, gdy cząsteczka z wyższego poziomu wraca na niższy. Absorpcja i emisja mają miejsce tylko wtedy, gdy mechanizm tego procesu zmienia wielkość lub położenie dipola elektrycznego cząsteczki. W gazach niedipolowych, jak  $H_2$ ,  $N_2$  itp. nie obserwuje się absorpcji ani w dziedzinie podczerwonej, ani w mikrofalowej. W tlenie  $O_2$ , który jest gazem niedipolowym, Beringer (1946) znalazł wprawdzie słabe pasmo absorpcji w okolicy  $\lambda = 0,5$  cm, lecz pasmo to przypisuje się dipolowi magnetycznemu cząsteczki  $O_2$  (tlen jest paramagnetyczny).

Spektroskopia mikrofalowa zajmuje się wyłącznie widmami absorpcyjnymi, w tym bowiem zakresie fal widma emisyjne nie dają się odróżnić od tła, pochodzącego od promieniowania termicznego otaczających przedmiotów.

Najprostszą budowę posiadają pasma rotacyjne cząsteczek liniowych, takich jak: HCl, HJ, JCl itp. Weźmy jako przykład cząsteczkę chlorku jodu. Może ona wirować dookoła osi  $B$ , przechodzącej przez środek mas  $S$  (rys. 12). Obliczamy poziomy energetyczne tego rotatora, a stąd częstości linii występujących w widmie rotacyjnym.

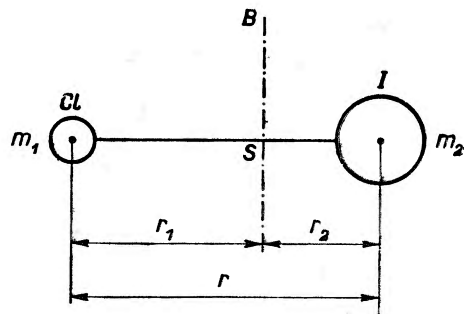
Moment pędu cząsteczki wyraża się wzorem

$$M = I \omega,$$

gdzie  $\omega$  jest jej prędkością kątową dookoła osi  $B$ ,  $I$  zaś jest momentem bezwładności, który w przypadku cząsteczki dwuatomowej oblicza się z wzoru

$$I = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2;$$

$m_1$  i  $m_2$  są masami obu atomów cząsteczki, a  $r_1$  i  $r_2$  — ich odległościami od osi obrotu. Jeśli, jak w omawianym wypadku, oś obrotu przechodzi przez środek mas ( $m_1 r_1 = m_2 r_2$ ), to wprowadzając  $m$  i  $r$  określone wzorami



Rys. 12  
Cząsteczka HCl

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}, \quad (1)$$

$$r = r_1 + r_2, \quad (2)$$

otrzymamy

$$I = m r^2. \quad (3)$$

Energia kinetyczna cząsteczki będzie

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{M^2}{2 I}. \quad (4)$$

Klasyczna teoria kwantów, będąca uogólnieniem teorii Bohra atomu wodoru, postuluje dla rotatora — w analogii do znanego warunku kwantowego dla atomu wodoru — następujący związek:

$$2 \pi M = J h,$$

gdzie  $J = 0, 1, 2, 3, \dots$  jest liczbą kwantową rotacyjną; inaczej

$$M = J \hbar, \quad (5)$$

gdzie  $\hbar = \frac{h}{2 \pi}$ . Stąd energia rotatora

$$E = E(J) = \frac{\hbar^2}{2 I} J^2. \quad (6)$$

Mechanika kwantowa wnosi do wyrażenia tego pewną modyfikację, będącą w zgodzie z wynikami doświadczalnymi. Mianowicie moment pędu rotatora liniowego może przyjmować wartości określone warunkiem

$$M^2 = \hbar^2 J(J + 1). \quad (7)$$

Wartości te dla dużych liczb kwantowych  $J$  nie różnią się wiele od wartości określonych dawnym warunkiem (5), natomiast dla małych  $J$  różnice są znaczne. Wartość  $M^2$  z wzoru (7) podstawiona do wyrażenia (4) na energię rotatora prowadzi do wzoru

$$E(J) = \frac{\hbar^2}{2 I} J(J + 1). \quad (8)$$

Jeśli na skutek absorpcji cząsteczka przechodzi ze stanu  $J$  do stanu  $J + 1$ , wówczas energia zaabsorbowana wynosi

$$E(J + 1) - E(J) = \frac{\hbar^2}{2 I} [(J + 1)(J + 2) - J(J + 1)] = \frac{\hbar^2}{2 I} 2(J + 1).$$

Temu aktowi absorpcji odpowiada pewna częstość drgań  $\nu$  w fali zaabsorbowanej, którą wyznacza się ze znanego postulatu B o h r a:

$$\nu = \frac{E(J+1) - E(J)}{h} = \frac{h}{8\pi^2 I} 2(J+1). \quad (10)$$

W spektroskopii często stosuje się zamiast  $\nu$  liczbę falową  $\nu^* = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$ ; zamiast (10) napiszemy tedy

$$\nu^* = \frac{h}{8\pi^2 c I} 2(J+1). \quad (11)$$

Kładąc

$$B = \frac{h}{8\pi^2 c I} = \frac{27,97 \cdot 10^{-40}}{I} \quad (12)$$

otrzymujemy

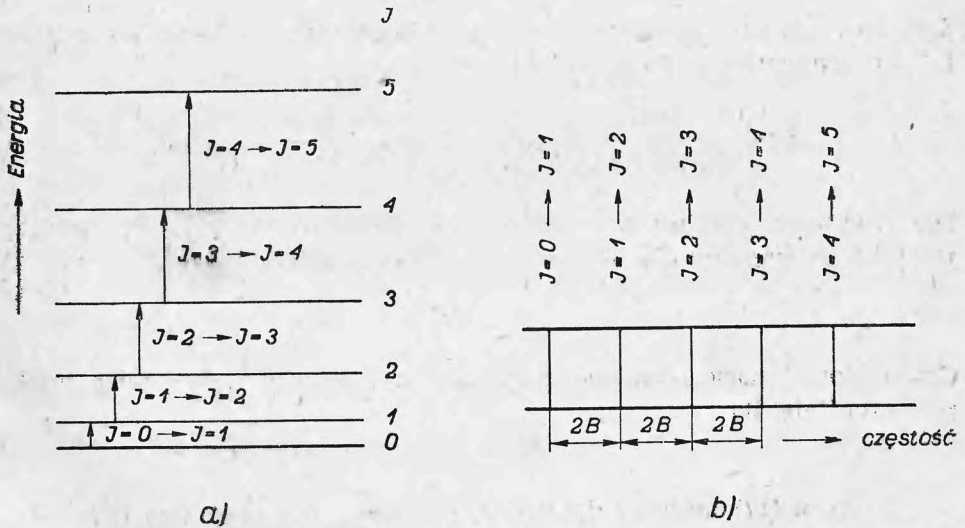
$$\nu^* = 2B(J+1). \quad (13)$$

Jest to wzór wyrażający liczbę falową promieniowania zaabsorbowanego przez cząsteczkę, która została przeniesiona ze stanu  $J$  do stanu  $J+1$ . Na przykład przyjmując  $J=0$  otrzymujemy

$$\nu^* = 2B \times 1$$

dla przejścia  $J=0 \rightarrow J=1$ ; przyjmując  $J=1$  otrzymujemy

$$\nu^* = 2B \times 2$$



Rys. 13

a) Schemat poziomów rotacyjnych cząsteczki liniowej, b) wygląd widma rotacyjnego cząsteczki liniowej

dla przejścia  $J=1 \rightarrow J=2$  itd. Widać stąd, że liczby falowe kolejnych linii pasma rotacyjnego różnią się od siebie o  $2B$ . Linie pasma rotacyjnego są zatem — w skali częstości lub liczb falowych — równoodległe. Stosunki te ilustruje rys. 13.

Dla HCl liczba falowa kolejnych linii widma rotacyjnego wynosi w przybliżeniu:  $20 \text{ cm}^{-1}$ ,  $41 \text{ cm}^{-1}$ ,  $62 \text{ cm}^{-1}$ ,  $83 \text{ cm}^{-1}$  itd.; widmo leży więc w dalekiej podczerwieni. Dla JCl natomiast moment bezwładności jest znacznie większy, a zatem  $B$  oraz  $\nu^*$  — znacznie mniejsze i linie rotacyjne znajdujemy w zakresie mikrofalowym.

Zakres długości fal, w jakim występują linie rotacyjne dla danej cząsteczki, można z łatwością ocenić na podstawie wzorów (12) i (13):

$$\lambda = \frac{1}{2B(J+1)} = \frac{I}{55,94(J+1)} \cdot 10^{40}. \quad (14)$$

Ale, jak wynika z wzorów (1) i (3),

$$I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} r^2 = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \frac{r^2}{N} = \frac{M r^2}{N}, \quad (15)$$

gdzie  $N$  jest liczbą Avogadra,  $M_1$  i  $M_2$  — masami atomowymi obu atomów cząsteczki, a wielkość

$$M = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \quad (16)$$

jest tzw. „masą cząsteczkową zredukowaną“. W rezultacie na długość fali linii rotacyjnych otrzymujemy wyrażenie

$$\lambda = \frac{M r^2}{55,94 \cdot 6,02 (J+1)} \cdot 10^{17} = \frac{M r^2}{336,76 (J+1)} \cdot 10^{17}. \quad (17)$$

Dla większości cząsteczek  $r$  waha się w granicach  $1-2 \text{ \AA}$ . Przyjmując  $r=1,8 \text{ \AA}$  otrzymamy dla pierwszej linii widma rotacyjnego ( $J=0 \rightarrow J=1$ )

$$\lambda = 0,1 M.$$

Cząsteczka o masie atomowej zredukowanej  $M \cong 30$  będzie więc miała pierwszą linię dla

$$\lambda \cong 3 \text{ cm}.$$

Z wzoru (17) możemy dokładniej obliczyć  $\lambda$  dla pierwszej linii rotacyjnej chlorku jodu. Przyjmując  $r=2,2 \text{ \AA}$  oraz  $M_1=35$ ,  $M_2=127$ , otrzymujemy  $M=27,4$ , a stąd  $\lambda=4,23 \text{ cm}$ . Istotnie, Weidner (1947) stosując komorę rezonansową napełnioną parą chlorku jodu JCl<sup>35</sup> znalazł

linię absorpcyjną dla  $\nu = 6980$  Mc/s, co odpowiada  $\lambda = 4,295$  cm. Stanowi to przede wszystkim potwierdzenie mechanizmu rotacyjnego widm w dziedzinie mikrofalowej. Widzimy więc, że mechanizm powstawania tych widm i widm w dalekiej podczerwieni jest ten sam. Poza tym pomiary tego rodzaju pozwalają obliczyć ważne stałe molekularne: moment bezwładności cząsteczki i wzajemną odległość atomów. Dla  $\text{JCl}^{35}$  Weidner otrzymał  $r = 2,303$  Å.

Interesującą jest rzeczą, że dla cząsteczki  $\text{JCl}^{37}$ , której masa jest tylko nieznacznie większa od masy cząsteczki  $\text{JCl}^{35}$ , Weidner otrzymał częstość znacznie mniejszą:  $\nu = 6684$  Mc/s, tzn.  $\lambda = 4,48$  cm — dla tej samej linii  $J = 0 \rightarrow J = 1$ . Obliczona stąd wzajemna odległość atomów J i Cl wynosi dokładnie tyle samo co poprzednio:  $r = 2,303$  Å. Duża różnica w  $\nu$  i  $\lambda$  dla obu cząsteczek tłumaczy się dużym wpływem zmiany masy Cl na zredukowaną masę cząsteczki. Dla  $\text{JCl}^{35}$   $M_1 + M_2 = 35 + 127 = 162$  i  $M = 27,4$ , natomiast dla  $\text{JCl}^{37}$  wartość  $M_1 + M_2 = 164$  niewiele różni się od wartości poprzedniej, lecz masa zredukowana  $M$  różni się znacznie, gdyż  $M = 28,7$ . Właśnie w stosunku  $28,7/27,4$  zmniejszona jest częstość a zwiększona długość fali omawianej linii absorpcyjnej. Jak widzimy wpływ różnicy mas izotopów („efekt izotopowy“) na częstość linii absorpcyjnych jest w dziedzinie mikrofalowej bardzo wielki. Natomiast w podczerwieni, dla  $\text{HCl}^{35}$  i  $\text{HCl}^{37}$ , efekt izotopowy jest ledwie dostrzegalny. Pochodzi to stąd, że masy zredukowane cząsteczek  $\text{HCl}^{35}$  i  $\text{HCl}^{37}$  różnią się od siebie bardzo nieznacznie, mianowicie dla pierwszej  $M = \frac{35}{36} = 0,972$ , dla drugiej  $M = \frac{37}{38} = 0,974$ . Zastąpienie w cząsteczce HCl atomu wodoru ciężkim atomem jodu sprawia, że atom chloru wiruje dookoła wspólnego środka mas na stosunkowo długim ramieniu; stąd pochodzi duży wpływ efektu izotopowego pochodzącego od atomu chloru. O efekcie izotopowym będzie jeszcze mowa w paragrafie 5.

Rozważania nasze dotyczyły cząsteczek liniowych. Dla cząsteczek wieloatomowych, które mają symetrię obrotową, np.  $\text{CH}_3\text{J}$ , otrzymuje się ten sam wzór (13). Schemat zatem poziomów energetycznych jest ten sam co dla cząsteczek liniowych i podobnie jak dla cząsteczek liniowych widmo rotacyjne składa się z równoodległych linii. Doświadczenie pozwala więc obliczyć  $B$ , stąd zaś  $I_B$ , tj. moment bezwładności cząsteczki względem osi prostopadłej do osi symetrii, a wreszcie  $r = \sqrt{\frac{I_B}{m}}$ . Stosuje się to jednak tylko do cząsteczek sztywnych. Jeśli cząsteczka nie jest sztywna, każdy poziom  $J$  rozszczepia się na  $J + 1$  poziomów określonych drugą liczbą kwantową  $K$ , zmieniającą się od 0 do  $J$ . Wszystkie te poziomy, z wyjątkiem poziomu  $K = 0$ , są zdegradowane, mianowicie dwa poziomy energetyczne zlewają się w jeden poziom wspólny. Degradacja tych po-

ziomów znika, jeśli cząsteczka traci symetrię obrotową. Wówczas dla każdej liczby kwantowej  $J$  istnieje  $2J + 1$  poziomów, albowiem poziomy  $K = 1, 2, \dots, J$  stają się podwójne, podczas gdy poziom  $K = 0$  pozostaje pojedynczy.

### 5. Struktura kwadrupolowa (nadsubtelna) pasm rotacyjnych

W dotychczasowym modelu cząsteczki jądra atomów wchodzących w jej skład uważane były za ładunki punktowe, ewentualnie za kulki z równomiernie rozmieszczonym ładunkiem. Fakty uczą nas jednak, że takie założenie jest tylko grubym przybliżeniem rzeczywistości, stanowczo nie wystarczającym do interpretacji widm mikrofalowych. W tej dziedzinie bowiem kwanty promieniowania są tak małe, że ich absorpcja daje nam możliwość wykrywania niezwykle małych różnic poziomów energetycznych, tak małych, że mogą być one wywołane po prostu przez niewielkie odkształcenie jądra atomowego. Jeśli założymy, że jądro nie jest kuliste, lecz odkształcone, np. spłaszczone lub wydłużone, to w sposób klasyczny łatwo jest obliczyć energię oddziaływania tego jądra ze sferą elektronową atomu. Energia ta składa się z dwóch członów: Coulombowskiego, który wyraża energię oddziaływania w wypadku gdyby ładunek skoncentrowany był w środku jądra, oraz z tzw. członu „kwadrupolowego“  $E_Q$ , który zależy jedynie od deformacji jądra od postaci kulistej. Miarą tej deformacji jest występująca w tym członie wielkość  $Q$ , zwana „momentem kwadrupolowym“. Nie będziemy podawali tu wzoru określającego tę wielkość; ograniczymy się do wzmianki, że o ile moment dipolowy reprezentuje dwa ładunki  $+e$  i  $-e$ , umieszczone w pewnej od siebie odległości, to moment kwadrupolowy stanowi reprezentację czterech ładunków odpowiednio rozmieszczonych, np.:  $- + + -$ . Jądro atomowe nie ma momentu dipolowego. Jego moment kwadrupolowy  $Q$  daje się łatwo obliczyć przy założeniu symetrii obrotowej jądra, założeniu, które wydaje się słuszne wobec wirowania jądra dookoła osi. Okazuje się, że dla jąder spłaszczonych  $Q < 0$ , dla wydłużonych  $Q > 0$ ; oczywiście, dla jąder kulistych  $Q = 0$ . Przybliżona ocena wielkości energii  $E_Q$  dla jądra o liczbie atomowej  $Z$  daje

$$|E_Q| < 2Z \cdot 10^{-19} \text{ ergów.}$$

Stąd można ocenić odpowiadające tej energii przesunięcie częstości

$$\Delta\nu = \frac{E_Q}{h}; \quad \Delta\nu < 30 \text{ Z Mc/sec.}$$

Przesunięcia tego rzędu wielkości, a nawet o parę rzędów wielkości mniejsze, dają się obserwować w widmach mikrofalowych. W mechanice

kwantowej energii  $E_Q$  oddziaływania kwadrupolowego między jądrem a chmurą elektronów wyraża się wzorem

$$E_Q = eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \left[ \frac{3K^2}{J(J+1)} - 1 \right] \frac{\frac{3}{4} c(c+1) - J(J+1)I(I+1)}{(2J-1)(2J+3)2I(I-1)},$$

gdzie  $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$  oznacza drugą pochodną

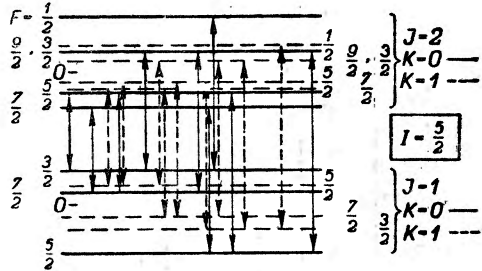
potencjału elektrostatycznego wszystkich ładunków zewnętrznych w stosunku do danego jądra w miejscu, gdzie się to jądro znajduje, względem współrzędnej  $z$  wzdłuż osi symetrii jądra.  $J$  jest liczbą kwantową krętu jądrowego, tzn. wyraża moment pędu jądra w jednostkach  $\hbar$ . Wreszcie

$$c = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1),$$

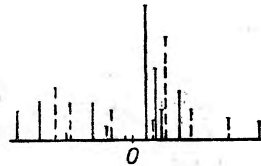
gdzie  $F$ , całkowity kręt, jest sumą momentu pędu cząsteczki i momentu pędu jądra, tzn.

$$F = J + I, J + I - 1, \dots, |J - I|.$$

W rezultacie efektu kwadrupolowego każdy poziom rotacyjny (dla danego  $J$  i  $K$  z wyjątkiem  $J = 0$ ) rozszczepia się na szereg różnych poziomów, z których każdy charakteryzuje się inną wartością liczby  $F$ . Na przykład dla jądra  $N^{14}$ , którego kręt  $I = 1$ ,  $F$  przybiera wartości:  $F = J + 1$ ,  $J$  i  $J - 1$ ; a zatem poziom  $J = 1$  rozszczepia się na trzy poziomy, dla których  $F = 2, 1$  i  $0$  (por. rozszczepienie kwadrupolowe linii  $J = 0 \rightarrow J = 1$  cząsteczki  $N_2^{14}O^{16}$



a)



b)

Rys. 14

a) Poziomy rotacyjne cząsteczki  $CH_3J$  rozszczepione na skutek efektu kwadrupolowego. Poziomy dla  $K = 0$  oznaczone są liniami ciągłymi, poziomy zaś dla  $K = 1$  — przerywanymi. Rozszczepienie poziomu  $J = 2, K = 2$  nie zostało uwzględnione, gdyż w przejściach  $J = 1 \rightarrow J = 2$  ze względu na  $\Delta K = 0$  nie bierze on udziału. Obok poziomów znajdują się liczby  $F$ , wynikłe z wartości krętu jądra  $J^{127}$  wynoszącej  $I = 5/2$ . Linie pionowe oznaczają dozwolone przejścia w emisji lub absorpcji; linie ciągłe odpowiadają przejściom, dla których  $K = 0$ , natomiast linie przerywane odpowiadają przejściom, dla których  $K = 1$

b) Nadształta struktura linii  $J = 1 \rightarrow J = 2$ . Każda linia struktury odpowiada przejściu z rys. a). Oś pozioma oznacza częstość; oś pionowa — względne natężenie linii



Widma rotacyjne

Typ cząsteczek	Wzór	Zmiana <i>J</i>	Częstość $\nu$ Mc/sec		Moment bezwładności w $\text{gcm}^2$		Odległość jąder atomowych w Å	
					$I_B \cdot 10^{40}$	$I_A \cdot 10^{40}$		
Linowe	$\text{N}^{14} \text{N}^{14} \text{O}^{16}$	0 → 1	25 123,03	( $F=1 \rightarrow 1$ )	66,79	—	} N — N 1,13 N — O 1,19	
			25 123,28	( $F=1 \rightarrow 2$ )				
			25 123,64	( $F=1 \rightarrow 0$ )				
	$\text{N}^{15} \text{N}^{14} \text{O}^{16}$	0 → 1	24 274,53	( $F=1 \rightarrow 1$ )	69,12	—		
			24 274,61	( $F=1 \rightarrow 2$ )				
			24 274,73	( $F=1 \rightarrow 0$ )				
Bak symetryczny	$\text{C}^{12} \text{H}_8 \text{Cl}^{35}$	0 → 1	26 570,77	( $F=3/2 \rightarrow 1/2$ )	63,11	5,52	} C — Cl 1,779 C — H 1,109	
			26 589,49	( $F=3/2 \rightarrow 5/2$ )				
			26 604,57	( $F=3/2 \rightarrow 3/2$ )				
	$\text{C}^{13} \text{H}_8 \text{Cl}^{37}$	0 → 1	26 164,57	( $F=3/2 \rightarrow 1/2$ )	64,10	5,52		
			26 179,30	( $F=3/2 \rightarrow 5/2$ )				
			26 191,13	( $F=3/2 \rightarrow 3/2$ )				
	$\text{C}^{12} \text{H}_8 \text{J}^{127}$	1 → 2	29 598,95	(ob. rys. 14)	111,8	5,50	} C — J 2,139 C — H 1,100	
			.....					
			30 179,71					
	$\text{C}^{13} \text{H}_8 \text{J}^{127}$	1 → 2	28 069,99	(ob. rys. 14)	117,8	5,50		
			.....					
			28 687,21					
Bak niesymet- ryczny	$\text{HN}^{14} \text{C}^{12} \text{S}^{32}$	1 → 2	23 464		143,0	} H — N 1,2 N — C 1,21 C — S 1,57		
	$\text{DN}^{14} \text{C}^{12} \text{S}^{32}$	1 → 2	21 897		153,0			
	$\text{HN}^{14} \text{C}^{18} \text{S}^{32}$	1 → 2	23 389		143,5			
	$\text{DN}^{14} \text{C}^{18} \text{S}^{32}$	1 → 2	21 839		153,7			
	$\text{HN}^{14} \text{C}^{12} \text{S}^{34}$	1 → 2	22 915		146,5			

w tablicy widm rotacyjnych). Dozwolone przejścia między jednym poziomem rotacyjnym a drugim, sąsiednim ( $\Delta J = \pm 1$ ) są tylko te, w których  $F$  zmienia się o  $\pm 1$  lub pozostaje niezmienione:  $\Delta F_{\pm} = 1, 0$ . W ten sposób zamiast jednej linii rotacyjnej powstaje mniej lub więcej skomplikowany układ linii; układ taki nosi nazwę struktury nadsubtelnej albo kwadru-polowej.

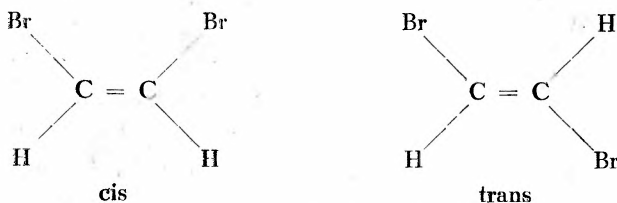
Dla przykładu podajemy na rys. 14 rozszczepienie kwadru-polowe poziomów rotacyjnych  $J = 1$  i  $J = 2$  cząsteczki  $\text{CH}_3\text{J}$  i wynikłą z niego nadsubtelną strukturę linii  $J = 1 \rightarrow J = 2$ .

Rozszczepienie wywołane jest efektem kwadru-polowym jądra jodu, którego kręt wynosi  $5/2$ .

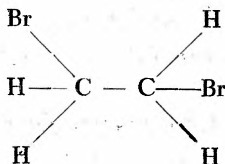
Badanie struktury kwadru-polowej pasm rotacyjnych pozwala wyznaczyć zarówno kręt jądra wywołującego rozszczepienie, jak i jego moment kwadru-polowy. Ale przede wszystkim widma rotacyjne pozwalają z wielką dokładnością wyznaczyć moment bezwładności cząsteczek i wzajemne odległości atomów. Poza tym, jak widać z poniższej tablicy, widma mikrofalowe stanowią bardzo czuły instrument badania izotopów.

## 6. Pasma inwersyjne

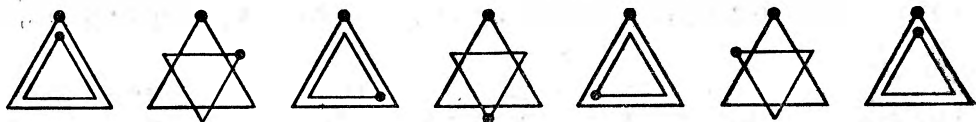
Zjawisko inwersji jest pewnym szczególnym przypadkiem zjawiska znacznie ogólniejszego, mianowicie izomerii. Oprócz izomerii strukturalnej i optycznej znamy jeszcze izomerię polegającą na tym, że atom lub grupa atomów w cząsteczce może mieć dwa lub więcej położań minimum energii potencjalnej. W znanym wypadku np. dwubrometylenu jest to izomeria cis-trans:



Gdy oba węgle w cząsteczce łączą pojedyncze wiązanie, wówczas minima energii potencjalnej nie są tak głębokie i może się zdarzyć, że izomery nie będą chemicznie rozróżnialne. Ma to miejsce np. dla dwubrometanu:



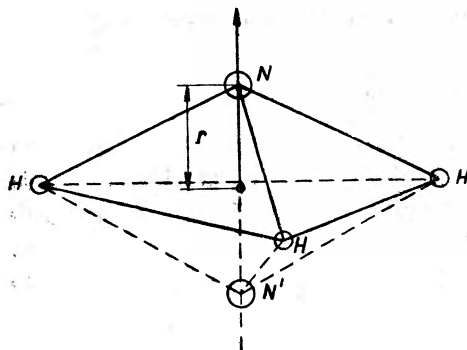
Obie połówki tej cząsteczki mają sześć różnych położenia względem siebie, w których energia potencjalna ma minimum. Położenia te przedstawia rys. 15.



Rys. 15

Izomeria rotacyjna cząsteczki  $C_2H_4Br_2$ . Czarny punkt oznacza atom bromu

Takie zjawisko izomerii nazywa się izomerią rotacyjną. Mimo że izomeria rotacyjna nie ujawnia się w analizie chemicznej (z powodu zbyt małej bariery potencjału, przeciwstawiającej się rotacji), ujawnia się ona w widmach Ramana.



Rys. 16

Inwersja amoniaku

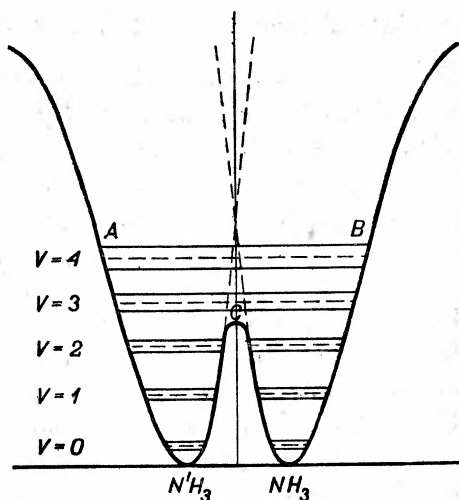
Interesującym przypadkiem zjawiska izomerii chemicznie niewykrywalnej jest zjawisko inwersji amoniaku ( $NH_3$ ). Polega ono na istnieniu dwóch położenia atomu azotu, symetrycznych w stosunku do płaszczyzny atomów wodoru (rys. 16).

Oba te położenia oddzielone są od siebie barierą potencjału nieznacznej wysokości (gdyż piramida  $NH_3$  jest bardzo płaska). Atom azotu przenika tę barierę efektem tunelowym.

Zjawisko inwersji zostało przewidziane teoretycznie już w r. 1931; nieco później obserwowane było w podczerwieni w jego wpływie na widmo rotacyjne; wreszcie w dziedzinie mikrofalowej odkryte zostało przez Cleetona i Williamsa (1934), którzy w amoniaku gazowym znaleźli w okolicy  $\lambda = 1,25$  cm szerokie pasmo absorpcyjne. Dopiero w r. 1946 pasmo to zostało rozłożone na linie przez wielu badaczy jednocześnie (Bleaney i Penrose, Good, Townes); zbadana została również przez wielu autorów nadsubtelna struktura linii pasma inwersyjnego, do czego zastosowano bardzo małe ciśnienie amoniaku.

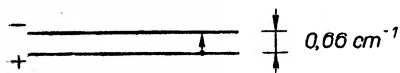
Krzywa energii potencjalnej cząsteczki  $NH_3$  w zależności od odległości  $r$  atomu azotu od płaszczyzny atomów wodoru przedstawiona jest

na rys. 17. Składa się ona z dwóch krzywych A i B (zbliżonych do paraboli) połączonych wałem potencjalnym C. Gdyby energia cząsteczki przedstawiona była tylko przez jedną z krzywych, A lub B, tzn. gdyby niemożliwa była penetracja atomu azotu przez barierę potencjału C, wówczas poziomy energii oscylacyjnej cząsteczki byłyby przedstawione liniami pojedynczymi. Linie te na rysunku są kreskowane i odpowiadają różnym stanom energetycznym  $v = 0, 1, 2, \dots$ . Zakłócenie wprowadzone przez istnienie bariery potencjału i przez możliwość penetracji rozdwaja poziomy oscylacyjne. Rozdwojenie to wynosi  $0,66 \text{ cm}^{-1}$  dla najniższego poziomu oscylacyjnego. Ujawnia się ono w pasmie rotacyjnym, które znajduje się w dalekiej podczerwieni, rozdwojeniem poszczególnych linii (rys. 18 b). Natomiast bezpośrednie przejście cząsteczki z poziomu rozdwojonego niższego na wyższy



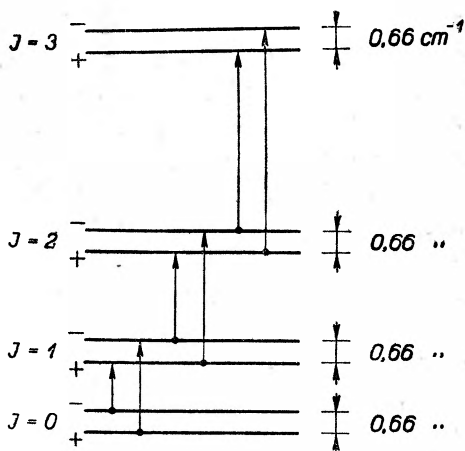
Rys. 17

Krzywa energii potencjalnej cząsteczki  $\text{NH}_3$  w zależności od  $r$  (p. rys. 16)



Widmo inwersyjne

a)



Widmo rotacyjne ze strukturą inwersyjną

b)

Rys. 18

a) Widmo inwersyjne amoniaku składa się zasadniczo z jednej linii. W rzeczywistości posiada ona dużą szerokość w amoniaku pod dużym ciśnieniem; natomiast pod małym ciśnieniem ujawnia się subtelna struktura rotacyjna

b) Wpływ zjawiska inwersji na pasmo rotacyjne amoniaku w podczerwieni

powoduje absorpcję kwantu o długości fali  $\lambda = \text{ok. } 1,5 \text{ cm}$ , czyli  $\frac{1}{\lambda} = \text{ok. } 0,66 \text{ cm}^{-1}$ ; absorpcja ta stanowi pasmo inwersyjne amoniaku, występujące w dziedzinie mikrofalowej (rys. 18 a). Jak widzimy, zjawisko inwersji komplikuje strukturę pasm rotacyjnych w podczerwieni i powoduje wystąpienie pasma inwersji w zakresie mikrofalowym. Ale i odwrotnie, zjawisko rotacji cząsteczki powoduje istnienie subtelnej struktury pasma inwersji. Ta subtelna struktura jest bardzo złożona i występuje w amoniaku tylko pod bardzo małymi ciśnieniami. Według badań *Blaney* i *Penrose* (1946), *Gooda* (1946) oraz *Townesa* (1946), pasmo inwersji amoniaku rozciąga się od  $0,66 \text{ cm}^{-1}$  do  $0,87 \text{ cm}^{-1}$  i zawiera przeszło dwadzieścia linii. Została również znaleziona i zbadana nadsubtelna budowa poszczególnych linii, którą wywołuje moment kwadrupolowy jądra azotu. Na rys. 11 w § 3 widzimy oscylogramy jednej z linii subtelnej budowy pasma inwersyjnego amoniaku, na których widać wyraźnie nadsubtelną budowę tej linii.

## 7. Przesunięcie Lamba-Retherforda

Dotychczas mówiliśmy o absorpcji kwantów promieniowania mikrofalowego przez cząsteczki gazów. Pozwala to zbadać poziomy energetyczne cząsteczki oraz wyciągnąć ważne wnioski dotyczące własności cząsteczek oraz jąder atomowych wchodzących w jej skład. Obecnie omówimy interesujące zastosowanie mikrofal do badania subtelnej budowy poziomów energetycznych atomu wodoru.

W teorii *Bohra* atomu wodoru poziomy energetyczne atomu określone są za pomocą jednej liczby kwantowej  $n$ , zwanej główną liczbą kwantową. Główna liczba kwantowa przybiera wartości 1, 2, 3, ..., odpowiadające kolejnym torom kołowym, po których elektron może się poruszać. Energia  $E_n$ , jaką posiada elektron w atomie wodoru na  $n$ -tym poziomie energetycznym, wyraża się znanym wzorem

$$E_n = - \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 n^2}, \quad (1)$$

w którym  $m$  i  $e$  oznaczają masę i ładunek elektronu. Z wzoru tego oraz z postulatu *Bohra*  $E_n - E_s = h\nu$  wynikają częstości wszystkich linii widmowych atomu wodoru. Doświadczenie pokazuje jednak, że linie widmowe wodoru, pozornie pojedyncze, mają w rzeczywistości subtelną budowę, tzn. że są złożone z wielu linii składowych o bardzo bliskich częstościach. Świadczy to o tym, że poziomy energetyczne atomu nie są pojedyncze, lecz rozszczipione na szereg bliskich poziomów. Faktu tego

teoria B o h r a nie tłumaczy. Wy tłumaczenie rozszczepienia poziomów energetycznych atomu wodoru dała teoria S o m m e r f e l d a, która jest relatywistycznym uogólnieniem teorii B o h r a.

W teorii S o m m e r f e l d a przyjmuje się, że elektron w atomie, podobnie jak planety w układzie słonecznym, może krążyć dookoła jądra atomowego po elipsach, w których ognisku znajduje się jądro. Według mechaniki klasycznej, elips tych może być nieskończenie wiele. Warunki kwantowe jednak ograniczają liczbę możliwych elips w ten sposób, że dla poziomu energetycznego określonego główną liczbą kwantową  $n$  istnieje  $n - 1$  elips i jedno koło. Wielkie półosie elips określa główna liczba kwantowa  $n$ , natomiast małe półosie określa „poboczna liczba kwantowa“  $l$ , która przyjmuje wartość  $l = 0, 1, \dots, n - 1$ , przy czym  $l = 0$  odpowiada elipsie najsmuklejszej, a  $l = n - 1$  — kołu. Okazuje się jednak, że energia atomu  $E_n$  nie zależy od  $l$ , lecz tylko od  $n$ , tzn. nie zależy od tego, po jakiej elipsie o danej wielkiej półosi porusza się elektron. A więc przez wprowadzenie eliptycznych torów nie otrzymuje się rozszczepienia poziomów energetycznych. Dopiero uwzględnienie poprawki relatywistycznej na zmienność masy elektronu w zależności od prędkości wprowadza do wzoru na  $E_n$  zależność od  $l$ . Poprawka relatywistyczna sprawia, że elektron zwiększając swoją prędkość w „perihelium“ zwiększa jednocześnie masę, co powoduje powolny obrót perihelium dookoła jądra. Prędkość tego obrotu zależy od mimośrodu elipsy, a zatem i od  $l$ . W ten sposób teoria prowadzi do zależności  $E_n$  od  $l$ , a więc do rozszczepienia poziomów energetycznych atomu, gdyż  $l$  przyjmuje  $n$  określonych wartości. Poziom o głównej liczbie kwantowej  $n$  rozszczepia się więc na  $n$  poziomów z pobocznymi liczbami kwantowymi  $l = 0, 1, \dots, n - 1$ . Okazuje się, że poboczna liczba kwantowa  $l$  wyraża w jednostkach  $h/2\pi$  moment pędu elektronu w jego ruchu po danej orbicie. Przyjęte jest poziomo te oznaczać następującymi literami:

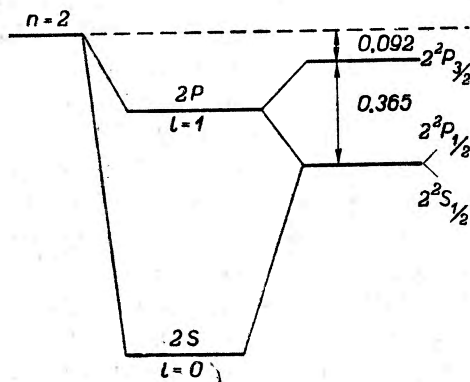
$$l = 0 — S,$$

$$l = 1 — P,$$

$$l = 2 — D \text{ itd.}$$

Odkrycie krętu elektronu przez G o u d s m i t a i U h l e n b e c k a wprowadziło dalsze rozszczepienie poziomów energetycznych atomu. Elektron, jako wirujący bąk, posiada względem osi obrotu pewien moment pędu, czyli kręt, którego wielkość wyraża się wektorem o wartości  $s = \frac{1}{2}$  (w jednostkach  $h/2\pi$ ). Wirujący ładunek elektronu wytwarza pole magnetyczne, podobnie jak prąd kołowy. Elektron posiada więc moment magnetyczny, który w polu magnetycznym, wytworzonym przez jego

obrót po orbicie, ustawia się w stosunku do kierunku tego pola równolegle lub antyrównolegle; nazywa się to sprzężeniem kręt-orbita. Każdemu z ustawień osi elektronu odpowiada inna wartość energii, zależna od całkowitego momentu pędu  $l + s$  lub  $l - s$ . Poziomy energetyczne, określone liczbami kwantowymi  $n$  i  $l$ , rozszczepiają się więc na dublety, stosownie do trzeciej liczby kwantowej  $j$ , którą określamy jako  $j = l + s$  i nazywamy „wewnętrzną“ liczbą kwantową. Na przykład dla poziomu  $P$  ( $l = 1$ ) wewnętrzna liczba kwantowa przybiera wartości  $j = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$  lub  $j = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$ ; dla poziomu  $S$  ( $l = 0$ ) może mieć tylko jedną wartość:  $j = \frac{1}{2}$ . W ten sposób rozszczepione poziomy oznaczają się następującymi symbolami:  $n^2 P_{3/2}$ ,  $n^2 P_{1/2}$ ,  $n^2 S_{1/2}$  itp. W symbolach tych  $n$  oznacza główną liczbę kwantową, wielka litera reprezentuje odpowiednią wartość  $l$ , wskaźnik dolny oznacza wewnętrzną liczbę kwantową  $j$ , wskaźnik górny zaś oznacza przynależność poziomu do systemu dubletów.



Rys. 19

Rozszczepienie poziomu  $n = 2$  w atomie wodoru na skutek poprawki relatywistycznej (w środku) oraz na skutek sprzężenia spin-orbita (z prawej strony). Liczby oznaczają różnice poziomów w  $\text{cm}^{-1}$

na dublet o składowych określonych wewnętrznymi liczbami kwantowymi  $j = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$  ( $2^2 P_{3/2}$ ) i  $j = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$  ( $2^2 P_{1/2}$ ); poprawka spinowa podnosi poziom  $2S$  do  $2^2 S_{1/2}$  w ten sposób, że zlewa się on z poziomem  $2^2 P_{1/2}$ .

Wyniki powyższe, do jakich prowadzi teoria Sommerfelda, potwierdzone zostały przez mechanikę kwantową, zarówno w formie Schrödingera z dodatkiem poprawki relatywistycznej i spinowej, jak i w formie Diraca, z którego równań (dla elektronu poruszającego

Osobliwą jest rzeczą, że w atomie wodoru dla każdego  $n$  poziomu o tej samej wartości  $j$  zlewają się w poziom wspólny, a więc np. poziom  $2 P_{1/2}$  i  $2 S_{1/2}$  albo  $3 P_{3/2}$  i  $3 D_{3/2}$  itd. Wobec tego dla wszelkich  $n$  mamy tylko  $n$  różnych poziomów z liczbami  $j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots, n - \frac{1}{2}$ ; wszystkie te poziomy, z wyjątkiem najwyższego  $j = n - \frac{1}{2}$ , są podwójne. Stosunki te dla poziomu  $n = 2$  ilustruje rys. 19. Z lewej strony zaznaczony jest poziom  $n = 2$ , jak go podaje teoria B o h r a. Na skutek zwykłej relatywistycznej poprawki poziom ten rozszczepia się na dwa poziomy:  $2 S$  (dla  $l = 0$ ) i  $2 P$  (dla  $l = 1$ ). Sprzężenie spin-orbita rozszczepia poziom  $2 P$

się w polu Coulombowskim) poprawki te samorzutnie wynikają. Wyrażenie na energię  $E_n$ , do jakiego prowadzi mechanika kwantowa dla atomu wodoru, ma postać

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 n^2} - \frac{2\pi^2 m e^4 a^2}{h^2 n^3} \left( \frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \quad (2)$$

gdzie

$$a = \frac{2\pi e^2}{c h} = \frac{1}{136,7}$$

jest słynną bezwymiarową „stałą subtelnej budowy“. Widzimy, że wzór ten daje rozszczepienie poziomu  $n$  na  $n$  oddzielnych bardzo bliskich poziomów, gdyż  $j$  przybiera  $n$  wartości:  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots, n - \frac{1}{2}$ , a czynnik  $\frac{\alpha^2}{n}$  jest rzędu wielkości  $10^{-4} - 10^{-5}$ .

Skoro poziom  $n = 3$  rozszczepia się na trzy, a poziom  $n = 2$  na dwa oddzielne poziomy, przeto linia  $H_\alpha$  wodoru, która powstaje z przejścia  $n = 3 \rightarrow n = 2$ , złożona jest w rzeczywistości z kilku oddzielnych bardzo bliskich linii składowych; i to jest właśnie subtelna budowa tej linii. Liczba składowych linii subtelnej budowy wynosić powinna w tym wypadku sześć. Istnieje jednak „reguła wyboru“, która dozwala tylko te przejścia, w których zmiana liczby kwantowej  $j$  wynosi 0 lub  $\pm 1$ .

$$\Delta j = 0 \text{ lub } \pm 1.$$

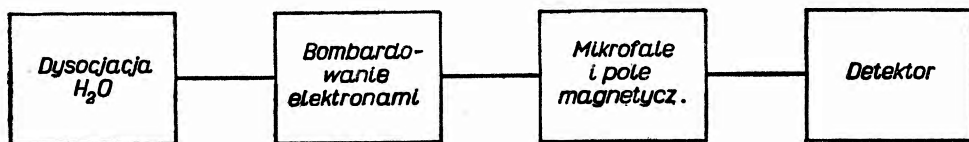
Wobec tego jedno z omawianych przejść jest niemożliwe, mianowicie  $3 D_{3/2} \rightarrow 2 S_{1/2}$  (por. rys. 25a). Linia  $H_\alpha$  ma zatem tylko pięć składowych. Trzy składowe powstają z przejścia na poziom  $2 P_{3/2}$ , dwie zaś — z przejścia na poziom  $2 P_{1/2}$  (identyczny z  $2 S_{1/2}$ ). Ponieważ poziom  $n = 2$  jest silniej rozszczepiony aniżeli poziom  $n = 3$  (por. wzór 2), przeto składowe linii  $H_\alpha$  tworzą dwie oddzielne grupy. W doświadczeniach spektroskopowych te dwie grupy ukazują się jako dublet, którego dalszych składowych — wobec ich bliskości — nie można rozdzielić. Widzimy więc, że doświadczalne sprawdzenie subtelnej struktury przez badanie linii  $H_\alpha$  napotyka trudności. Przyczyną tych trudności w rozdzieleniu linii składowych jest zjawisko Dopplera, które daje rozszerzenie linii na skutek dużych prędkości atomów w ich ruchu termicznym. Sprawdzenie subtelnej struktury miałyby duże znaczenie, gdyż mogłoby rzucić światło na poprawność teorii Diraca i na ewentualnie nie-Coulombowskie siły oddziaływania między protonem a elektronem.

Z tych względów Lamb i Retherford (1947) opracowali metodę mikrofalową. Wynikająca z teorii różnica poziomów  $2^2 P_{1/2}$  i  $2^2 S_{1/2}$  odpowiada długości fali 2,74 cm (na rys. 19 odległości poziomów podane są



w skali liczb falowych  $1/\lambda$  i wyrażone w  $\text{cm}^{-1}$ ). Nie można jednak do zbadania struktury poziomu  $2^2P_{1/2}$  zastosować absorpcji promieniowania mikrofalowego w pobudzonym wodorze, bowiem z powodu małego obładzenia pobudzonych poziomów linia absorpcyjna nie byłaby odróżnialna od tła. Lamb i Retherford wykorzystali tę osobliwą właściwość poziomu  $2^2S_{1/2}$ , że jest on metatrwały, gdyż powrót z tego stanu do stanu normalnego  $1^2S_{1/2}$  jest „wzbroniony“ przez regułę wyboru, ograniczającą przeskoki kwantowe do tych, w których poboczna liczba kwantowa  $l$  zmienia się tylko o  $+1$  lub  $-1$ , czyli  $\Delta l = \pm 1$ . Z tego względu bezpośrednie przejście  $2^2S_{1/2} \rightarrow 1^2S_{1/2}$  jest niemożliwe. Powrót do stanu normalnego może się odbyć tylko drogą pośrednią, lecz na tę okazję atom musi czekać średnio  $1/7$  sekundy; mówimy, że czas życia stanu metatrwałego  $2^2S_{1/2}$  wynosi  $1/7$  sek. Tymczasem czas życia obu stanów pobudzonych  $2^2P$  jest niezwykle krótki i wynosi zaledwie  $1,6 \cdot 10^{-9}$  sek.

Metoda doświadczalna autorów polegała na wykorzystaniu tej różnicy czasów życia. Dysocjowali oni wodór w wolframowym piecu i wytwarzali smukłą wiązkę atomową biegnącą w próżni. Wiązkę tę bombardowali za pomocą strumienia elektronów biegnącego do niej poprzecznie. W warunkach doświadczenia jeden atom na każde  $10^8$  atomów został przeniesiony do metatrwałego stanu  $2^2S_{1/2}$ . Metatrwałe atomy pobudzonego wodoru, uległszy bardzo małemu odchyleniu na skutek zderzeń z elektronami, biegną dalej, przechodzą przez wiązkę promieniowania mikrofalowego i przez obszar pola magnetycznego (p. niżej), a w końcu padają na detektor atomów pobudzonych w postaci płytki wolframowej. Atomy pobudzone padając na tę płytkę — na skutek zderzeń drugiego

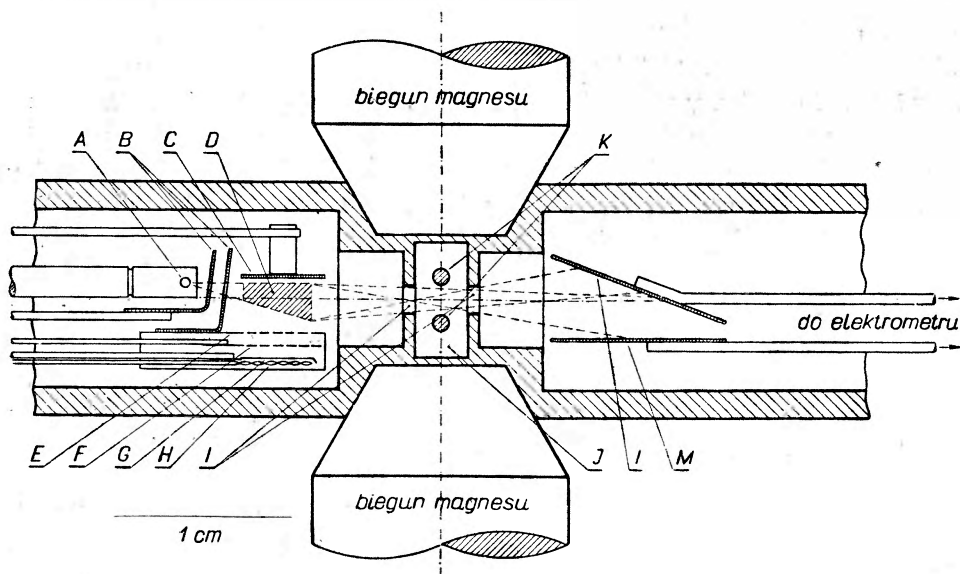


Rys. 20

Schemat blokowy aparatu Lamba i Retherforda

rodzaju z atomami metalu — wyrzucają z niej elektrony, które przechodzą do elektrody zbiorczej. Prąd elektronowy ( $10^{-14}$  A) mierzony był lampą elektrometryczną i czułym galwanometrem. Schemat aparatu przedstawia rys. 20.

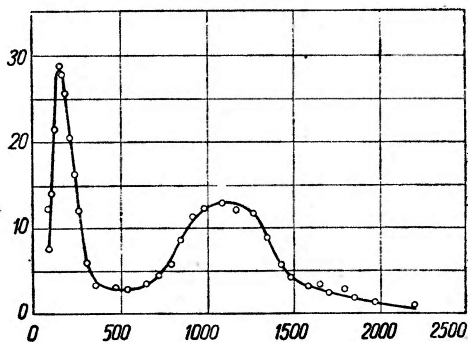
Przekrój aparatu uwidacznia rys. 21. Gdy wiązkę zawierającą atomy metatrwałe przechodzi z obszaru bombardowania do detektora przy wyłączonym promieniowaniu mikrofalowym, wówczas w detektorze daje



Rys. 21

Przekrój aparatu Lamba i Retherforda. A — piecyk wolframowy do dysocjacji  $H_2$ ; B — przesłony ze szczelinami; C — anoda urządzenia do bombardowania elektronami; D — obszar bombardowania; E — siatka przyspieszająca elektrony; F — siatka sterująca; G — katoda emitująca elektrony; H — grzejnik katody; I — szczeliny; J — falowód; K — druty Lechera, służące jednocześnie do „wygaszania” stanów metatrwałych za pomocą pola elektrostatycznego; L — tarcza detektora atomów metatrwałych; M — elektroda zbiorcza detektora

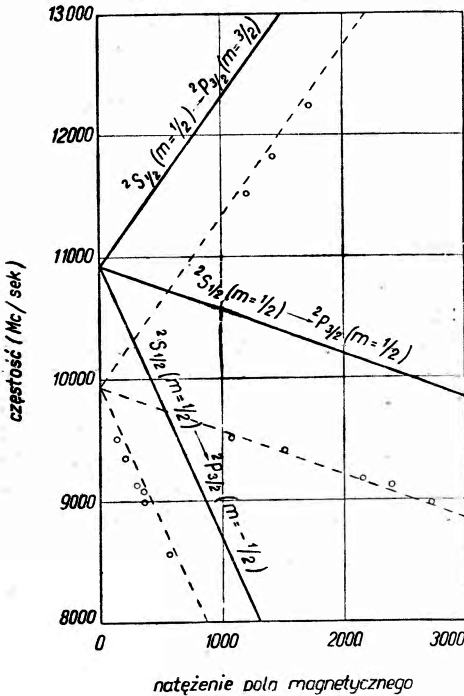
prąd. Jeśli natomiast przez wiązkę atomów metatrwałych przepuścić promieniowanie mikrofalowe, wówczas jego kwanty  $h\nu$  przy odpowiedniej częstotliwości spowodują przejście  $S 2^2_{1/2} \rightarrow 2^2 P_{1/2}$  lub inne. Atomy, znalazłszy się w stanie pobudzonym niemetatrwałym, natychmiast wracają do stanu normalnego i doszedłszy do detektora nie wywołają w nim prądu, gdyż nie dają emisji z płytki metalowej. Z wartości częstotliwości  $\nu$  mikrofal obliczyć można odpowiednie różnice poziomów energetycznych i w ten sposób zbadać ich subtelną strukturę. Ale zmienia-



Rys 22

Wyłączenie mikrofal w aparaturze z rys. 20 i 21 powoduje wzrost prądu w detektorze, wywołany dochodzeniem do niego metatrwałych atomów. Ten wzrost prądu przedstawiony jest na wykresie w funkcji natężenia pola magnetycznego

nie częstości  $\nu$  mikrofal w szerszym zakresie, w sposób ciągły, jest rzeczą niezmiernie trudną. Toteż autorzy zastosowali pole magnetyczne, które rozszczepiało poziomy energetyczne atomu na szereg poziomów składowych (zjawisko Zeemana), wielkość rozszczepienia zaś zmieniali w sposób ciągły, zmieniając natężenie pola magnetycznego. Dla danej częstości  $\nu$  przejście kwantowe odbywało się wtedy, gdy  $h\nu$  równało się różnicy energii między jedną ze „składowych zeemanowskich“ poziomów  $2^2 S_{1/2}$ ,



Rys. 23

Przejścia kwantowe między jednym z poziomów  $2^2 S_{1/2}$  (określonym „magnetyczną liczbą kwantową“  $m = 1/2$ ) a trzema poziomami  $2^2 P_{3/2}$  (określonymi magnetycznymi liczbami kwantowymi  $m = -1/2, 1/2$  i  $3/2$ ). Na osi rzędnych — częstość odpowiadająca przejściom w Mc/sec, na osi odciętych — natężenie pola magnetycznego w erstedach. Linie ciągłe obliczone dla zjawiska Zeemana wg teorii Diraca; linie przerywane — te same, lecz obniżone o 1000 Mc/sec; kółka — wyniki pomiarów według krzywych, jak na rys. 22

a jedną ze składowych poziomów wyższego. Wyniki pomiarów dla częstości  $\nu = 9487$  Mc/sec pokazuje wykres na rys. 22. Na osi rzędnych odłożona jest zmiana natężenia prądu detektora wywołana przerwaniem promieniowania mikrofalowego; na osi odciętych odłożone jest natężenie pola magnetycznego. Na krzywej widzimy dwa maksyma, odpowiadające dwóm różnym przejściom kwantowym; daje to dwa punkty  $(H_1, \nu)$  i  $(H_2, \nu)$ . Serie takich pomiarów powtórzone zostały dla różnych innych częstości mikrofal, w zakresie od  $\lambda = 2,4$  cm do  $\lambda = 18,5$  cm. Otrzymano w ten sposób nowe punkty  $(H, \nu)$ , odpowiadające przejściom kwantowym. Zespół tych punktów przedstawiony jest na rys. 23 za pomocą kółek. Linie ciągłe oznaczają teoretycznie obliczone częstości odpowiadające trzem różnym przejściom kwantowym między poziomami rozszczepionymi w zjawisku Zeemana. Od razu widać, że linie teoretyczne, przesunięte o 1000 Mc/sec ku niższym częstościom (linie przerywane), pokrywają się dokładnie z punktami pomiarowymi. Z tego widać, że poziom niższy, tzn.  $2^2 S_{1/2}$ , przesunięty jest o 1000 Mc/sec ku częstościom wyższym

w stosunku do poziomów wyższych, tzn.  $2^2P$ . A zatem poziomy  $2^2S_{1/2}$  i  $2^2P_{1/2}$  nie pokrywają się, lecz są względem siebie przesunięte o 1000 Mc/sec w skali częstości, czyli o  $0,033 \text{ cm}^{-1}$  w skali liczb falowych. Późniejsze pomiary tych samych autorów (1949) dały na wartość przesunięcia  $1062 \pm 5 \text{ Mc/sec}$ , co równa się

$$0,0354 \pm 0,0002 \text{ cm}^{-1}$$

w skali liczb falowych. Rys. 19 powinien zatem ulec modyfikacji, którą wyobraża rys. 24.

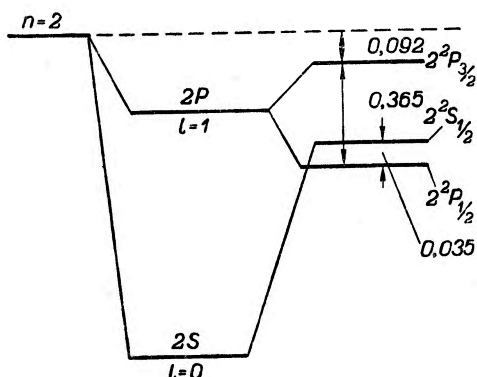
Dokładnie te same wyniki otrzymali Lamb i Retherford (1950) w późniejszej pracy dla deuteru.

Powyższe wyniki uzyskane metodą mikrofalową zostały potwierdzone najnowszymi spektroskopowymi badaniami subtelnej struktury linii  $H_\alpha$ . W badaniach tych Kuhn i Series (1950) wyeliminowali w możliwie największym stopniu dopplerowskie rozszerzenie linii. Osiągnęli to

w następujący sposób: 1. Zastosowali do badań deuter, którego subtelna struktura z teoretycznych względów powinna być taka sama jak w wodrze. Korzyść płynąca z zastosowania deuteru jest ta, że atomy  $H^2$ , mając dwukrotnie większą masę, mają w danej temperaturze  $\sqrt{2}$  razy mniejszą prędkość aniżeli atomy  $H^1$ ; tyleż razy jest mniejsza dopplerowska szerokość linii, co zwiększa odpowiednio zdolność rozdzielczą metody. 2. Uczni ci zastosowali lampę do wyładowań o ściankach częściowo z miedzi, zanurzoną w kąpeli z ciekłego wodoru. Temperatura kąpeli pod ciśnieniem normalnym wynosiła  $20^\circ \text{ K}$ , pod ciśnieniem zaś zmniejszonym  $14^\circ \text{ K}$ . Dzięki temu prędkość atomów, a z nią szerokość dopplerowska linii była w dużym stopniu zredukowana. 3. Stosowano do wyładowań w gazie bardzo słabe prądy 2—5 mA. 4. Jako metodę optyczną zastosowano spektrograf szklany z wmontowanym interferometrem typu Fabry-Pérot, co zapewniało wielką zdolność rozdzielczą.

W wyniku tych badań rozdzielono składowe (1), (2), (3) i (5) subtelnej budowy linii  $H_\alpha$  ( $n = 3 \rightarrow n = 2$ ) (rys. 25 a). Z pomiaru różnic liczb falowych składowych (1) i (3) oraz (1) i (2) stwierdzono, że poziom  $2^2S_{1/2}$  leży wyżej od poziomu  $2^2P_{1/2}$

$$0,0369 \pm 0,0016 \text{ cm}^{-1}$$



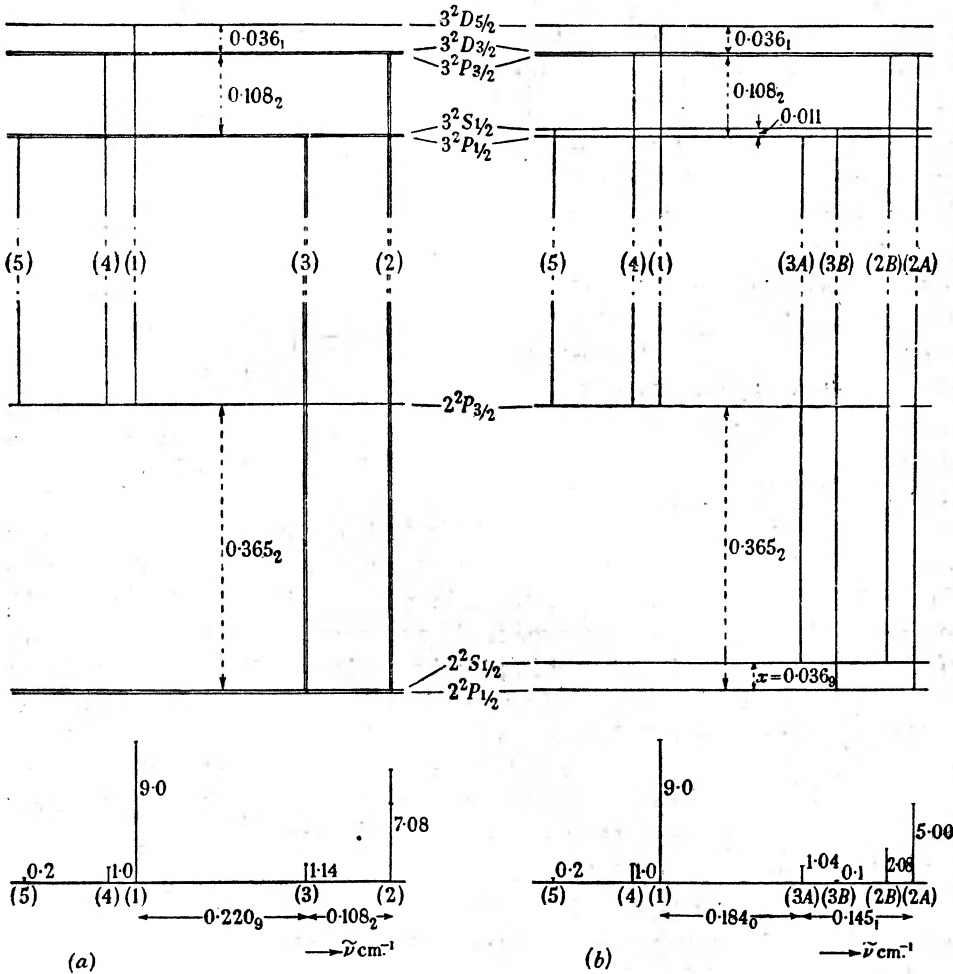
Rys. 24

Subtelna struktura poziomu  $n = 2$  atomu wodoru z uwzględnieniem przesunięcia Lamba i Retherforda (por. rys. 19)

Wielkość tego przesunięcia zgadza się w granicach błędów pomiarowych z wartością wyznaczoną metodą mikrofalową.

Z uwzględnieniem tego przesunięcia schemat poziomów przedstawiały się tak, jak pokazuje rys. 25 b.

Po odkryciu Lamba i Retherforda ukazał się szereg prac teoretycznych, mających na celu wyjaśnić przyczynę niezgodności doś-



Rys. 25

Schemat subtelnej budowy poziomów  $n = 2$  i  $n = 3$  atomu wodoru a) wg teorii Diraca; b) z uwzględnieniem przesunięcia poziomu  $2^2 S_{1/2}$  oraz przypuszczalnego przesunięcia poziomu  $3^2 S_{1/2}$ . Przejścia (1), (2), (3) itd. odpowiadają składowym subtelnej budowy linii  $H\alpha$ . Poniżej: wygląd rozszczepionej linii; obliczone natężenia składowych zaznaczone są wysokością linii i liczbami obok nich umieszczonymi

wiadczenia z teorią Diraca i w sposób poprawny obliczyć przesunięcie poziomu  $2^2S_{1/2}$ , Bethe (1947), oprócz sił Coulombowskich działających między protonem a elektronem, uwzględnia (w sposób nierelatywistyczny) oddziaływanie między elektronem a polem promieniowania. Obliczone przez niego przesunięcie poziomu  $2^2S_{1/2}$  wynosi 1040 Mc/sec, co jest w zadowalającej zgodności z przesunięciem zmierzonym przez Lamba i Retherforda 1062 Mc/sec. Kroll i Lamb (1949) na podstawie teorii Diraca obliczyli przesunięcie w sposób relatywistyczny i otrzymali 1052 Mc/sec. French i Weisskopf (1949) przypisują to zjawisko, podobnie jak Bethe, sprzężeniu elektronu z elektromagnetycznym polem promieniowania, stosując jednak odmienny sposób obliczania. Obliczenie na ogół sprowadza się do odjęcia od siebie dwóch wartości energii własnej elektronu znajdującego się w dwóch stanach. Otóż poważną trudność teorii stanowi fakt, że wyrażenia na energię własną elektronu zawierają całki rozbieżne. Energia elektronu w obu stanach jest zatem nieskończenie wielka. Niemniej jednak różnica tych energii powinna wypaść skończona. Różni autorzy stosują rozmaite metody „obcinania nieskończoności”, zawierające pewne dowolności i wpływające na wynik obliczeń. French i Weisskopf na wartość przesunięcia poziomu  $2^2S_{1/2}$  otrzymali 1051 Mc/sec, co należy uważać za nadzwyczaj dobrą zgodność z teoriami innych autorów i z doświadczeniem. Do tego samego rezultatu prowadzi elektrodynamika kwantowa w nowym sformułowaniu J. Schwingera.

Sprawa teoretycznego wyjaśnienia przesunięcia poziomu  $2^2S_{1/2}$ , dyskutowana była na jednym z seminariów Konferencji Fizyki Teoretycznej odbytej w Kuźnicach w r. 1950. Sądzę, że będzie z pożytkiem dla czytelnika przytoczyć dwie wypowiedzi: jedną — profesora dra J. Rayskiego, dotyczącą teorii Bethego, drugą — dra M. Günthera, przedstawiającą metodę Kramera, naówczas jeszcze nie opublikowaną drukiem.

1. Prof. dr J. Rayski: W teorii Bethego, oprócz Coulombowskiego członu na oddziaływanie z jądrem, w hamiltonianie atomu wodoru występuje człon dodatkowy

$$H' = - \int d\tau \vec{\gamma} \vec{A},$$

opisujący sprzężenie pomiędzy elektronem a polem promieniowania.  $\vec{\gamma}$  oznacza tu wektor gęstości prądu elektronu

$$\vec{\gamma} = e \Psi^* \vec{\alpha} \Psi,$$

natomiast  $\vec{A}$  jest wektorowym potencjałem elektromagnetycznym opisującym (poprzeczne) drgania świetlne. W klasycznej teorii wolno założyć, że z chwilą, gdy światła nie ma,  $\vec{A}$  identycznie znika. Natomiast w kwantowej teorii światła  $\vec{A}$  jest

operatorem, którego pominąć nie wolno, nawet wtedy jeżeli wiadomo, że liczba fotonów jest równa zero. Operator  $\vec{A}$  zawiera w sobie człony odpowiedzialne za emisję oraz absorpcję pojedynczych fotonów. Dlatego też w drugim przybliżeniu rachunku zaburzeń pojawi się dodatkowy wyraz diagonalny na energię typu

$$H''_{00} = \sum_i i \frac{H'_{0i} H'_{i0}}{E_0 - E_i},$$

gdzie przez wskaźnik zero oznaczony został stan (początkowy, a także i końcowy), w którym liczba fotonów wynosi zero, zaś przez wskaźnik  $i$  stan pośredni, w którym (wirtualnie) istnieje jeden foton. Sumowanie (jak zawsze w rachunku zaburzeń) rozciąga się na wszystkie możliwe stany pośrednie, a więc na wszelkie pędy wirtualnie powstających fotonów. Taka suma jest w kwantowej teorii światła z reguły rozbieżna, co oznaczałoby, że poziom energetyczny wskutek zaburzenia zostaje przesunięty do nieskończoności. Jeżeli jednak obliczymy różnicę dwu takich energii dla dwóch różnych stanów, np.  $2S_{1/2}$  i  $2P_{1/2}$ , to okaże się, że taka różnica

$$(H''_{00})_{2S_{1/2}} - (H''_{00})_{2P_{1/2}}$$

jest skończona, pomimo że każdy wyraz z osobna był rozbieżny. Z matematycznego punktu widzenia oznacza to, że całka z różnicy dwóch wyrażeń ma sens, chociaż różnica całek sensu nie posiada. Z fizycznego punktu widzenia natomiast oznacza to, że kwantowa teoria światła nie jest zdolna dać odpowiedzi na pytanie co do bezwzględnej wartości energii elektronu w dowolnym stanie, natomiast pozwala, zgodnie z doświadczeniem, podawać wartości względne, a więc różnice pomiędzy energiami na dwóch dowolnych poziomach, jakie elektron zajmować może. Zamiast obliczać różnice energii na dwóch związanych poziomach można też obliczać różnicę pomiędzy energią poziomu związanego, a energią elektronu swobodnego:

$$(H''_{00})_{2S_{1/2}} - (H''_{00})_{\infty}$$

oraz

$$(H''_{00})_{2P_{1/2}} - (H''_{00})_{\infty},$$

gdzie symbol  $\infty$  oznacza nieskończoną odległość jądra, czyli elektron swobodny. Okazuje się wówczas, że przesunięcie poziomów  $P$  jest niedostrzegalnie małe, wobec czego cały efekt dostrzeżony przez Lamba i Retherforda idzie na karb przesunięcia poziomu  $S$ .

2. Dr M. Günther: Przesunięcie poziomu  $2^2S_{1/2}$  wyrachował również H. A. Kramers za pomocą nieco odmiennej metody zaburzeń w porównaniu do metod na ogół stosowanych, np. do metody Bethgo.

Jak wiadomo, przesunięcie poziomu energetycznego znalezione przez Lamba i Retherforda polega na różnicy energii własnej elektronu w dwóch różnych stanach atomu wodoru. Metoda Kramersa pozwala obliczać energię własną elektronu w dość dogodny sposób. Wyobraźmy sobie promieniowanie zamknięte w kuli odbijającej o promieniu  $R$ . Rozkładamy je na szereg oscylatorów harmoniczných, każdy w stanie podstawowym o energii  $1/2 \hbar \omega_k$ . Na skutek sprzężenia tego pola

z elektronem fazy oscylatorów zmieniają się, co zmienia warunki brzegowe na powierzchni kuli, to zaś zmienia gęstość dopuszczalnych oscylatorów  $\eta$ , liczoną na przedział liczby falowej określonej jako  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Energia całego układu rozważanych oscylatorów zmienia się odpowiednio do zmiany gęstości oscylatorów i zmiana ta jest energią własną elektronu. Z elementarnych rozważań wynika, że energia ta dana jest wzorem

$$E = \frac{\hbar c}{4\pi} \int_0^{\infty} \eta(k) dk.$$

Obliczając tę energię dla dwóch różnych stanów elektronu w atomie otrzymujemy przez odjęcie przesunięcie typu Lamba i Retherforda. Dla atomu wodoru daje to właściwy rząd wielkości  $10^8$  Mc/sec.

Zaznaczyć należy, że w metodach tego rodzaju wartości energii własnej elektronu ( $E$ ) wypadają nieskończenie wielkie. Jednak w teorii Kramersa nieskończoności te są „łagodniejsze“, to znaczy rozbieżność całek wyrażających energię jest słabsza (z reguły logarytmiczna). Mimo to jest sens mówić o różnicy tych energii, i to tym bardziej, im słabsza jest rozbieżność całek.

### Literatura

#### Prace sprawozdawcze:

1. W. Gordy, „Microwave Spectroscopy“, 1948, Review of Modern Physics **20**, 668; 1949, Успехи Физических Наук **39**, 201.
2. M. Freymann, R. Freymann i J. Le Bot, „Le spectre ultrahertzien et la structure moléculaire“, 1948, Journal de Physique **9**, 2D, 29D i 45D.
3. C. Kikuchi i R. D. Spence, „Microwave Methods in Physics“ 1949, Amer. Journ. of Physics **17**, 288.

#### Prace autorów cytowanych:

1. R. Beringer, 1946, Phys. Rev. **70**, 53.
2. M. A. Bethe, 1947, Phys. Rev. **72**, 339.
3. B. Bleaney i R. P. Penrose, 1946, Nature **157**, 339.
4. B. Bleaney i R. P. Penrose, 1947a, Proc. Roy. Soc. **189**, 358.
5. B. Bleaney i R. P. Penrose, 1947b, Proc. Phys. Soc. **59**, 418.
6. C. E. Cleeton i N. H. Williams, 1934, Phys. Rev. **45**, 234.
7. J. B. French i V. E. Weisskopf, 1949, Phys. Rev. **75**, 388 i 1240.
8. A. Głagolewa-Arkadiewa, 1924, Zeitschr. f. Phys. **24**, 153.
9. W. E. Good, 1946a, Phys. Rev. **69**, 539.
10. W. E. Good, 1946b, Phys. Rev. **70**, 109 i 213.
11. N. M. Kroll i W. E. Lamb, 1949, Phys. Rev. **75**, 388.
12. H. Kuhn i G. W. Series, 1950, Proc. Roy. Soc. A, **202**, 127.
13. W. E. Lamb i R. C. Retherford, 1947, Phys. Rev. **72**, 241.



14. W. E. Lamb i R. C. Retherford, 1950, Phys. Rev. **79**, 549.
15. R. C. Retherford i W. E. Lamb, 1949, Phys. Rev. **75**, 1325.
16. C. H. Townes, 1946, Phys. Rev. **70**, 665.
17. R. T. Weidner, 1947, Phys. Rev. **72**, 1268.

Rysunki nry 10, 11, 21, 22, 23 i 25 opracowano na podstawie:

Physical Review

Proceedings of the Royal Society

Proceedings of the Physical Society

American Journal of Physics

Journal de Physique.

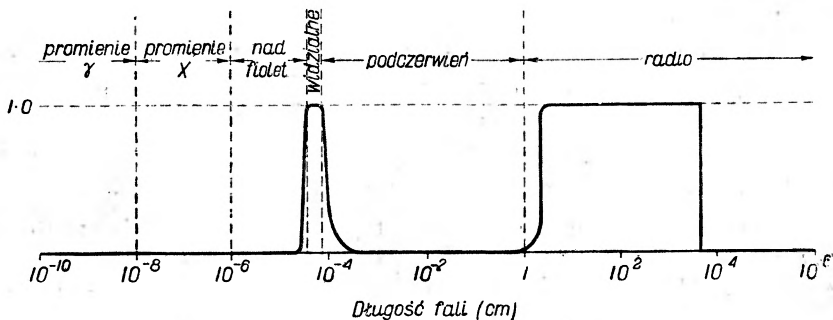
Włodzimierz Zonn

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Warszawskiego

## O astronomii radiowej

Terminem „astronomia radiowa“ obejmujemy dziś cały zakres badań tak obserwacyjnych, jak i teoretycznych dotyczących promieniowania ciał niebieskich w dziedzinie fal o długości zawartej w granicach od kilku centymetrów do 100 m.

Rozwój tych badań pozostaje w ścisłym związku z szybkim postępem techniki radiowej w ciągu ostatnich kilku lat, szczególnie z postępem techniki w dziedzinie fal krótkich. Mam tu na myśli zwiększenie czułości odbiorników i znaczne zwiększenie stopnia kierunkowości anten odbiorczych.



Rys. 1

Współczynnik przezroczystości atmosfery ziemskiej dla różnych długości fal promieniowania elektromagnetycznego

W górnych warstwach naszej atmosfery występują obszary o bardzo wysokim stopniu jonizacji, tzw. jonosfera. Jonosfera odbija promieniowanie o długości fali powyżej 100 m, dlatego też wszelkie badania astronomiczne muszą się posługiwać promieniowaniem o krótszej fali, a więc falami metrowymi i centymetrowymi. Jest to warunek konieczny do rozpoczęcia badań astronomicznych, jednak nie dostateczny.

W atmosferze ziemskiej mamy liczne źródła dość silnego promieniowania radiowego o stosunkowo małej długości fali; obecność tego promie-

niowania przejawia się w trzaskach i szumach atmosferycznych. Szumy te niemal całkowicie maskują promieniowanie ciał niebieskich, podobnie jak dzienne światło rozproszone maskuje promieniowanie wielu obiektów na niebie. Wpływ tych szumów możemy jednak w dużym stopniu osłabić przez to, że naszą aparaturę odbiorczą uczynimy w wysokim stopniu kierunkową. Zmniejszając kąt bryłowy odbieranego promieniowania zmniejszamy w tym samym stosunku natężenie promieniowania atmosferycznego nie zmniejszając wcale natężenia czy to promieniowania stacji odbieranej, czy też promieniowania ciała niebieskiego, jeśli kąt bryłowy, pod którym je widzimy, jest mały (i oczywiście ciało to leży wewnątrz kąta bryłowego odbieranego promieniowania).

Oto dlaczego astronomia radiowa mogła się narodzić dopiero wtedy, gdy poziom techniczny radiotechniki krótkofalowej znacznie się podniósł; nastąpiło to w okresie ostatniej wojny światowej przede wszystkim w Anglii, nic też dziwnego, że pierwsze prace z astronomii radiowej pochodziły z pracowni angielskich i były opublikowane (już po wojnie) w czasopiśmie angielskich.

Prace te mają dotychczas charakter pionierski; dziesięć lat nie jest jeszcze okresem wystarczającym na to, by prace w tak nowej i trudnej ze względu na instrumentarium dziedzinie mogły dać wyczerpujący i pełny obraz zjawisk i zagadnień.

Ta okoliczność stwarza wiele trudności nie tylko w dziedzinie orientowania się w zagadnieniach radioastronomii, lecz także i w przedstawieniu tych zagadnień w formie jakiegoś artykułu.

Radioastronomia rozwija się w tempie niesłychanie szybkim; w chwili gdy czytelnik będzie przeglądał to sprawozdanie, wyniki wielu obserwacji staną się już może nieaktualne; innych znów autor nie uwzględni dlatego, że będą ogłoszone po napisaniu tych wierszy.

Niechże ta okoliczność, przynajmniej częściowo, usprawiedliwi autora niniejszego sprawozdania w tym, że będzie ono tak w formie, jak i treści odbiegało od tego, czego się zazwyczaj spodziewamy, gdy bierzemy do ręki sprawozdania z postępów w innych dziedzinach astronomii, w których każda obserwacja ma dobrze zdefiniowany cel i służy do sprawdzenia dostatecznie przemyślanej i ugruntowanej teorii. W radioastronomii jesteśmy jeszcze bardzo dalecy od tego stanu rzeczy, co ogromnie utrudnia referowanie całokształtu prac z tej dziedziny.

### Technika obserwacji

Do obserwacji promieniowania radiowego ciał niebieskich używa się dziś różnego rodzaju aparatów odbiorczych zależnie od długości fali promieniowania, które mamy zamiar odbierać.

Do obserwacji fal centymetrowych stosuje się dziś aparaturę złożoną z anteny kierunkowej i odbiornika. Antenę buduje się najczęściej w postaci dipola umieszczonego w ognisku reflektora parabolicznego wykonanego bądź to z blachy, bądź z drutów. Antena jest połączona z odbiornikiem za pośrednictwem linii koncentrycznej lub falowodu.

Jako odbiorników używa się najczęściej tzw. superheterodyn, które mają czułość największą. W tego typu odbiornikach sygnały o dużej częstotliwości, odbierane w antenie, nakładają się na sygnały o częstotliwości nieco mniejszej, wytwarzane w odbiorniku. W ten sposób uzyskuje się sygnał o częstotliwości pośredniej, równej różnicy tych dwóch częstotliwości. Ten sygnał jest wzmacniany (główne wzmocnienie odbiornika) i następnie demodulowany. Uzyskane w wyniku demodulacji napięcie ma przebieg zgodny z obwiednią amplitudy odbieranego sygnału dużej częstotliwości. Napięcie to rejestruje się na aparatach samopiszących lub na oscyloskopie.

Do obliczenia zdolności rozdzielczej takiej aparatury można z zadowalającą dokładnością stosować przybliżone wzory optyki falowej.

Otóż zdolność rozdzielczą każdego zwierciadła lub soczewki określa odległość kątowna  $\varrho$  pierwszego pierścienia dyfrakcyjnego od środka obrazu (tworzącego się w płaszczyźnie ogniskowej zwierciadła). Wartość tego kąta zależy od długości fali promieniowania  $\lambda$  i średnicy  $D$  zwierciadła w sposób wyrażony następującym wzorem:

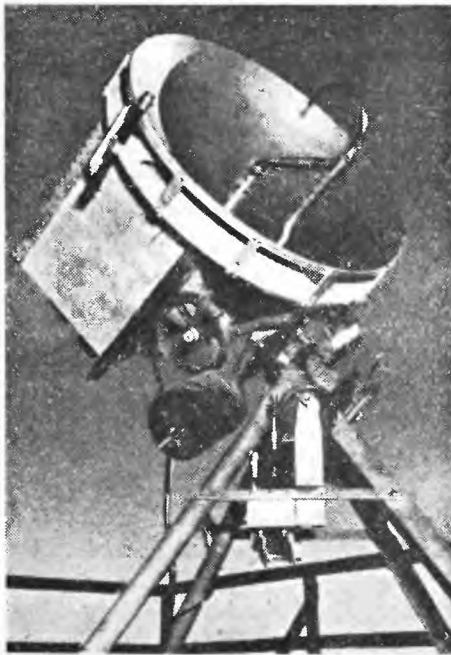
$$\varrho = 1,22 \frac{\lambda}{D}.$$

Przyjmując  $\lambda = 1$  cm i  $D = 1$  m otrzymamy na  $\varrho$  wartość około  $0^{\circ} \cdot 6$ .

Jest to bardzo mała zdolność rozdzielcza w porównaniu z tym, co osiągamy we wszystkich przyrządach optycznych, których zdolności rozdzielcze mierzą się ułamekami sekundy kąta. Niemniej w chwili obecnej użycie reflektorów parabolicznych nie daje lepszej zdolności rozdzielczej, mimo że rozmiary zwierciadeł sięgają nieraz kilkunastu i kilkudziesięciu metrów (największy reflektor paraboliczny z dotychczas zbudowanych ma średnicę 67 m).

Reflektory, o których jest mowa, nie muszą, oczywiście, mieć powierzchni wykonanej tak dokładnie, jak to musi być w przypadku instrumentów optycznych. Stopień tolerancji przy wykonywaniu powierzchni paraboloidalnych rośnie proporcjonalnie do długości fali; ta okoliczność ułatwia ogromnie konstruowanie zwierciadeł parabolicznych do odbioru fal centymetrowych.

Mniejsze zwierciadła paraboliczne są montowane paralaktycznie i mają mechanizmy zegarowe do poruszania ich zgodnie z ruchem dziennym nieba (rys. 2).



Rys. 2

Reflektor do odbioru fal radiowych o długości 1,25 cm, zmontowany paralaktycznie i zaopatrzony w mechanizm zegarowy

Zwierciadła większe, o średnicy ponad 1 m, są montowane nieco inaczej; mają one tylko jeden stopień swobody ruchu; są zazwyczaj osadzone na osi poziomej, prostopadłej do kierunku południka. Są to więc pewnego rodzaju narzędzia przejściowe, za pomocą których obserwacja jakiegoś obszaru nieba ogranicza się do chwili, gdy obszar ten przechodzi przez południk.

Promieniowania o długości fali powyżej 1 m nie da się oczywiście odbierać tego rodzaju aparaturą. Chcąc bowiem uzyskać tu zdolność rozdzielczą rzędu  $1^0$  musielibyśmy konstruować zwierciadła o średnicy wynoszącej kilkaset metrów. Do obserwacji promieniowania metrowego używa się dziś innej zupełnie aparatury, zbudowanej na zasadzie działania interferometru Michelsona.

Dwie pionowe anteny-dipole umieszcza się w odległości  $D$  od siebie. Są one połączone z odbiornikiem tak, by sygnały odebrane w obu antenach doszły do odbiornika bez wzajemnego przesunięcia faz (przesunięcia faz w doprowadzeniu anten muszą być sobie równe). W najprostszych przypadkach warunek ten jest spełniony przy jednakowej długości geometrycznej linii łączących anteny z odbiornikiem.

Taki układ (rys. 3) ma maksimum czułości w kierunku prostopadłym do prostej łączącej obie anteny. Na kierunku, który tworzy z nim kąt  $\alpha = \frac{\lambda}{2D}$ , czułość układu spadnie do zera dlatego, że w odbiorniku będą interferowały ze sobą fale o fazach różniących się o  $180^0$ . W kierunkach tworzących z kierunkiem pierwotnym kąt  $2\alpha = \frac{2\lambda}{2D}$  czułość układu znowu wzrośnie, spadnie następnie do zera w kierunkach  $3\alpha$  itd.

Otóż zdolnością rozdzielczą w tym przypadku nazywamy kąt, o jaki należy zmienić kierunek, by czułość układu od wartości maksimum

spadła do zera; wynosi on  $\frac{\lambda}{2D}$ ; jest więc tego samego rzędu co zdolność rozdzielcza zwierciadła parabolicznego o średnicy  $2D$ .

Nic też dziwnego, że przy stosowaniu takiego układu uzyskujemy na ogół wyższą zdolność rozdzielczą, sięgającą w najkorzystniejszych warunkach do  $1'$ .

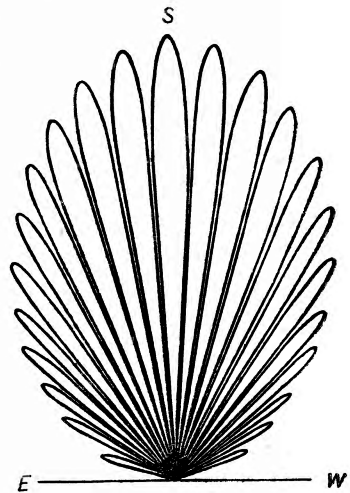
Pewne kłopoty natomiast mamy w tym przypadku z lokalizacją kierunku odbieranego promieniowania, ponieważ anteny nasze odbierają i przekazują odbiornikowi promieniowanie pochodzące jednocześnie z wielu kierunków na niebie.

Otóż dla lokalizacji odpowiednich kierunków wykorzystujemy zjawisko ruchu dziennego nieba. Załóżmy, że anteny są ustawione w kierunku wschód-zachód; największą czułość ma więc układ w płaszczyźnie południka. Kierunki maksimum czułości układu możemy w myśli zastąpić nitkami w okularze lunety południkowej umieszczonymi w jednakowych odstępach kątowych. Wiemy, że czas przejścia  $t$  gwiazdy pomiędzy dwiema sąsiednimi nitkami wynosi

$$t = t_0 \sec \delta,$$

gdzie  $t_0$  jest czasem przejścia gwiazd równikowych ( $\delta = 0^\circ$ ),  $\delta$  jest deklinacją<sup>1)</sup> obserwowanego ciała niebieskiego. Mierząc zatem odstęp czasu pomiędzy sąsiednimi maksimumami odbieranej mocy możemy z wzoru powyższego ustalić deklinację źródła promieniowania radiowego.

Jego rektascenzję<sup>1)</sup> ustalimy dzięki temu, że przejściu przez kierunek prostopadły do linii łączącej obie anteny odpowiada największa czułość układu, a zatem i największa moc odbierana. Natężenie rejestrowanych innych maksimumów musi mieć przebieg symetryczny względem maksimum głównego (odpowiadającego przejściu przez południk), co również może ułatwić ustalenie rektascenzji źródła, którego promieniowanie odbieramy.



Rys. 3

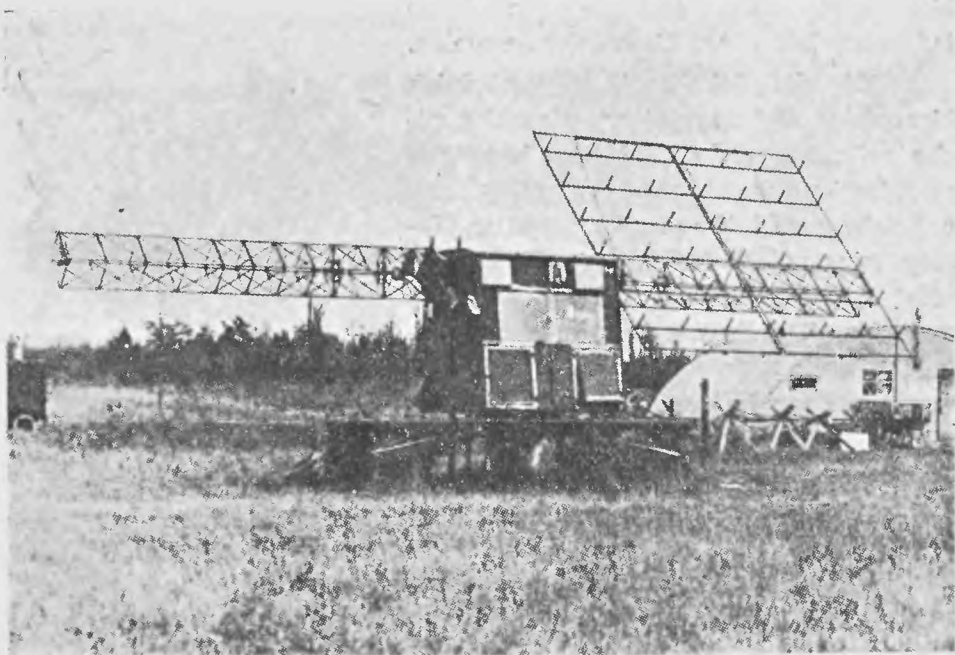
Rozkład czułości układu złożonego z dwóch anten odległych od siebie o  $10\lambda$

<sup>1)</sup> Deklinacja i rektascenzja są to współrzędne sferyczne punktów na sklepieniu nieba. Definicje tych współrzędnych znajdzie czytelnik np. w podręczniku Rybki: *Astronomia dla klasy XI*, s. 21.

Rozważyliśmy tutaj sytuację, przy której aparatura jest ustawiona południkowo. Inne przypadki są nieco bardziej skomplikowane, nie będziemy się jednak nimi zajmowali dlatego, że w praktyce są stosowane bardzo rzadko.

Dla uzyskania większej mocy w antenach ustawia się często tuż za nimi reflektory paraboliczno-cylindryczne i przed antenami szereg dipoli „kierujących“.

Podobny w zasadzie układ stosuje się również i do fal krótszych (rys. 4), kilkudziesięciocentymetrowych. z tym, że zamiast dwóch używa



Rys. 4

Antena złożona z 48 dipoli do odbioru fal 1,5 m, zmontowana azymutalnie

się wielu anten-dipoli rozmieszczonych w jednakowych odległościach; prądy z tych wszystkich anten są przekazywane jednemu odbiornikowi, tak jak i w przypadku poprzednim.

Wyznaczenie rozkładu czułości takich układów jest utrudnione przez to, że powierzchnia Ziemi w dużym stopniu odbija promieniowanie radiowe i to odbite promieniowanie interferuje z promieniowaniem odbieranym bezpośrednio z jakiegoś kierunku na niebie. Ponieważ różne

części powierzchni Ziemi odbijają promieniowanie niejednakowo, rozkład czułości układu odbiega znacznie od wszelkich przewidywań teoretycznych. Aby umożliwić uwzględnienie oddziaływania powierzchni Ziemi, umieszcza się często pod antenami sieć metalową o dość dużych rozmiarach, „poprawiając“ w ten sposób „uziemienie“.

W tym przypadku współczynnik odbicia promieniowania drgającego poziomo praktycznie biorąc jest równy  $-1$  i rozkład czułości takiego układu może być przedstawiony jako wynik interferencji promieniowania anteny-dipola i jej odbicia lustrzanego od powierzchni Ziemi z tym, że promieniowanie pochodzące od tego dipola odbitego różni się w fazie o  $180^\circ$  od promieniowania właściwej anteny.

Dla fal drgających w płaszczyźnie pionowej współczynnik odbicia zmienia się z kątem odbicia (zjawisko Brewstera) osiągając wartość minimum i zmieniając znak przy kącie spełniającym warunek Brewstera.

Ponieważ wszelkie przewidywania teoretyczne w tych warunkach są mało dokładne i mogą znacznie odbiegać od rzeczywistości, rozkład czułości w takich układach wyznacza się zazwyczaj empirycznie. Rolę anten zmienia się z odbiorczych na nadawcze (dla tej samej długości fali), promieniowanie zaś wysyłane przez taki układ rejestruje się za pomocą czy to balonów na uwięzi, czy też samolotów zaopatrzonych w przyrządy rejestrując natężenie pola promieniowania w najrozmaitszych kierunkach i odległościach. W wyniku uzyskuje się rozkład czułości danego układu, którego znajomość odgrywa dość dużą rolę, zwłaszcza przy jakościowych opracowaniach wyników obserwacji.

Przy tych opracowaniach używa się zazwyczaj pewnej jednostki umownej, bardzo wygodnej i pozwalającej na natychmiastowe porównywanie ze sobą wyników uzyskanych za pomocą różnych aparatów odbiorczych.

Jednostką tą jest tzw. temperatura równoważna źródła (lub anteny); jest to temperatura, jaką miałoby źródło (antena), gdyby będąc ciałem doskonale czarnym, wypromieniowywało (otrzymywało) tę ilość energii w jednostce czasu, jaką w rzeczywistości wypromieniowuje (otrzymuje).

W polu promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze  $T_0$  inne ciała doskonale czarne umieszczone w jednakowej od niego odległości i będące w stanie równowagi termodynamicznej mają temperaturę jednakoową, niezależną od swoich rozmiarów. Temperatura  $T_a$  tych „czarnych“ odbiorników będzie równa

$$T_a = T \frac{\omega}{4\pi}$$



gdzie  $\omega$  jest kątem bryłowym, pod jakim odbiornik „widzi” źródło promieniowania.

Otóż ciało doskonale czarne promieniuje zgodnie z wzorem Plancka, który dla fal długich (centymetrowych i metrowych) można z dostatecznym przybliżeniem zastąpić wzorem Jeansa-Rayleigha:

$$J d\nu = 8\pi k T \lambda^{-2} d\nu$$

przedstawiającym energię  $J$  wypromieniowaną w jednostce czasu w jednostce kąta bryłowego w zakresie częstości  $\nu$  i  $\nu + d\nu$ ;  $T$  jest temperaturą tego ciała,  $k$  — stałą Boltzmanna,  $\lambda$  — długością fali promieniowania.

Jeśli energię tę odbiera antena o izotropowej charakterystyce promieniowania, to moc odbierana przez antenę jest równa  $\frac{\omega}{4\pi} k T d\nu$ , gdzie  $\omega$  jest kątem, pod jakim antena „widzi” źródło promieniowania.

Wartość tę możemy łatwo znaleźć przełączając w czasie pomiarów odbiornik na opornik wytwarzający jednakowe szumy cieplne, mający opór równy oporowi promieniowania anteny i temperaturę  $T_R$ . Znajac moc w tym oporniku równą  $k T_R d\nu$  otrzymamy równanie

$$k T_R d\nu = \frac{\omega}{4\pi} k T d\nu.$$

z którego, znając  $T_R$  i  $\omega$ , znajdziemy  $T$ .

W przypadku anten kierunkowych, stosowanych w pomiarach radioastronomicznych, sytuacja jest podobna. Jeśli funkcja  $F(\delta, \varphi)$  określa czułość anteny ( $\delta$  i  $\varphi$  są to jakies współrzędne sferyczne), to zysk energetyczny  $G$  takiej anteny w stosunku do anteny izotropowej jest równy

$$G = \frac{4\pi}{\Omega},$$

gdzie

$$\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F(\delta, \varphi) \sin \delta d\delta d\varphi.$$

Zatem moc odbierana przez antenę nie będzie równa  $\frac{\omega}{4\pi} k T d\nu$ , jakby to było w przypadku anteny izotropowej, lecz  $G \frac{\omega}{4\pi} k T d\nu = \frac{\omega}{\Omega} k T d\nu$ . Stąd znajdziemy temperaturę ciała wysyłającego promieniowanie:

$$T = \frac{\Omega}{\omega} T_R = \frac{4\pi}{G\omega} T_R.$$

czyli

$$T_R = \frac{\omega G}{4\pi} T,$$

lub też ogólnie, uwzględniając charakterystykę kierunkową,

$$T_R = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi F(\delta, \varphi) T(\delta, \varphi) \sin \delta \, d\delta \, d\varphi.$$

Wynika stąd, że na podstawie znajomości  $G(\Omega)$  oraz  $T_R$  i  $\omega$  można określić temperaturę równoważną  $T$  ciała wysyłającego promieniowanie.

W tych przypadkach, gdy nie da się ustalić rozmiarów kątowych źródeł promieniowania (np. źródła punktowe), ich promieniowanie określa się przez wartość otrzymywanego strumienia energii, gdyż moc odbierana przez antenę równa się iloczynowi strumienia energii przez czynną powierzchnię anteny.

Często wobec stosunkowo małej zdolności rozdzielczej aparatury jesteśmy w stanie wyznaczyć jedynie górną granicę kąta bryłowego  $\omega$  odpowiadającego domniemanemu źródłu promieniowania radiowego. Wtedy otrzymana wartość  $T$  będzie dolną granicą temperatury równoważnej danego źródła. W takiej sytuacji jesteśmy wtedy, gdy mierzymy „punktowe” źródła promieniowania, tzw. radiogwiazdy, których rozmiarów kątowych dotychczas nie zdołaliśmy ustalić, ponieważ są znacznie mniejsze niż zdolność rozdzielcza aparatury dotychczas używanej.

Układ interferencyjny anten umożliwia również bezpośrednie pomiary polaryzacji promieniowania radiowego. Do tego rodzaju pomiarów używa się właściwie dwóch układów: jednego o antenach ustawionych np. pionowo, drugiego (w tej samej płaszczyźnie) o antenach ustawionych poziomo.

Odsuwając jeden układ o  $\frac{1}{4}$  długości fali względem drugiego lub przedłużając doprowadzenie jednej z anten o odcinek odpowiadający  $\frac{1}{4}$  długości fali będziemy mogli mierzyć polaryzację kołową odbieranego promieniowania.

Podobne w zasadzie urządzenie można stosować również do układów anten odbierających fale krótsze i w ten sposób wykrywać i mierzyć polaryzację kołową lub liniową promieniowania radiowego krótkofalowego odbieranego od ciał niebieskich.

### Radiopromieniowanie Słońca

Dość systematycznie prowadzone obserwacje Słońca w okresie od r. 1942 do chwili obecnej pozwalają na stwierdzenie w jego promieniowaniu trzech składowych:

a) Promieniowanie spokojne, którego natężenie, praktycznie biorąc, nie zmienia się w czasie i którego rozkład w różnych długościach fali przedstawia się w sposób następujący:

Długość fali (cm)	1	10	25	60	150	370	670
Temperatura } równoważna } (°K)	$10^4$	$8 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	$10^6$	$2 \cdot 10^6$

Podana tu temperatura równoważna jest obliczona dla powierzchni Słońca przy założeniu, iż widzimy ją pod kątem  $\frac{1}{2}^\circ$ . Dla fal dłuższych brak danych obserwacyjnych.

Widać stąd, że obserwowany rozkład natężenia tego promieniowania odbiega znacznie od praw promieniowania ciał doskonale czarnych; z tego jednak nie wynika, że promieniowanie istotnie od tych praw odbiega.

Chodzi o to, że obserwując fale o różnej długości „widzimy“ jak gdyby różne powierzchnie atmosfery słonecznej, ponieważ przezroczystość różnych warstw atmosfery słonecznej zależy od długości fali promieniowania przez nie przechodzącego. Warstwy przylegające bezpośrednio do fotosfery mają dużą gęstość i dlatego przepuszczają tylko promieniowanie krótkofalowe. Fale o długości kilku centymetrów docierają do nas nawet wtedy, gdy ich źródłem są warstwy leżące tuż przy fotosferze. Obserwując więc promieniowanie centymetrowe „widzimy“ chromosferę słoneczną; nie widzimy jej natomiast w falach metrowych, które do nas dochodzą prawdopodobnie tylko z wyższych warstw, a więc z wewnętrznej części korony słonecznej. Promieniowanie metrowe warstw niższych zostaje całkowicie zaabsorbowane przez chromosferę i warstwę odwracającą, dlatego też do nas nie dochodzi.

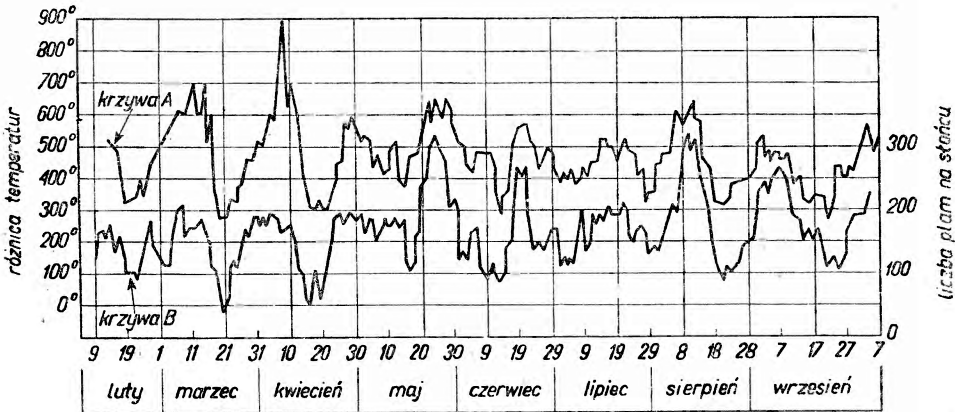
O słuszności naszego rozumowania możemy się przekonać na drodze bezpośredniej: badając rozkład natężenia promieniowania o pewnej długości fali wzdłuż tarczy słonecznej. Tego rodzaju obserwacje wymagają silnie „ukierunkowanego“ instrumentarium i dlatego możliwe są dziś tylko dla stosunkowo małych długości fali. Otóż dla fal 60 cm stwierdzono, że od środka Słońca do odległości 0,7 promienia Słońca natężenie promieniowania nie ulega zmianie; następnie spada, jednak wartość równą zero uzyskuje dopiero w odległości przeszło 1,5 promieni Słońca, a więc dość daleko od brzegu tarczy słonecznej.

Gdyby źródłem tego promieniowania była fotosfera, natężenie jego osiągałoby wartość bliską zeru w odległości równej 1,0 promienia Słońca od środka tarczy słonecznej.

Zadziwiająca jednak rzeczą jest to, że wszystkie otrzymane temperatury są znacznie wyższe niż temperatura fotosfery słonecznej, którą, jak wiemy, przyjmujemy za równą  $6 \cdot 10^3$  K.

Fakt ten nie jest jednak całkowitą niespodzianką; wiemy, że temperatury rzędu  $10^6$  K otrzymano z obserwacji widma emisyjnego wewnętrznych części korony słonecznej dokonywanych głównie w czasie zaćmień słonecznych. Otóż identyfikacja linii emisyjnych korony doprowadziła teoretyków do przekonania, że są to linie kilkunastokrotnie zjonizowanego żelaza i argonu. Przypisując ów wysoki stopień jonizacji zderzeniom międzyatomowym termicznym obliczono, że temperatura „jonizacyjno-termiczna“ wewnętrznych części korony słonecznej jest rzędu  $10^6$  K, a więc tego samego na ogół rzędu, co i temperatury równoważne otrzymane z pomiarów radiowego promieniowania spokojnego Słońca. Zatem obserwacje radiowe potwierdziły wyniki obserwacji korony słonecznej w części widzialnej widma.

Promieniowanie spokojne Słońca nie jest spolaryzowane.



1947

Rys. 5

Krzywa A — średnie dobowe natężenia promieniowania wzmocnionego Słońca w długości fali 10,7 cm. Krzywa B — liczba plam na Słońcu

b) Promieniowanie wzmocnione przejawia się w sporadycznych wzrostach natężenia promieniowania słonecznego i silnych jego fluktuacjach o charakterze chaotycznym. Promieniowanie to ma niewątpliwą związek z występowaniem plam na Słońcu. W okresie minimum plam (okres ten trwał od r. 1938 do r. 1942) prawie wcale tego promieniowania nie obserwowano, natomiast w okresie maksimum było zjawiskiem codziennym. Z zestawienia statystycznego liczby plam i średniej wartości natężenia promieniowania wzmocnionego (rys. 5) dla obserwacji

w długości fali 10,7 cm wynika bardzo ścisła korelacja pomiędzy jednym i drugim zjawiskiem, nawet w okresie 6 miesięcy objętym obserwacjami systematycznymi.

Stwierdzono przy tym, że jeszcze lepszą korelację uzyska się zastępując liczbę plam na Słońcu ich łączną powierzchnią. Zatem prawdopodobnie duże plamy wywołują promieniowanie o większym natężeniu niż małe.

Promieniowanie wzmocnione ma inny zupełnie rozkład „widmowy” niż promieniowanie spokojne. Gdy przyjmiemy natężenie promieniowania słonecznego za jednostkę, średnie natężenie promieniowania wzmocnionego będzie się przedstawiało w sposób następujący: dla fal centymetrowych jest niewiele większe od 1, szybko natomiast wzrasta, gdy długość fali przekracza 1 m; dla tych fal wynosi od  $10^2$  do  $10^4$  dla najdłuższych fal, w jakich dotychczas dokonywano obserwacji (około 5 m).

Promieniowanie wzmocnione ogranicza się do stosunkowo małych obszarów wewnątrz lub w pobliżu plam słonecznych. Wynika to z pomiarów najbardziej „ukierunkowaną” aparaturą, które wskazują na to, że źródła promieniowania wzmocnionego mają rozmiary kątowe poniżej  $1'$  (przeciętne rozmiary plam słonecznych są znacznie mniejsze od tej wartości). Promieniowanie to rozchodzi się głównie w kierunku prostopadłym do powierzchni Słońca, stwierdzono bowiem wielokrotnie znaczny wzrost średniego natężenia promieniowania wzmocnionego w okresie, gdy jakaś większa plama słoneczna mija południk centralny Słońca.

Momentu przejścia plamy przez południk centralny jak też momentu maksimum natężenia promieniowania wzmocnionego nie da się wyznaczyć tak dokładnie, by na podstawie tych obserwacji obliczyć szybkość rozchodzenia się tego promieniowania na drodze od Słońca do Ziemi. Silne sporadyczne fluktuacje ogromnie „maskują” przebieg średniego natężenia promieniowania wzmocnionego, tak że moment jego maksimum da się ustalić z dokładnością do 1—2 dni; wystarcza to jednak na powiązanie zjawiska z zupełnie określoną większą plamą słoneczną.

Obserwując jakiś nagły „wybuch” promieniowania wzmocnionego o charakterze sporadycznym w różnych długościach fali stwierdzono występowanie pewnego opóźnienia notowań tego zjawiska w falach dłuższych względem fal krótszych. Opóźnienia te są rzędu sekund wtedy, gdy różnice długości fal nie są duże (obserwowano np. w falach 1,5, 4 i 5 m); dla większych różnic te opóźnienia sięgają minut.

Łatwo wyjaśnić to zjawisko na tle innych obserwacji plam słonecznych. Od dawna bowiem przypuszczamy, że plamy słoneczne (lub ich najbliższe sąsiedztwo) są źródłami dość silnego promieniowania korpuskularnego; prawdopodobnie źródłami strumieni elektronów, które

docierają w końcu do atmosfery ziemskiej i wywołują tu szereg znanych zjawisk z tym związanych: występowanie silnych zórz polarnych, zakłócenia stanu jonosfery i tzw. burze magnetyczne. Stwierdzono przy tym, że zjawiska te opóźniają się znacznie względem momentów obserwacji przejść odpowiednich plam przez południk centralny Słońca; opóźnienie to sięga kilkudziesięciu godzin, z czego łatwo obliczamy szybkość rozchodzenia się tego promieniowania korpuskularnego w przestrzeni międzyplanetarnej: wynosi ona 700—2000 km/sek.

Plamy słoneczne są tworami położonymi dość „głęboko“, a więc tuż przy fotosferze. Promieniowanie korpuskularne przez nie wysyłane najprawdopodobniej wywołuje (jako zjawisko wtórne) powstawanie promieniowania radiowego we wszystkich warstwach, przez które przechodzi, i to promieniowania o różnej długości fali. Z warstw głębszych dochodzą do nas jednak tylko fale najkrótsze (centymetrowe), inne bowiem ulegają w warstwach wyższych pochłanianiu. Dlatego też promieniowanie centymetrowe widzimy najpierw, potem dopiero promieniowanie o większej długości fali pochodzące z warstw wyższych, do których promieniowanie korpuskularne dochodzi z pewnym opóźnieniem. Dlatego „wybuchy“ w falach najdłuższych rejestrujemy jako ostatnie.

Z pomiarów tych opóźnień możemy obliczyć szybkość rozchodzenia się promieniowania korpuskularnego w atmosferze Słońca. Wynosi ona przeciętnie 500—700 km/sek, jest więc nieco tylko mniejsza niż jego szybkość w przestrzeni międzyplanetarnej. Taką samą mniej więcej szybkość ma materia wyrzucana z powierzchni Słońca w formie tzw. erupcji, o których za chwilę będzie mowa.

Promieniowanie wzmocnione wykazuje niemal zawsze polaryzację kołową.

c) Promieniowanie wybuchowe jest trzecią składową promieniowania radiowego Słońca. Składową tę trudno nieraz oddzielić od promieniowania wzmocnionego, nie różni się bowiem od niego natężeniem i jest również poddana silnym sporadycznym fluktuacjom. Wiąże się natomiast nie z plamami słonecznymi, lecz z tzw. erupcjami (flares) pojawiającymi się na Słońcu szczególnie często w okresie maksimum plam słonecznych.

Otóż erupcjami nazywamy sporadyczne, trwające zazwyczaj kilkadziesiąt minut rozjaśnienia stosunkowo małych obszarów tarczy słonecznej (obszarów punktowych) dające się wykryć jedynie przy obserwacjach monochromatycznych (spektroheliograficznych) w liniach wodoru. W miejscach tych następuje również silny wzrost natężenia promieniowania nadfioletowego. Z pomiarów położen obserwowanych linii stwierdzamy właśnie, iż erupcjom towarzyszy szybki ruch gazów (najprawdo-

podobniej głównie wodoru) w kierunku od środka Słońca na zewnątrz. Są to więc jakieś nagłe i krótko trwające wybuchy w chromosferze słonecznej.

Zjawisku temu towarzyszą z reguły znaczne zakłócenia stanu jonosfery i związane z tym „fade out“ w odbiorze krótkofalowych stacji radiowych.

Z właściwości promieniowania wybuchowego, odróżniających je od promieniowania wzmocnionego, wykryto tylko to właśnie, że występuje ono z reguły przy pojawianiu się na Słońcu każdej silniejszej erupcji oraz że promieniowanie wybuchowe ma charakter znacznie bardziej „wachlarzowaty“ niż promieniowanie wzmocnione. Natężenie obserwowanego promieniowania wybuchowego prawie wcale nie zależy od miejsca erupcji na tarczy słonecznej.

Rozkład zaś natężeń w widmie radiopromieniowania wybuchowego jest taki sam jak promieniowania wzmocnionego. Nie wiemy natomiast, czy promieniowanie wybuchowe jest spolaryzowane i jak jest spolaryzowane, ponieważ brakuje nam tutaj danych obserwacyjnych.

### Teorie radiopromieniowania Słońca

Wprawdzie wiele prac poświęcono zagadnieniom teoretycznym mającym na celu wyjaśnienie obserwowanych zjawisk w dziedzinie radiopromieniowania słonecznego, trudno jednak w tej chwili odnieść się do nich z należytyym krytycyzmem dlatego, że materiał obserwacyjny, na podstawie którego należałoby te teorie sprawdzać, jest wciąż jeszcze bardzo ubogi.

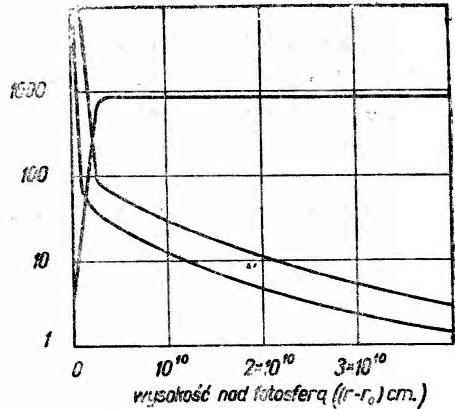
Kilku autorów (Ryle, Martyn) przyjmuje, że promieniowanie spokojne Słońca jest promieniowaniem termicznym; zakładają oni, że istotnie w chromosferze i w koronie słonecznej panują temperatury od 30 000 do kilku milionów stopni (co jest zgodne z sugestią wynikającą z badań widma korony słonecznej) i że warstwy te wysyłają promieniowanie zgodnie z prawami promieniowania ciał doskonale czarnych w tych temperaturach. Wzrost zaś natężenia wraz ze wzrostem długości fali jest w ich interpretacji wynikiem wzrostu temperatury z wysokością, ponieważ, jak mówiliśmy już o tym, fale krótsze dochodzą do nas z warstw głębszych, dłuższe zaś — z warstw wyższych.

Tak np. w teorii swej Martyn rozważa pochłanianie promieniowania radiowego przez atmosferę słoneczną i następnie wypromieniowywanie zgodnie z prawem Kirchhoffa. Do promieniowania o małej długości fali stosuje on kryterium Milne'a orzekające, że promieniowanie to wychodzi z warstwy o średniej grubości optycznej  $\tau = \int K \cdot dS$ , gdzie  $K$  jest współczynnikiem pochłaniania,  $dS$  — elementem drogi.

W dziedzinie fal długich górne warstwy atmosfery słonecznej działają podobnie jak jonosfera; ich współczynnik załamania należy przyjąć równy zero; dlatego promieniowanie emitowane przez te warstwy różni się, zdaniem autora, od promieniowania ciała doskonale czarnego. Do tego promieniowania stosuje Martyn klasyczne równanie Maxwella w zastosowaniu do atmosfery elektrodynamicznej, przyjmując jeszcze pod uwagę pole magnetyczne Słońca, które sprawia, że współczynnik załamania składowej nadzwyczajnej promieniowania radiowego spada do zera przy mniejszych gęstościach elektronowych, czyli w wyższych warstwach atmosfery słonecznej, niż w przypadku nieobecności pola.

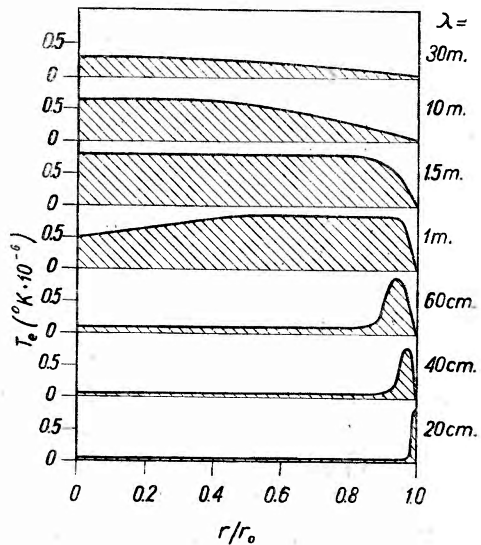
Przyjmując na natężenie pola magnetycznego Słońca wartość 50 gausów przy biegunie oraz rozkład temperatury i gęstości elektronowej taki jak na rys. 6 otrzymuje Martyn zgodność natężenia promieniowania spokojnego w różnych długościach fali z danymi obserwacyjnymi.

Z rozważań dalszych wynika teoretyczny rozkład natężenia promieniowania wzdłuż tarczy słonecznej taki jak na rys. 7. Dla fal o długości 1 m natężenie promieniowania wzdłuż całej tarczy powinno być praktycznie biorąc stałe. Wyraźne pociemnienie brzegowe powinno wystąpić dla fal 1.5 m i dłuższych. Natomiast



Rys. 6

Dane początkowe dla Słońca w teorii Martyna. T — temperatura bezwzględna ( $^{\circ}\text{K} \cdot 10^{-3}$ ) N — gęstość elektronowa (elektronów  $\text{cm}^3 \cdot 10^{-7}$ )  $\nu$  — częstość zderzeń elektronów ( $\text{sek}^{-1}$ ) na osi poziomej — wysokość ponad fotosferą w centymetrach



Rys. 7

Wartość temperatury równoważnej wzdłuż tarczy słonecznej dla różnych długości fal, według Martyna

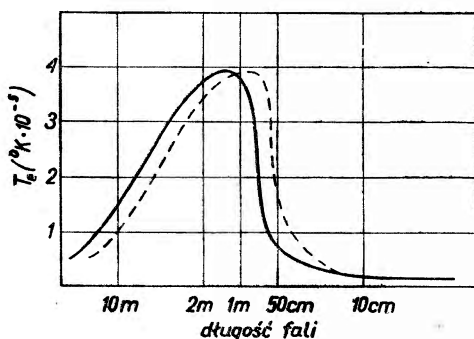
(na osi poziomej  $\frac{r}{r_0}$ ;  $r=r_0$  na brzegu Słońca)



dla fal krótszych niż 1 m powinno wystąpić coś w rodzaju rozjaśnienia brzegowego dlatego, że promieniowanie obserwowane w środku tarczy pochodzić musi z chromosfery, natomiast na brzegu „do głosu” dochodziłoby promieniowanie pochodzące z korony o znacznie wyższej temperaturze niż chromosfera.

Otóż tego zjawiska dotychczas nie zaobserwowano.

Według obliczeń Martyna temperatura równoważna Słońca dla różnych długości radiofal powinna być taka, jak to przedstawia wykres na



Rys. 8

Temperatura równoważna całego Słońca dla różnych długości fal, według Martyna; linia przerywana odpowiada składowej promieniowania nadzwyczajnej, ciągła — zwykłej. Promieniowanie całkowite jest proporcjonalne do  $(T_{zw} + T_{ndz}) \lambda^{-2}$

ogólnego pola magnetycznego Słońca i różnic w szybkości katowej rotacji różnych obszarów Słońca (o czym od dawna wiedzą astronomowie z wieloletnich obserwacji np. plam słonecznych i innych tworów na powierzchni Słońca).

Otóż jeszcze w r. 1937 Alfvén wykazał, że te różnice przy polu magnetycznym równym 50 gausm (w pobliżu bieguna) powinny wywołać powstanie różnicy potencjałów na równiku i biegunie rzędu  $5 \cdot 10^8$  woltów.

Rozważając ten wpływ musimy pamiętać, że cząstka naładowana w atmosferze słonecznej może się poruszać tylko wzdłuż linii magnetycznych pola. Gdyby oś obrotu i oś magnetyczna Słońca pokrywały się ze sobą, ruch cząstek nie ulegałby przyspieszeniu. Wiemy tymczasem, że oś te tworzą kąt około  $7^\circ$ ; wobec tego pomiędzy dwoma punktami na linii sił magnetycznych może wystąpić różnica potencjałów sięgająca  $10^6$  —  $10^7$  woltów. Przyjmując, że nie ma w tym przypadku wpływu ła-

rys. 8, na którym linią przerywaną oznaczono temperaturę składowej nadzwyczajnej, linią zaś ciągłą — zwykłej. Emisja całkowita jest więc proporcjonalna do  $(T_{zw} + T_{ndz}) \lambda^{-2}$

Ten wynik zgadza się na ogół z danymi obserwacyjnymi.

Inna grupa teorii odrzuca możliwość promieniowania termicznego jako źródła promieniowania radiowego Słońca. Tak np. według Alfvéna na powierzchni Słońca następuje znaczne przyspieszenie ruchu elektronów w wyniku występowania silnych pól elektrycznych. Występowanie tych pól wiąże się z istnieniem

dunku przestrzennego, dochodzimy do wniosku, że gradient potencjału osiągnie tu wartość  $10^{-5}$  V.cm<sup>-1</sup>; to z kolei musi wywołać znaczne przyspieszenie w ruchu cząstek naładowanych w atmosferze słonecznej. Średnia energia elektronu w tych warunkach zależy od jego drogi swobodnej; dlatego też temperatura równoważna w każdym przypadku zależy będzie od gęstości elektronowej na różnych wysokościach; w górnych warstwach (w koronie) będzie miała wartość wysoką, w dolnych (chromosferze) — niską.

Jeśli chodzi o promieniowanie wzmocnione lub wybuchowe, to we wszystkich teoriach odrzuca się możliwość promieniowania termicznego, przyjmuje się natomiast istnienie dość silnego pola magnetycznego w plamach słonecznych, którego natężenie, jak wiemy z pomiarów rozszczepienia Zeemanowskiego, sięga czasami kilku tysięcy gausów. W tych warunkach nakładanie się obu pól magnetycznych stałego ogólnego pola Słońca i pola plam może być przyczyną powstawania znacznie silniejszych pól elektrycznych, wywołujących w ruchu elektronów większe przyspieszenia niż w przypadku promieniowania spokojnego. Dlatego też promieniowanie wzmocnione ma na ogół znacznie wyższą temperaturę równoważną niż promieniowanie spokojne.

Inny zupełnie mechanizm powstawania promieniowania wzmocnionego i wybuchowego szkicuje w swej teorii Saha r. 1946. Według tej teorii jądra atomów (mających spin) w polu magnetycznym przeciętym pod kątem prostym liniami innego pola, zmiennego, szybko zmieniają swoje ustawienie i temu towarzyszyć musi emisja radiopromieniowania. Według Sahy nie tylko atomy, lecz i cząsteczki w tych warunkach muszą wysyłać radiopromieniowanie.

Otóż w plamach słonecznych mamy podobny stan rzeczy: mamy tam ogólne pole magnetyczne Słońca nakładające się na zmienne pola plam słonecznych; z danych o natężeniu i zmianach pola magnetycznego plam można dojść do właściwego rzędu długości fali i natężenia promieniowania wysyłanego jako promieniowanie wzmocnione.

Według tej teorii najsilniejsze powinno być promieniowanie centymetrowe; tymczasem obserwacja wskazuje, że w tej dziedzinie natężenie promieniowania jest znacznie słabsze niż w dziedzinie fal dłuższych.

### Radiopromieniowanie obiektów w naszej Galaktyce

Droga Mleczna była pierwszym obiektem, w którym wykryto promieniowanie radiowe. Jeszcze w r. 1931 i 1932 stwierdzono, że natężenie szumów atmosferycznych (obserwowanych wówczas w długości fali 15 m) wykazuje wyraźną okresowość w odstępach równych 23<sup>h</sup> 56<sup>m</sup> czasu średniego. Świadczyło to niewątpliwie o pozaatmosferycznym i pozaplanetar-

nym pochodzeniu tego zjawiska. W r. 1937 stwierdzono, że promieniowanie to wykazuje wyraźne maksimum natężenia w płaszczyźnie Drogi Mlecznej, szczególnie silne z kierunku ku środkowi Galaktyki, a więc w gwiazdozbiorze Strzelca.

Późniejsze badania rozkładu promieniowania radiowego na całym niebie dały na ogół podobne obrazy dla różnych długości fal. „Izofoty“ tego promieniowania wykazują wyraźną symetrię względem płaszczyzny Drogi Mlecznej i dość regularny spadek natężenia promieniowania w miarę oddalania się od płaszczyzny Drogi Mlecznej ku biegunom Galaktyki; tutaj natężenie spada do wartości 0,01 średniego natężenia w płaszczyźnie równika galaktycznego.

Przebieg izofot w płaszczyźnie równika galaktycznego wykazuje dwa dość wyraźne maksima: jedno w okolicy gwiazdozbioru Strzelca, a więc w kierunku ku środkowi Galaktyki; drugie o natężeniu mniej więcej 10-krotnie mniejszym w kierunku przeciwnym, a więc w kierunku antycentrum Galaktyki.

Występowanie pierwszego maksimum jest czymś zrozumiałym; wszelkiego rodzaju twory kosmiczne dotychczas nam znane wykazują wyraźne zagęszczenie w miarę zbliżania się ku środkowi Galaktyki (jakkolwiek szybkość wzrostu tego zagęszczenia jest dla różnych obiektów różna); czymkolwiek więc są owe źródła promieniowania radiowego, jeśli mają one rozkład przestrzenny podobny na ogół do rozkładu innych tworów, ich łączne promieniowanie powinno mieć wartość maksimum w tym właśnie kierunku.

Niezrozumiałe jest natomiast występowanie owego drugiego maksimum, które należałoby raczej przypisać jakiemuś przypadkowemu zgrupowaniu wielu bliższych i „jaśniejszych“ obiektów wysyłających radiopromieniowanie.

Zacząto wtedy badać te obiekty aparaturami o stosunkowo dużej zdolności rozdzielczej dochodzącej do  $1'$ ; stwierdzono, że obiekty te mają średnice kątowe mniejsze od  $1'$ . Mamy zatem prawo nazwania ich radiogwiazdami i wysunięcia przypuszczeń, iż istotnie są to ciała o niedużych stosunkowo rozmiarach, znacznie mniejszych od rozmiarów mgławic lub gromad gwiazdnych. Dotychczas wykryto kilkanaście takich radiogwiazd, sądzę jednak, że z miesiąca na miesiąc liczba ich będzie rosła.

Żadnej jednak radiogwiazdy nie udało się zidentyfikować z jakąś gwiazdą jaśniejszą niż 11 wielkości gwiazdowej; najprawdopodobniej natężenie promieniowania radiowego gwiazd nie pozostaje w związku z natężeniem ich promieniowania widzialnego. Gwiazdy jasne w dziedzinie widzialnej nie są bynajmniej „jasnymi“ w dziedzinie promieniowania radiowego.

Przy tej okazji wykryto kilka radiogwiazd zmiennych. Zmienność ta nie ma charakteru regularnego; jest bardzo szybka i ma amplitudę również zmienną tego samego rzędu co amplituda zmian promieniowania wzmocnionego Słońca.

Temperatury równoważne radiogwiazd są ogromne, znacznie przekraczające temperaturę równoważną Słońca. Przyjmując, że ich średnice kątowe równe są  $1'$ , uzyskujemy na temperatury równoważne liczby rzędu  $10^{11}$  K; prawdziwe temperatury są oczywiście jeszcze wyższe. Nie są więc to obiekty podobne do naszego Słońca, którego temperatura równoważna jest rzędu  $10^6$  K.

Rozkład widmowy zarówno promieniowania integralnego<sup>1)</sup> Drogi Mlecznej, jak też i pojedynczych gwiazd jest na ogół podobny do rozkładu widmowego promieniowania spokojnego Słońca, z tym jednak, że poczynając od długości około 4 m natężenie jego spada. Jednak wyniki te nie mogą jeszcze być przyjęte jako ostateczne, ponieważ obejmują tylko zakres 1,4—6,7 m; ponadto nie są dostatecznie pewne.

Do innych wyników dochodzą inni autorowie badający promieniowanie integralne z kierunku Drogi Mlecznej; otrzymują oni następujący rozkład widmowy tego promieniowania:

Długość fali (cm)	60	190	470	1000
Natężenie promieniowania ( $^{\circ}$ K)	30	$1,5 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^4$	$10^5$

Dla dwóch pojedynczych radiogwiazd (w Łabędziu i Kasjopei) uzyskano następujące dane:

Długość fali (cm)		140	370	670
Natężenie promieniowania (w dowolnych jednostkach)	W Kasjopei	1,8	2,3	2,2
	W Łabędziu	1,3	1,4	1,3

Próby wyznaczania paralaks rocznych radiogwiazd dały na dolną granicę ich odległości od Słońca wartości rzędu  $2 \cdot 10^{16}$  cm (odległość najbliższych Słońca gwiazd jest rzędu  $10^{18}$  cm). Wynik ten nie pozostawia wątpliwości co do tego, że obiekty te leżą poza układem planetarnym i należą najprawdopodobniej do naszej Galaktyki.

Również rozmieszczenie na niebie radiogwiazd świadczy o tym; wykazują one wybitną symetrię względem równika galaktycznego, jakkolwiek niektóre z nich leżą dość daleko od niego.

Niedawno powtórzono pomiary integralnego promieniowania różnych okolic nieba w długości fali 1,5 m przekonując się, że jego natę-

<sup>1)</sup> Promieniowania pochodzącego z większych obszarów (kątown bryłowych) nieba.

żenie jest co najmniej  $10^9$  razy większe niż wartość, jaką byśmy otrzymali zakładając, że wszystkie gwiazdy widzialne są źródłami promieniowania radiowego o natężeniu równym średniemu natężeniu promieniowania słonecznego w dziedzinie promieniowania radiowego. Wskazuje to na istnienie w Galaktyce stosunkowo dużej liczby radiogwiazd, których dotychczas odkryliśmy tylko kilkanaście.

Gdybyśmy natomiast założyli, że wszystkie radiogwiazdy mają przeciętne natężenie takie, jakie zaobserwowaliśmy u kilku nowoodkrytych obiektów, ich gęstość przestrzenna powinna wynosić tyle, ile wynosi gęstość przestrzenna gwiazd „normalnych“ w otoczeniu Słońca.

Z pomiarów, o których była mowa, wyznaczono położenie płaszczyzny symetrii natężenia integralnego promieniowania radiowego nieba.

Otóż płaszczyzna ta, jak zresztą należało się spodziewać, jest równoległa i biegnie bardzo blisko równika galaktycznego „widzialnego“ jednak o  $1,3$  poniżej tego równika; jest więc małym kołem o biegunie w punkcie bliskim bieguna galaktycznego i o promieniu  $91,3$  (liczonym od bieguna północnego).

Fakt ten można by tłumaczyć dwojako. Albo przyjąć, że płaszczyzna symetrii radiogwiazd i domniemanej materii wysyłającej promieniowanie radiowe leży znacznie poniżej płaszczyzny symetrii wszystkich tworów widzialnych w naszej Galaktyce. Wskazywałoby to na dość znaczną asymetrię w budowie naszego układu galaktycznego. Albo przyjąć inne tłumaczenie przeczące pewnym dawnym teoriom dotyczącym przechodzenia promieniowania radiowego przez materię międzygwiazdową. Mianowicie przyjąć, iż materia międzygwiazdowa jest znacznie bardziej nieprzezroczysta dla tego promieniowania niż to dawniej przypuszczano. Wobec tego obserwując integralne promieniowanie Galaktyki obserwujemy właściwie tylko obiekty najbliższe; promieniowanie dalszych obiektów praktycznie biorąc w rachubę nie wchodzi.

Wiemy skądinąd, że Słońce jest położone nieco nad płaszczyzną równika galaktycznego (w kierunku ku biegunowi północnemu Galaktyki), tak że jego odległość płaszczyzny równika galaktycznego wynosi około 15 parseków. Jeśli istotnie obserwacje nasze ograniczają się tylko do odległości 500—1000 parseków, to nieznaczne „wzniesienie“ Słońca wyjaśnia występowanie owej rozbieżności. Znaczyłoby to, że warstwa materii międzygwiazdowej o grubości 1000 parseków ma przezroczystość w dziedzinie promieniowania radiowego bliską zera; tymczasem w dziedzinie promieniowania widzialnego warstwa ta ma przezroczystość około 0,2.

Otóż spodziewaliśmy się, że w dziedzinie promieniowania radiowego materia międzygwiazdowa ma przezroczystość znacznie większą niż

w dziedzinie widzialnej. Wynikało to z obliczeń opartych na znajomości gęstości i stopnia jonizacji materii międzygwiazdowej przyjmując jako mechanizm absorpcji i emisji przejścia tzw. free-free elektronów w polu magnetycznym jąder atomowych.

Zgodnie z tymi założeniami przezroczystość materii międzygwiazdowej osiągać powinna wartość bliską zera dla grubości rzędu 10 000 parseków. Ponieważ promień równikowy Galaktyki wynosi około 13 000 parseków, przypuszczano więc, że obserwacja promieniowania radiowego udostępni nam niemal całą Galaktykę. Wyniki badań, o których przed chwilą była mowa, zaprzeczają tym przypuszczeniom.

Stosunkowo niedawno wykryto w promieniowaniu integralnym Galaktyki pierwszą linię emisyjną.

Z pomiarów spinów elektronowych, metodą analogiczną do metody Sterna i Gerlacha, wynikało, że poziom podstawowy atomu wodoru ma strukturę nadsubtelną; w stanie więc podstawowym atom wodoru powinien wysyłać odpowiednią linię, której długość fali wynosić powinna 21,2 cm (lub tę linię absorbować).

Do wykrycia tego prążka zastosowano aparaturę o długości fali zmieniającej się w ciągu kilku minut w sposób ciągły w zakresie kilku centymetrów w pobliżu 21,2 cm; w wyniku stwierdzono obecność tej linii w wielu okolicach Drogi Mlecznej. Aparatura ta miała bardzo małą zdolność rozdzielczą, tak że właściwa lokalizacja źródeł wysyłających tę linię jest jeszcze sprawą przyszłości.

### Promieniowanie radiowe innych galaktyk

Dotychczas wykryto radiopromieniowanie jedynie najbliższej z dostępnych obserwacjom <sup>1)</sup> galaktyk — Wielkiej Mgławicy w Andromedzie; do tej obserwacji zastosowano zwierciadło o średnicy 67 m. Stwierdzono przy tym, że natężenie promieniowania tej Galaktyki jest około 150 razy słabsze niż natężenie promieniowania „najjaśniejszej“ spośród znanych nam radiogwiazd. Taki sam, mniej więcej, jest stosunek natężenia promieniowania widzialnego najjaśniejszych gwiazd do promieniowania widzialnego Wielkiej Mgławicy Andromedy.

Należy oczekiwać, że najbliższa przyszłość przyniesie nam znacznie więcej informacji o promieniowaniu radiowym innych galaktyk, które

<sup>1)</sup> Obserwacje radiopromieniowania nie obejmują dotychczas całego nieba; części południowego nieba nie obserwowano, ponieważ na półkuli południowej Ziemi nie ma odpowiednich stacji obserwacyjnych.

są położone dalej niż Wielka Mgławica w Andromedzie i których promieniowanie, prawdopodobnie, jest jeszcze słabsze.

Przy opracowywaniu niniejszego artykułu korzystałem z rad i wskazań inż. T. Domańskiego, któremu składam serdeczne podziękowanie.

Na podstawie artykułów:

Hey J. S.: Radio Astronomy. Monthly Notices of the R. A. S. Vol. 109, 1949, s. 179.

Ryle M.: Radio Astronomy. Reports on Progress of Physics. Vol. XIII, 1950.

Iwanowska W.: Astronomia radiowa. Urania, T. XXII, 1951, s. 232.

Гетманцев Г. Г.: Новые данные о радиоизлучении солнца и Галактики. Успехи Физических Наук, Т. XLIV — 1951. str.527.

Liczne artykuły i wzmianki w Nature, Astrophysical Journal i Observatory.

## Warstwowa trioda krystaliczna ( tranzystor )

### Wstęp

Bardzo intensywny rozwój badań nad półprzewodnikami w ostatnich latach doprowadził do szeregu ważnych odkryć, które z jednej strony znalazły natychmiastowe zastosowania praktyczne, z drugiej — przyczyniły się w dużej mierze do wyjaśnienia wielu kwestii teoretycznych.

Szczególnie doniosłe w ostatnim okresie były badania związane z działaniem triody krystalicznej, czyli tzw. tranzystora.

W literaturze światowej ukazało się od r. 1948 bardzo dużo prac poświęconych temu zagadnieniu (1, 2, 3, 4, 5). Jakkolwiek w chwili obecnej znaczna ilość problemów jest jeszcze nierozstrzygnięta i nie ma na razie dość ogólnej teorii wyjaśniającej wszystkie ważniejsze zjawiska związane z działaniem triody krystalicznej, został jednak nagromadzony już tak bogaty i ważki materiał, że na jego podstawie można nieźle zorientować się w charakterze procesów, z jakimi mamy tu do czynienia.

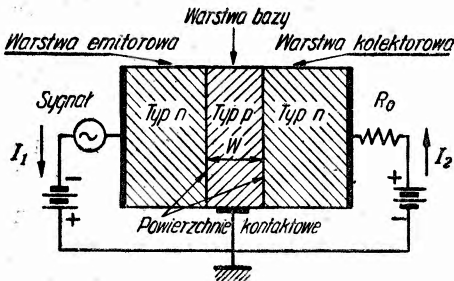
W niniejszym artykule zajmiemy się nieco szerzej właściwościami i mechanizmem działania triod krystalicznych. Wyjaśnienia tych procesów opierają się na stosunkowo bardzo świeżych wynikach rozwijającej się ciągle teorii półprzewodników. Nasze obecne poglądy na te sprawy są wynikiem pracy badawczej wielu ośrodków naukowych, skupiających szerokie zespoły specjalistów. Szczególnie duże osiągnięcia wykazała tu szkoła radziecka (3, 6) (Joffé i Wolkenstein). Z polskich badaczy, którzy pracowali nad zjawiskami kontaktowymi w półprzewodnikach, należy przede wszystkim wymienić L. Sosnowskiego (7, 8). W literaturze anglosaskiej najpoważniejsze wyniki ma liczny zespół pracowników Bell Laboratory, który wyprodukował pierwsze triody krystaliczne (1, 2) (Shockley, Berdeen, Brattain).

Istnieją obecnie dwa typy triod krystalicznych: triody punktowe i triody warstwowe, czyli typu  $n-p-n$  (półprzewodnikiem typu  $n$  nazywamy półprzewodnik nadmiarowy, półprzewodnikiem typu  $p$  — niedo-  
miarowy. Obszerniejsze omówienie półprzewodników czytelnik odnajdzie w cytowanym artykule (4).

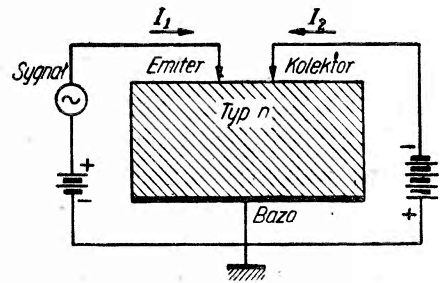


Zajmiemy się tutaj głównie drugim typem, nowszym (2), przedstawia on bowiem stosunkowo prostą budowę i daje charakterystyki prądowo-napięciowe z wielu względów cenniejsze niż starszy typ triod krystalicznych. Trioda punktowa była już ogólnie opisana w „Postępach Fizyki“ (4). Trioda warstwowa  $n-p-n$  podobnie jak punktowa jako element czynny zawiera german, wytwarzany techniką stosowaną przy produkcji wysokooporowych prostowników. W odróżnieniu jednak od triod punktowych, kostka germanu nie jest wewnątrz jednorodnym półprzewodnikiem (typu  $n$  albo  $p$ ) o powierzchni poddanej chemicznej i termicznej obróbce, ale składa się z szeregu warstw jednorodnych o przeciwnych rodzajach przewodności ( $n-p-n$ ).

Zjawiska prostowania i wzmacniania zachodzą w tych triodach nie na granicy półprzewodnika z metalowymi elektrodami, a we wnętrzu



Rys. 1a



Rys. 1b

półprzewodnika na zetknięciu różnych warstw. Rys. 1a przedstawia schematycznie budowę triody  $n-p-n$ . Obok podany jest dla porównania schematyczny obraz triody punktowej (rys. 1b).

Jak widać na rysunku, kostka germanowa składa się z trzech warstw. Dwie z nich są typu  $n$  (przewodnictwo nadmiarowe), jedna, znajdująca się w środku, jest typu  $p$  (przewodnictwo niedomiarowe). Warstwa środkowa jest bardzo cienka, na ogół grubość jej nie przekracza kilkudziesięciu mikronów (najcieńsze ok.  $1,5 \cdot 10^{-3}$  cm). Przewodnictwo właściwe następujących po sobie warstw jest różne i wynosi kolejno w triodach badanych 100, 1 i  $0,1 \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$ . Do każdej z warstw przylega płaska metalowa elektroda. Działanie triodowe zapewnione jest przez odpowiednią polaryzację obu elektrod końcowych w kierunkach wskazanych na rysunku 1a. Ujemnie spolaryzowany względem bazy ( $p$ ) emiter przylega do warstwy o największym przewodnictwie właściwym.

W konstrukcji zatem nowa trioda różni się od punktowej tym, że wszystkie elektrody metaliczne (emiter, kolektor i baza) stykają się obec-

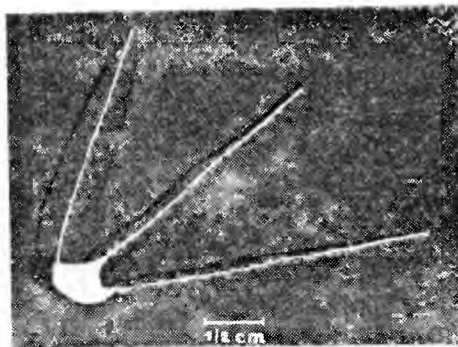
nie z półprzewodnikiem dużymi powierzchniami i w związku z tym możemy te kontakty traktować jako omowe. Na tych zetknięciach nie wytwarza się warstwa zaporowa, istotna dla triody punktowej, a własności prostownicze pochodzą od kontaktów samego półprzewodnika na przejściu z jednego typu przewodności do drugiego. Geometria takiego układu jest w związku z tym znacznie prostsza, a jednocześnie daje większe możliwości regulacji samej charakterystyki, co ma poważne znaczenie praktyczne. Z drugiej strony ujęcie teoretyczne staje się łatwiejsze dzięki stosunkowo prostym warunkom brzegowym.

Możemy sobie wyobrazić, że trioda  $n-p-n$  powstała przez zetknięcie dwóch odpowiednio dobranych kryształów germanu, przygotowanych jak dla triod punktowych. Stykamy je cienkimi warstwami  $p$ , które zostały wytworzone na powierzchni grubej warstwy  $n$ . Dawne bazy przyjmują obecnie rolę emitera i kolektora w stosunku do warstwy pośredniej.

W ten sposób od bardzo skomplikowanej geometrii triody z dwoma kontaktami punktowymi bliskimi sobie i dwiema warstwami (grubą  $n$  i cienką  $p$ ) przechodzimy do układu najprostszego, jaki można sobie wyobrazić, symetrycznego z prostymi warunkami brzegowymi, a jednocześnie bogatszego fizycznie, bo zawierającego 3 warstwy półprzewodnikowe.

Triody tak otrzymane okazały się nie tylko prostsze, ale, nade wszystko, wykazały w stosunku do triod punktowych wiele nowych cennych właściwości. Jak wiadomo — ostatnie dawały wzmocnienia mocy do 20 db i stosunkowo wysoki poziom szumów. W obu tych dziedzinach trioda warstwowa jest o parę rzędów wielkości lepsza. Dostarczyć ona może wzmocnień mocy około 50 db, przy mocy 2 waty (największe dotąd wyprodukowane triody). Istnieje jednak pewna słaba strona nowych triod w stosunku do dawnych. Jak z kształtu nowej triody wnioskować łatwo, pojemność takiego układu staje się znacznie wyższa niż dla triod punktowych, przez co częstotliwości, przy których trioda warstwowa może pracować, są niższe niż dla triody punktowej.

Abyśmy mogli lepiej zdać sobie sprawę z rozmiarów triod opisywanych, weźmy dużą triodę o mocy 2 watów. Przekrój jej wynosi  $0,3 \text{ cm}^2$ ,



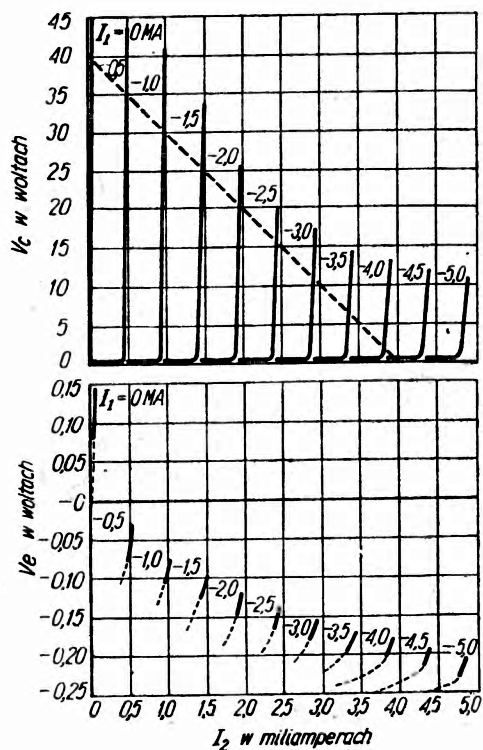
Rys. 2

grubość warstwy p 0,07 cm. Niskowatowe triody mają przekrój poprzeczny 0,01 cm<sup>2</sup>. Wygląd zewnętrzny gotowej triody przedstawia rys. 2.

W porównaniu z triodami lampowymi, opisywane urządzenia krystalikowe charakteryzują się wieloma niezwykle korzystnymi cechami z punktu widzenia zastosowania praktycznego. Wśród nich minimalne wymiary, brak żarzenia, nieczułość na wstrząsy — nie są bynajmniej mało ważne. Również jako istotną cechę trzeba podkreślić niezwykle niskie zużycie mocy w obwodzie wejściowym (6  $\mu$ A przy 0,1 V, tj. 0,6  $\mu$ W, gdy lampa zwykła — miliwaty) oraz wielką ekonomię wydajności wyjściowej, o czym będzie jeszcze mowa dalej.

### Charakterystyki prądowo-napięciowe triod n-p-n

Celem bliższego zorientowania się w możliwościach, jakich dostarcza trioda warstwowa n-p-n, podano na rys. 3 rodzinę jej charakterystyk. Zostały one otrzymane podobnie jak dla triody lampowej przez pomiar prądów i napięć na elektrodach podłączonych do odpowiednich źródeł.



Rys. 3

Kolektor odpowiada anodzie, emiter katodzie, baza zaś siatce zwykłej lampy trójelektrodowej. Ze względu jednak na szczególne cechy triody warstwowej związane ze znikomym jej oporem wejściowym i ze względu na warunki jej pracy wygodnie jest użyć współrzędnych innych niż dla zwykłych lamp radiowych. Na górnym rysunku podana jest zależność napięcia kolektorowego w funkcji prądu kolektorowego dla szeregu stałych natężeń prądu w obwodzie emiterowym. Znaki dodatnie prądu oznaczają kierunek do triody, znaki ujemne — od triody. Linia przerywana oznacza polaryzację kolektora związaną z włączeniem w jego obwód obciążenia omowego równego 10 000  $\Omega$  i włączonego do  $\pm 40$  woltów napięcia źródła. Na rysunku dolnym podana jest zależność napięcia emi-

tera od prądu kolektora przy tych samych parametrach prądu emiterowego jak na rysunku górnym. Liniami ciągłymi zaznaczone są tutaj te części charakterystyki, które odpowiadają pracy w obszarze, gdzie charakterystyki kolektorowe są omal równoległymi odcinkami linii prostych. Linie przerywane odpowiadają gwałtownemu zakrzywieniu wspomnianych charakterystyk. Obszar liniowego wzmocnienia odpowiada liniom ciągłym i w nim pozostajemy przy pracy z triodą jako wzmacniaczem.

Jak widać z rysunku, obszar bardzo dobrej, prawie liniowej pracy takiego wzmacniacza ograniczony jest od dołu minimalną polaryzacją kolektora, około 0,1 wolta. Widzimy również, że prąd emitera w warunkach normalnej pracy (polaryzacja kolektora na napięciu większym od 0,1 V) jest stale bezwzględnie omal równy prądowi kolektora (współczynnik wzmocnienia prądowego nieco mniejszy od 1). Porównując charakterystykę emitera i kolektora widzimy, że dla bardzo małych zmian napięcia emitera przy stałym jego prądzie otrzymujemy bardzo wielkie zmiany napięcia kolektora. Obszar potrzebnych napięć na emiterze jest ujemny i leży bardzo blisko zera. Zatem trioda warstwowa nadaje się szczególnie dobrze do wzmacniania pomiędzy źródłem o małym oporze i wysokim oporem w obwodzie wyjściowym.

W przypadku umieszczenia w obwodzie kolektorowym oporu 10 000  $\Omega$ , jak podano na rys. 3, możemy obrać za stały punkt pracy napięcie na kolektorze 19,8 V. Wtedy dopuszczalne są wahania tego napięcia spowodowane odpowiednimi drobnymi zmianami napięcia emitera (lub prądu) do 19,7 wolta w obie strony, albowiem minimalne napięcie kolektora w obszarze pracy przy liniowej charakterystyce wynosi + 0,1 V, natomiast maksymalne napięcie na kolektorze nie może przekraczać 39,5 wolta, kiedy to prąd emitera osiąga wartość zero (emiter musi być spolaryzowany ujemnie, aby trioda dawała omawiane charakterystyki). Daje to sprawność mocy 48,5 % na teoretycznie możliwą 50%. Niektóre triody mogą osiągać jeszcze większe sprawności. Dla porównania z triodą żarzeniową zauważmy, że dla niej sprawność ta zazwyczaj nie przekracza 30 %.

Zatem triody krystaliczne pozwalają osiągnąć niemal próg teoretycznie niezbędnej mocy zasilającej dla otrzymania danej modulowanej mocy na odbiorniku.

Istnieją trzy zasadnicze typy pracy z triodami kryształkowymi:

1. Baza zostaje uziemiona, impulsy dajemy natomiast na emiter i otrzymujemy wzmocnienie na oporze kolektorowym.
2. Emiter zostaje uziemiony, impulsy dajemy natomiast na bazę spolaryzowaną dodatnio, wzmocnienie jak wyżej.
3. Kolektor zostaje uziemiony, impulsy dajemy na emiter dodatni.

Procesy fizyczne w triodzie *n-p-n*

Półprzewodniki nadmiarowe, czyli typu *n*, jakimi są skrajne warstwy germanu w triodzie, charakteryzują się nadmiarem centrów donorowych. Elektrony zewnętrzne tych centrów znajdują się na poziomach energetycznych lokalnych położonych w obszarze pomiędzy pasmem podstawowym i pasmem przewodnictwa półprzewodnika. Energia termiczna może przenosić elektrony z lokalnych poziomów donorowych do pasma przewodnictwa, powodując tym samym wzrost przewodnictwa elektronowego. Wzrost ten uwarunkowany jest głównie trzema wielkościami; po pierwsze ilością wprowadzonych centrów donorowych, po drugie ich rodzajem, innymi słowy odstępem energetycznym, jaki istnieje pomiędzy poziomem elektronu w centrum donorowym i dnem pasma przewodnictwa, i po trzecie — temperaturą, a więc energią, jaka jest do dyspozycji dla przeniesienia elektronu.

Analogicznie wygląda sprawa dla półprzewodników niedomiarowych, czyli typu *p*, z tym, że tutaj centrami obcymi są centra, w których istnieją poziomy lokalne wolne w obszarze zabronionym; na nie może wejść elektron z pasma podstawowego, w wyniku czego w pasmie tym powstaje dziura. Centra te nazywamy akceptorowymi (jonizującymi się ujemnie); półprzewodnik zaś staje się dzięki ich obecności niedomiarowym.

W półprzewodnikach germanowych używanych dla produkcji triod ilość wprowadzonych centrów obcych dla każdej warstwy była inna (różnice w oporności właściwej). Regulacja tej ilości związana była z techniką preparowania samego germanu; w każdym razie są to niezwykle drobne stężenia rzędu  $10^{16}$  na  $\text{cm}^3$ .

W każdym typie przewodnictwa mamy oczywiście na ogół oprócz centrów zasadniczych jednego rodzaju również centra przeciwne, lecz ilość ich jest o kilka rzędów wielkości mniejsza ( $10^{12}/\text{cm}^3$ ) tak, że typ przewodnictwa związany jest z nośnikami, które stanowią większość.

Poziomy lokalne donorów i akceptorów w germanie używanym do budowy triod znajdują się bardzo blisko odpowiedniego pasma — podstawowego bądź pasma przewodnictwa. W związku z tym już w stosunkowo niskiej temperaturze łatwo ulegają one jonizacji. W temperaturze pokojowej prawie wszystkie poziomy donorowe i akceptorowe w półprzewodniku są zjonizowane.

Oprócz przewodnictwa związanego z jonizacją domieszek istnieje oczywiście również przewodnictwo samoistne, związane z przechodzeniem termicznym elektronów z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa. Przewodnictwo to gra rolę w wysokich temperaturach; w warunkach normalnej pracy triody nie jest ważne. Rozkład elektronów i dziur w pół-

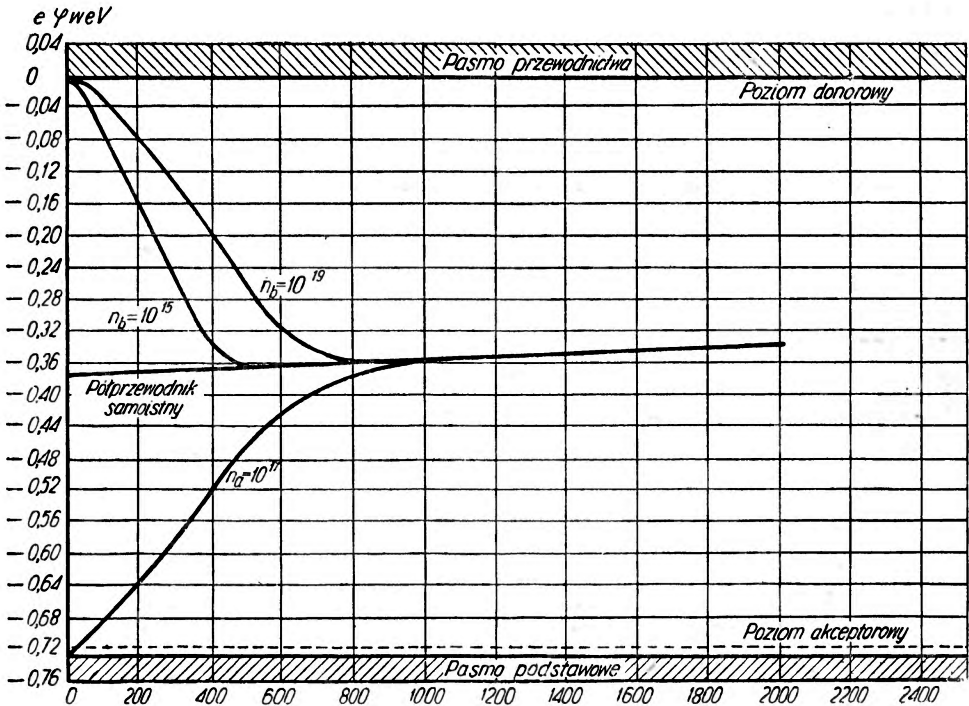
przewodniku charakteryzuje jednoznacznie położenie poziomu Fermiego występującego w funkcji rozkładu elektronów zgodnie ze statystyką Fermi-Diraca:

$$F(q\psi) = \frac{1}{\frac{q(\varphi - \psi)}{kT} + 1} \quad (1)$$

gdzie

- $q$  — ładunek elementarny (+),
- $\psi$  — potencjał elektrostatyczny,
- $\varphi$  — potencjał poziomu Fermiego,
- $k$  — stała Boltzmana,
- $T$  — temperatura bezwzględna.

Jeżeli poziom Fermiego jest bliżej pasma przewodnictwa, mamy do czynienia z przewodnictwem typu  $n$ , w przeciwnym razie typu  $p$ . Odległość poziomu Fermiego od skraju najbliższego pasma jest jednocześnie miarą przewodnictwa. Im jest on mniejszy, tym przewodnictwo większe.

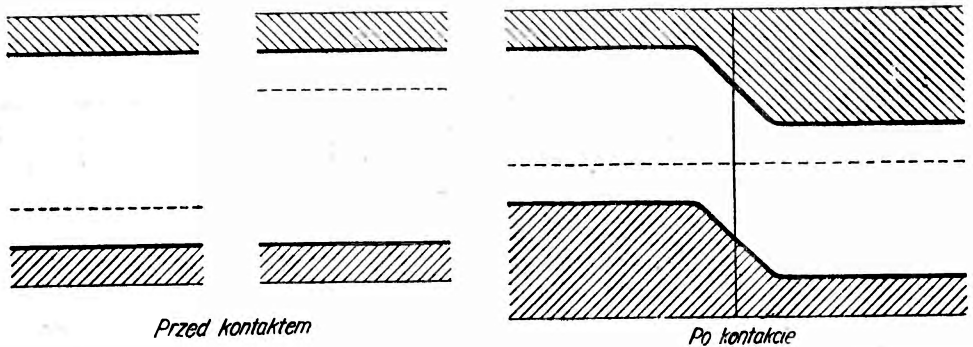


Rys. 4

Odstępy poziomów dla germanu i przebieg poziomu Fermiego w zależności od temperatury dla różnych koncentracji centrów akceptorowych  $n_a$  i donorowych  $n_d$  charakteryzuje rys. 4.

Poziom Fermiego jest tutaj bardzo wygodnym parametrem streszczającym zasadnicze właściwości półprzewodnika i pozwalającym szybko orientować się w warunkach równowagi termodynamicznej kilku różnych półprzewodników będących z sobą w kontakcie.

Jak widać ze wzoru (1), odpowiada on poziomowi energetycznemu, którego prawdopodobieństwo obsadzenia wynosi  $1/2$ . W warunkach równowagi termodynamicznej poziom Fermiego dla wszystkich warstw musi oczywiście posiadać tę samą wartość. Jeżeli zatem doprowadzimy do kontaktu dwie warstwy germanu o różnym typie przewodnictwa  $n$  i  $p$ , równowaga ich zostanie osiągnięta na skutek przepływu elektronów z przewodnika nadmiarowego do przewodnika niedomiarowego i dziur w kierunku odwrotnym. Wskutek tego procesu zaczną wypełniać się dziury w przewodniku niedomiarowym i ginąć elektrony w przewodniku nadmiarowym powodując powstanie warstwy ładunku ujemnego po stronie  $p$  i dodatniego po stronie  $n$  w bardzo wąskim obszarze (rzędu  $10^{-4}$  cm dla używanego tutaj germanu). W większych odległościach od powierzchni granicznej rozkład elektronów nie ulegnie żadnej prawie zmianie z tym jedynie, że wszystkie poziomy wraz z poziomem Fermiego



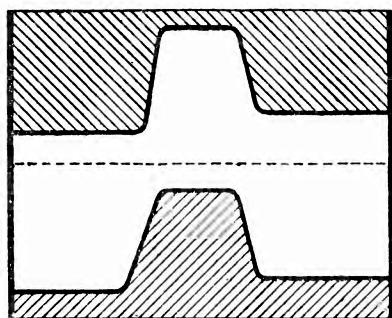
Rys. 5

przesuną się odpowiednio w górę i w dół (patrz rys. 5) na skutek elektrostatycznego potencjału związanego z powstałym ładunkiem.

Jeżeli zatem zetkniemy 3 warstwy  $n-p-n$  o kolejno malejącym przewodnictwie właściwym (które jest funkcją rosnącą liczby centrów

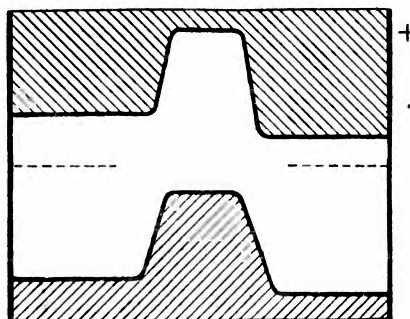
obcych), to zgodnie z wyżej powiedzianym dostaniemy następujący schemat równowagi uwidoczniony na rys. 6a.

Jeżeli teraz elektrody podłączone do triody odpowiednio spolaryzujemy, otrzymamy przesunięcie poziomów uwidocznione na rys. 6b. Mo-



*W równowadze termodynamicznej*

Rys. 6a



*Po przyłożeniu napięcia*

Rys. 6b

żemy wytworzyć sobie teraz jakościowy pogląd na działanie triody. Obecnie nie możemy już stosować ściśle pojęcia poziomu Fermiego dla całego przewodnika, ponieważ układ nie znajduje się w równowadze i płynie w nim prąd. Warstwy półprzewodnika znajdują się w polu elektrycznym zewnętrznym. Pole to przesunie poziomy tak, że potencjał ujemny podwyższy je, a dodatni obniży. Wobec tego elektrony przy podanej na rys. 1a polaryzacji stosunkowo łatwo przekroczą barierę środkową z lewa na prawo, a nie będą mogły poruszać się w kierunku przeciwnym, dziury zaś będą łatwo schodzić z bazy do emitera, nie mogąc przejść do kolektora ze względu na potencjał. Otrzymamy zatem prąd dziurowy od bazy do emitera oraz prąd elektronowy z emitera do bazy.

Ze względu na odpowiednio dobrane wartości przewodnictwa prąd elektronowy w emiterze będzie około 100 razy silniejszy niż dziurowy. Ponadto prąd elektronowy z łatwością przejdzie cieniutką warstwą bazy i przeniknie prawie całkowicie do kolektora. Wielkość prądu przechodzącego do kolektora będzie całkowicie zależna od wysokości bariery potencjału, którą muszą pokonać elektrony, aby wyjść z emitera.

Otóż, prąd ten możemy regulować zmieniając napięcie bazy względem emitera. Baza odgrywa zatem tutaj rolę analogiczną do siatki triody lampowej; minimalne jej prądy dziurowe służą do regulacji prądu elektronów płynących od emitera do kolektora, podobnie jak słabe prądy siatki służą do regulacji emitowanego z katody prądu anodowego.



Małe natężenie prądu dziurowego w obwodzie baza-emiter wiąże się z odpowiednio dobranymi wartościami przewodnictwa bazy i emitera oraz dostatecznie dużą grubością emitera. Przejście każdej dziury do emitera powoduje jakby obniżenie się zapory potencjalnej wstrzymującej prąd elektronowy w obwodzie emiter-kolektor. Każdej dziurze wchodzącej do emitera może odpowiadać 100 i więcej elektronów wędrujących do kolektora dzięki wspomnianej obniżce potencjału. Fakt, że elektrony prawie nie wchodzi do obwodu emiter-baza, związany jest przede wszystkim z małą grubością bazy, przez którą elektrony przelatują w przybliżeniu bez strat.

Jeśli sygnał prądowy dawać będziemy na bazę, otrzymamy bardzo silne wzmocnienie prądu. Jeśli damy go na emiter, nie mamy wzmocnienia prądu.

Wielkie wzmocnienia mocy oraz napięcia pochodzą z wielkiego napięcia kolektora, które samo nie jest w stanie spowodować dużego prądu, bo w bazie nie ma elektronów, a w kolektorze dziur. Dopiero emiter dostarcza dużej ilości elektronów z łatwością dyfundujących przez warstwę  $p$  do kolektora.

Trioda warstwowa znalazła bardzo ciekawe zastosowanie jako wzmacniacz fotoprądu (fotoprąd powstaje w triodzie jak w komórce fotoelektrycznej). Wystarczy tylko bazę zostawić swobodną. Skoro światło padnie na triodę, wytwarzają się pary: elektron i dziura, dziury zaś zgodnie z obrazem wyżej wskazanym, płynąc w obwodzie baza-emiter, spowodują silne wzmocnienie prądu w obwodzie emiter-kolektor.

### Zasady teoretyczne

Rozważania poprzedniego paragrafu prowadzą do szeregu wniosków, które mogą stać się podstawą bliższej analizy ilościowej procesów zachodzących w triodzie. Zbierzemy je w następujących punktach:

1. Donory i akceptory we wszystkich warstwach germanu są w temperaturze pokojowej prawie całkowicie zjonizowane.
2. W każdym typie półprzewodnika ilość centrów większościowych (w typie  $n$ -donorów, w typie  $p$ -akceptorów) jest znacznie większa od ilości centrów mniejszościowych.
3. Ilość dodatkowych rekombinacji w każdym obszarze jest proporcjonalna do odchylenia gęstości nośników mniejszościowych od gęstości tych nośników w równowadze termicznej.
4. Ładunek przestrzenny można zaniedbać wszędzie z wyjątkiem cienkich warstw w grubości  $10^{-4}$  —  $10^{-5}$  cm w pobliżu kontaktów półprzewodników ze sobą.

Najważniejszą rolę w procesie przepływu prądów przez triodę grają oba kontakty wewnątrz półprzewodnika. Stwarzają one sytuację, w której mamy wzajemne oddziaływanie na siebie jakby dwóch sprzęgniętych diod krystalicznych (baza-emiter i baza-kolektor). Sprzęgnięcie związane jest z przechodzeniem elektronów przez ciekłą warstwę  $p$  od emitera do kolektora. Zadanie sprowadza się zatem do analizy przepływu prądu przez każdą z 2 warstw prostowniczych z uwzględnieniem ich wpływów wzajemnych. W zależności od grubości tych warstw rolę zasadniczą w przechodzeniu elektronów gra efekt tunelowy kwantowy (dla grubości rzędu  $10^{-7}$  cm), efekt termicznego pokonywania bariery bez zderzeń w niej samej (grubość rzędu  $10^{-6}$  cm), wreszcie efekt dyfuzyjny związany ze zderzeniami w samej barierze dla warstw najgrubszych (rzędu  $10^{-5}$  cm).

W naszym przypadku zasadniczą rolę gra dyfuzja, dlatego też stosujemy tu teorię dyfuzji nośników przez barierę, zaniedbując drobny efekt tunelowy.

O wielkości prądu dyfuzyjnego decyduje odchylenie gęstości nośników (dziur i elektronów) od gęstości odpowiadających równowadze termodynamicznej. Im silniejsza jest rekombinacja nośników w pobliżu bariery, tym silniejszy oczywiście musi być prąd, który wciąż utrzymuje stałe stężenie nośników. Zatem zagadnienie obliczenia całkowitego prądu przez łączenia (bariery) wiąże się najściślej z obliczeniem koncentracji nośników prądu w bezpośrednim sąsiedztwie barier.

Wyrażenie na gęstość nośników ujemnych i dodatnich w równowadze termodynamicznej otrzymamy odpowiednio, całkując na pasmo przewodnictwa iloczyn funkcji rozkładu elektronów (1) przez gęstość poziomów w pasmie  $D^-(\psi)$  oraz iloczyn funkcji rozkładu dziur przez gęstość poziomów w pasmie podstawowym  $D^+(\psi)$ .

Jak łatwo można się przekonać, otrzymamy następujące wyrażenia

$$n = n_s e^{\frac{q(\psi - \varphi)}{kT}}, \quad (2)$$

$$p = n_s e^{\frac{q(\varphi - \psi)}{kT}}, \quad (3)$$

gdzie  $n$  oznacza ilość elektronów w pasmie przewodnictwa,

$p$  „ „ dziur „ „ podstawowym,

$n_s$  „ „ elektronów półprzewodnika samoistnego w pasmie przewodnictwa (równa ilości dziur półprzewodnika samoistnego w pasmie podstawowym),

$q$  bezwzględna wartość elementarnego ładunku,  
 $\psi$  potencjał elektrostatyczny w punkcie znajdującym się w środku między pasmem podstawowym i przewodnictwa,  
 $\varphi$  potencjał Fermiego.

Gdy przez półprzewodnik płynie prąd, elektrony na ogół mogą inaczej rozdzielić się w pasmie przewodnictwa niż dziury w pasmie podstawowym (ze względu choćby na różne własności dynamiczne). W nowym jednak stanie równowagi możemy zawsze określić ich stężenia przy pomocy wzorów

$$n = n_s e^{\frac{q(\psi - \varphi_n)}{kT}} \quad (4)$$

$$p = n_s e^{\frac{q(\varphi_p - \psi)}{kT}} \quad (5)$$

Równania te możemy uważać za definicyjne dla potencjałów  $\varphi_n$ ,  $\varphi_p$ , które nazywamy potencjałami quasi-fermiowskimi dla elektronów i dziur. Gdy prąd nie płynie, sprowadzają się one do potencjału Fermiego. Wprowadzenie tych potencjałów umożliwia przejrzyste sformułowanie matematyczne interesujących nas warunków brzegowych.

Istotnie, wyrażenia na prądy elektronowe  $I_n$  i dziurowe  $I_p$  przyjmą na podstawie (4) i (5) i wzorów Einsteina  $D_n = \mu_n \frac{kT}{q}$  i  $D_p = \mu_p \frac{kT}{q}$  następującą postać:

$$I_n = q D_n \text{grad } n - q \mu_n n \text{grad } \psi = -q \mu_n n \text{grad } \varphi_n, \quad (6)$$

$$I_p = q D_p \text{grad } p + q \mu_p p \text{grad } \psi = +q \mu_p p \text{grad } \varphi_p. \quad (7)$$

gdzie  $\mu_n$  — ruchliwość elektronów,

$\mu_p$  — „ „ dziur,

$D_n$  — współczynnik dyfuzji elektronów,

$D_p$  — „ „ „ dziur.

Wzory (6) i (7) zdają sprawę z przebiegu potencjałów quasi-fermiowskich we wnętrzu półprzewodników. Gdy dany prąd elektronowy przepływa z półprzewodnika typu  $n$  (a więc o dużej koncentracji elektronów) do półprzewodnika typu  $p$  (a więc o małej koncentracji elektronów), gradient  $\varphi_n$  na barierze bardzo szybko i bardzo silnie wzrośnie. Zatem potencjał sam  $\varphi_n$  będzie posiadać omal że stałą wartość, aż do obszaru bariery, silnie zmieniając się we wnętrzu drugiej warstwy ( $p$ ). Wprawdzie na samej barierze gradient zacznie silnie rosnać, ale ze względu na bar-

dzo wąski jej obszar ( $10^{-4}$  do  $10^{-5}$  cm) w porównaniu do grubości bazy ( $10^{-2}$  —  $10^{-3}$  cm) możemy  $\varphi_n$  praktycznie również w barierze uważać za prawie stały i równy wartości w sąsiedniej warstwie nadmiarowej.

To samo dotyczy quasi-fermiowskiego potencjału dla dziur, który jest prawie stały w obszarze niedomiarym i cały swój spadek odbywa wewnątrz obszaru nadmiarowego.

Odmienne przedstawia się sprawa przebiegu potencjału elektrostatycznego  $\psi$ . Jest on oczywiście również ciągły, jednak ponieważ jego zmiana spowodowana jest jedynie występowaniem ładunku przestrzennego w samej barierze, cały spadek jego odbywa się w tym nadzwyczaj małym obszarze. We wnętrzu zaś zarówno półprzewodnika  $n$  jak i  $p$  jest on praktycznie stały.

Jeśli obecnie rozpatrzmy kontakt triody z elektrodami metalicznymi, to potencjały przyłożone do metalu przejdą w sposób ciągły w odpowiednie potencjały quasi-fermiowskie warstw przylegających. Ponieważ w półprzewodniku  $n$  —  $\varphi_n$ , a w półprzewodniku  $p$  —  $\varphi_p$  prawie nie zmienia się, możemy przyjąć, że potencjały metalicznych kontaktów wyznaczają nam dla trzech warstw poziomy quasi-fermiowskie większościowych nośników prądu.

Dla prostoty możemy potencjał przyłożony kontaktem metalicznym odnosić do poziomu quasi-fermiowskiego bazy. Założmy, że baza jest uziemiona, czyli potencjał  $V_b = 0$ . Emiter jest na potencjale  $V_e$  a kolektor na potencjale  $V_c$ , zatem mamy zgodnie z powyższą dyskusją

$$\varphi_p^b = V_b \cong 0, \quad \varphi_n^e = V_e \quad \text{oraz} \quad \varphi_n^c = V_c.$$

$\varphi$  — oznacza potencjały quasi-fermiowskie, znaczki na dole — typ przewodnictwa, na górze — rodzaj warstwy.

Rozpatrzmy gęstości nośników ujemnych  $n^{be}$  w bazie w pobliżu kontaktu na granicy bariery (przy barierze emitera)

$$n^{be} = n_s e^{\frac{q(\psi^b - \varphi_n^e)}{kT}} = n_b e^{\frac{-qV_e}{kT}}; \quad (8a)$$

analogicznie

$$n^{bc} = n_b e^{\frac{-qV_c}{kT}}, \quad (8b)$$

gdzie  $n_b$  jest stężeniem elektronów w bazie dla warunku równowagi termodynamicznej.

Na gęstość nośników dodatnich w warstwie emitera przy barierze mamy wyrażenie

$$p^{eb} = n_s e^{\frac{q(\varphi_p^b - \psi^e)}{kT}} = p_e e^{\frac{-qV_e}{kT}} \quad (8c)$$

$$p^{cb} = p_c e^{\frac{-qV_c}{kT}} \quad (8d)$$

gdzie  $p_e$  i  $p_c$  są odpowiednimi stężeniami w emiterze i bazie dla równowagi termodynamicznej.

Zatem odchylenia od równowagi termodynamicznej są:

$$n_1^e = n^{be} - n_b = \frac{-n_b q B_1}{kT},$$

$$n_1^c = n^{bc} - n_b = \frac{-n_b q B_2}{kT},$$
(9a)

$$p_1^e = p^{ei} - p_e = \frac{-p_e q B_1}{kT},$$

$$p_1^c = p^{ci} - p_c = \frac{-p_c q B_2}{kT},$$

gdzie

$$B_1 = \frac{kT}{q} \left( 1 - e^{\frac{-qV_e}{kT}} \right),$$

$$B_2 = \frac{kT}{q} \left( 1 - e^{\frac{-qV_c}{kT}} \right).$$
(9b)

Równania (6) i (7) pozwoliły nam zatem wyznaczyć warunki brzegowe w interesujących nas punktach przy barierze. W celu znalezienia prądów w tych punktach należy rozpatrzyć rekombinacje wyliczonych nadwyżek stężeniowych (9a) w jednostce czasu. Założenia wymienione na początku paragrafu i wpływające z dyskusji warunków fizycznych budowy półprzewodnika upoważniają nas do zastosowania liniowej aproksymacji, tj. do przyjęcia, że rekombinacja ta jest proporcjonalna do wyrażenia (9). (Jest rzeczą jasną, że aby wartość tych nadwyżek była stała, musi dopływać prąd równoważący ładunek zrekombinowany w jednostce czasu). Dochodzimy zatem do wniosku, że prąd płynący będzie funkcją liniową wyrażenia (9). Zapiszemy to, oznaczając prąd emitera przez  $I_1$ , a kolektora przez  $I_2$ , w formie (10)

$$I_1 = G_{11} B_1 + G_{12} B_2^e, \quad (10)$$

$$I_2 = G_{21} B_1 + G_{22} B_2.$$

gdzie

$$G_{11} = G_{11n} + G_{11p},$$

$$G_{22} = G_{22n} + G_{22p},$$

$$G_{12} = G_{12n} = G_{21n} = G_{21}. \quad (11)$$

Przewodnictwa  $G$  związane z rekombinacjami wyrażają się następująco przy pomocy stałych charakteryzujących półprzewodnik:

$$G_{11p} = \frac{\sigma_s^2 \left( \frac{\mu_n}{\mu_p} \right) A}{\left( 1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} \right)^2 \sigma_e (D_p \tau_{pe})^{\frac{1}{2}}},$$

$$G_{11n} = \left[ \frac{\sigma_s^2 \left( \frac{\mu_n}{\mu_p} \right) A}{\left( 1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} \right)^2 \sigma_b (D_n \tau_{nb})^{\frac{1}{2}}} \right] \operatorname{ctgh} \left[ \frac{W}{(D_n \tau_{nb})^{\frac{1}{2}}} \right], \quad (12)$$

$$G_{12} = \left[ \frac{\sigma_s^2 \left( \frac{\mu_n}{\mu_p} \right) A}{\left( 1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} \right)^2 \sigma_b (D_n \tau_{nb})^{\frac{1}{2}}} \right] \operatorname{csech} \left[ \frac{W}{(D_n \tau_{nb})^{\frac{1}{2}}} \right]$$

i analogicznie dla pozostałych.

Wielkości te otrzymujemy z dyskusji warunków rekombinacji. Znaczenie nowo wprowadzonych symboli jest następujące:

$\sigma_s, \sigma_e, \sigma_b, \sigma_c$  — odp. przewodnictwa właściwe półprzewodników samostycznych emitera, bazy i kolektora

$\tau_{nb}, \tau_{pe} \dots$  — średni czas życia elektronu przewodnictwa w bazie, dziury w emiterze  $\dots$

$A$  — powierzchnia kontaktów,

$W$  — grubość warstwy  $p$ .

Z równania (10) oraz wzorów (12) możemy teraz natychmiast otrzymać wartość współczynnika wzmocnienia prądu  $\alpha_1$

$$\alpha_1 \equiv - \left( \frac{\partial I_2}{\partial I_1} \right)_{V_c = \text{const}} = - \frac{G_{12}}{G_{11}}; \quad (13)$$

podstawiając (11) i (12) otrzymujemy dla cienkiej warstwy p

$$\alpha_1 \approx \frac{1}{(1 + W_{\sigma_b}) \sigma_c (D_p \tau_{pe})^{\frac{1}{2}}}, \quad (14)$$

tj. nieco mniej od 1, zgodnie z charakterystykami doświadczalnymi (rys. 2). Analogicznie możemy zdefiniować  $\alpha_2$ .

### Porównanie z doświadczeniem

Wzór (10) pozwala na porównanie otrzymanych charakterystyk z doświadczeniem.

Jednym z najprostszych sposobów porównania z doświadczeniem jest takie połączenie elektrod triody, aby równanie (10) stało się równaniem liniowym jednej zmiennej

$$I = l + mB. \quad (15)$$

Można to uczynić wielu sposobami, np.: a) przez otwarcie obwodu kolektorowego; wtedy prąd kolektorowy równy jest 0, b) przez połączenie kolektora z bazą; wtedy napięcia na kolektorze i  $B_2$  równe są zeru, c) przez połączenie kolektora z emiterym; wtedy napięcie kolektora jest równe napięciu emitera, d) przez połączenie emitera z bazą, e) przez otwarcie emitera, f) przez nasycenie kolektora, tj.  $B_2 \approx \frac{kT}{q}$ , do czego potrzebne jest  $V_c > \frac{4kT}{q}$ , czyli w temperaturze zwykłej  $V_c > 0,1$  V, wtedy  $B_2$  praktycznie równe jest  $\frac{kT}{q}$  (9 b); dla naszych przypadków wzór (15) przybiera przy bardzo małych  $V_c$ ,  $V_c$  (wtedy  $B_1 \approx V_c$ ,  $B_2 \approx V_c$ , patrz (9)) postaci następujące:

$$\text{a) } I_1 = G_{11} (1 - \alpha_1 \alpha_2) V_c,$$

$$\text{b) } I_1 = G_{11} V_c \text{ i } I_2 = G_{21} V_c,$$

$$\text{c) } I_1 + I_2 = (G_{11} + G_{22} - G_{12} - G_{21}) V_c,$$

$$\text{d) } I_1 = G_{12} V_c \text{ i } I_2 = G_{22} V_c,$$

$$\text{e) } I_2 = G_{22} (1 - \alpha_1 \alpha_2) V_c.$$

Mierząc w przypadku a) napięcie kontaktowe  $V_c$  na otwartym kolektorze mamy dodatkowo

$$\frac{V_c}{V_e} = -\alpha_2.$$

Wreszcie w ostatnim przypadku

$$I_1 = G_{11}(1 - \alpha_1) \frac{kT}{q} - \left( G_{11} \frac{kT}{q} \right) e^{-\frac{qV_e}{kT}}.$$

f)

$$I_2 = G_{22}(1 - \alpha_2) \frac{kT}{q} + \left( \alpha_1 G_{11} \frac{kT}{q} \right) e^{-\frac{qV_e}{kT}}.$$

Pomiary a), b), c), d) i e) pozwoliły znaleźć doświadczalnie dla triody wszystkie współczynniki  $G$  i pewne ich algebraiczne kombinacje. Poniższa tabelka zestawia te pomiary, podając z boku teoretycznie wyliczone wartości wg wzorów (11) i (12).

Tablica I

	Zmierzone	Obliczone	Teoretyczne
$G_{11}$	$8,8 \pm 0,5$	8,8	7,8
$G_{22}$	$33,3 \pm 0,5$	33,3	52
$G_{11}(1 - \alpha_1 \alpha_2)$	$6,9 \pm 0,5$	6,9	7,3
$G_{22}(1 - \alpha_1 \alpha_2)$	$26,5 \pm 0,5$	26,4	
$\alpha_2 = \left( \frac{V_c}{V_e} \right)$ dla $I_c = 0$	$0,86 \pm 0,02$	0,89	
$\alpha_1 = \left( \frac{V_e}{V_c} \right)$ dla $I_e = 0$	$0,22 \pm 0,02$	0,23	
$G_{11} + G_{12} - 2G_2$	$26,2 \pm 0,5$	26,5	

Uwaga: Przewodnictwa podane są w mikroomach ( $T = 295^{\circ} \text{K}$ ).

W tablicy tej pierwsza rubryka podaje wartości zmierzone. W drugiej rubryce trzy pierwsze wielkości są wzięte z pomiarów, następne zaś są wyliczone na tej podstawie z wzorów wyżej wyprowadzonych (10). Rubryka ta daje nam potwierdzenie dobrej zgodności wewnętrznej teorii. Trzecia rubryka zawiera wyliczone zgodnie z wzorami (12) wartości teoretyczne  $G$ . Ze względu na przybliżoną jedynie znajomość wielu parametrów charakteryzujących półprzewodnik, wyliczenia te obarczone są dużymi błędami i właściwie dają jedynie oszacowania rzędów wielkości. Widzimy, że wartości wynikające z oszacowania zupełnie nieźle odpowiadają otrzymanym z doświadczenia.



Nie ograniczając się tylko do obszaru małych napięć emitera i kolektora przebadano eksperymentalnie ciekawy przypadek a) dający nam wewnętrzny potencjał kontaktowy bariery przy kolektorze.

Ogólnie mamy

$$G_{12} B_1 + G_{22}' B_2 = 0,$$

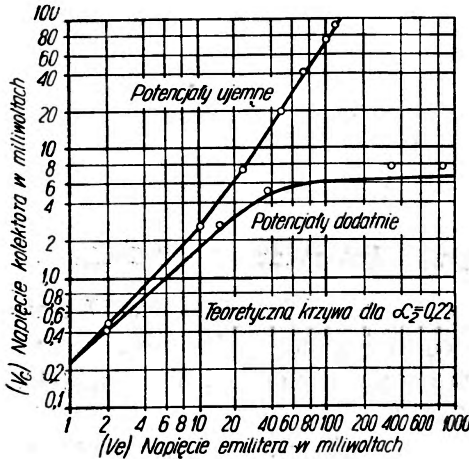
skąd mamy wobec  $\alpha_2 = -\frac{G_{12}}{G_{22}}$

$$e^{-\frac{qV_c}{kT}} = 1 - \alpha_2 + \alpha_2 e^{-\frac{qV_e}{kT}}.$$

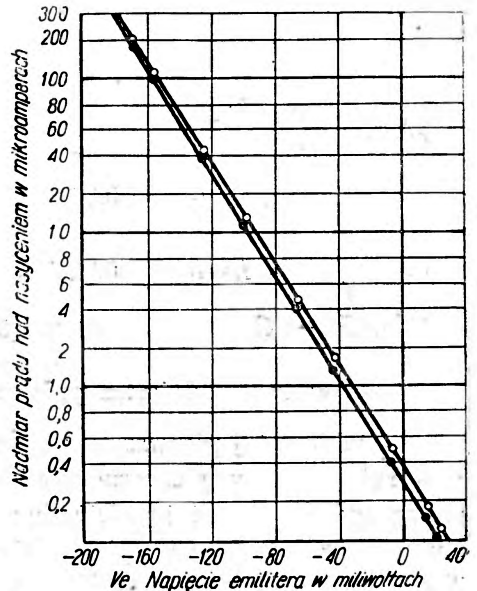
Wyniki doświadczalne i krzywe teoretyczne dla potencjałów  $V_c$  dodatnich i ujemnych uwidocznione są na wykresie 7 dla tej samej próbki co w tabelcy I.

Pomiary odpowiadające przypadkowi f) podane są na rys. 8. Na osi rzędnych mamy nadwyżkę prądu nad  $I + m \frac{kT}{q}$  (nasyceciem) (15).

Widzimy, że punkty eksperymentalne dobrze leżą na linii prostej we współrzędnych logarytmicznych zgodnie z równania-



Rys. 7



Rys. 8

mi (f). Pochyłość krzywej eksperymentalnej 60,5 miliwoltów na 10-krotne zmiany nadwyżki prądu nad nasyceciem.

Z f) otrzymujemy

$$\lg 10 = \frac{q \Delta V}{kT}; \quad \Delta V = \lg 10 \frac{kT}{q} \approx 59 \text{ mV}. \quad (16)$$

Dla wyższych temperatur otrzymuje się gorszą zgodność. Związane to jest z faktem, że dla wyższych temperatur założenie o liniowości rekombinacji w zależności od  $n_1$ , i  $p_1$  przestaje być stosowne.

### Zastosowania

Interesującymi modyfikacjami warstwowego układu wzmacniającego, które potwierdzają powyższą teorię, są: 1. czterowarstwowa trioda, 2. multiplikator fotoprądu.

Czterowarstwowa trioda ma oprócz warstw takich samych jak w triodzie jeszcze jedną zewnętrzną warstwę germanu typu  $p$ . Kolektor znajduje się w miejscu, gdzie w zwykłej triodzie był emiter (rys. 9), baza zaś w przejściu, gdzie był kolektor. Zewnętrzna warstwa  $p$  odgrywa rolę emitera. Cienka warstwa środkowa  $p$  jest swobodna. Suma prądów wpływających do niej równa się wobec tego 0:

$$I_1 + I_2 = G_{11}(1 - \alpha_1)B_1 + G_{22}(1 - \alpha_2)B_2 = 0. \quad (17)$$

Jeżeli napięcie na kolektorze jest dostatecznie duże i ujemne,  $B_2$  ulegnie nasyceniu, tj.  $B_2 \approx \frac{kT}{q}$  i otrzymamy z (17)

$$B_1 = \frac{-G_{22}(1 - \alpha_2) \frac{kT}{q}}{G_{11}(1 - \alpha_1)}. \quad (18)$$

Ustali się prąd nasycenia

$$I_2 = -I_1 = (1 - \alpha_1 \alpha_2) G_{22} \frac{kT}{q(1 - \alpha_1)}. \quad (19)$$

Jeżeli teraz emiter dostarczy prądu dziurowego  $I_p$  do wewnętrznej warstwy  $p$ , otrzymamy zmianę napięcia kolektora

$$\Delta B_1 = \frac{-I_p}{G_{11}(1 - \alpha_1)}, \quad \text{bo } (I_1 + I_2 + I_p = 0), \quad (20)$$

a co zatem idzie jego prądu

$$\Delta I_2 = G_{12} \Delta B_1 = \frac{\alpha_1 I_p}{(1 - \alpha_1)}; \quad (21)$$

odpowiada to wzmacnieniu

$$\alpha \equiv \frac{I_p + \Delta I_p}{I_p} = \frac{1}{(1 - \alpha_1)}.$$

Ponieważ  $\alpha_1$  może przekraczać dla triod *n-p-n* wartość 0,99, a staje się większe od 100. Otrzymujemy tu zatem bardzo silne wzmacnienie prądu.

Poniżej podany jest rysunek 9 charakteryzujący triodę czterowarstwową.

Multiplikator fotoprądu jest zwykłą triodą z bazą swobodną, działa on jak układ dopiero co opisany z tym, że prąd dziurowy dostarczony do bazy pochodzi z fotoefektu w półprzewodniku.

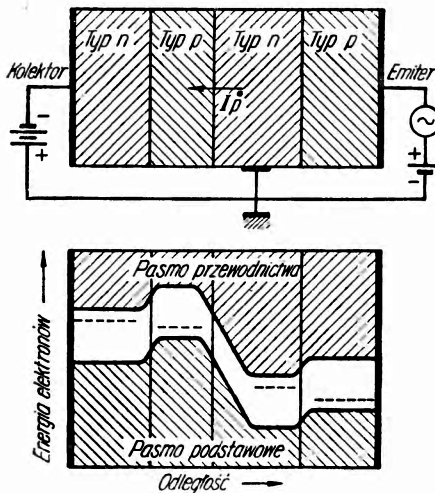
Na zakończenie tego przeglądu własności i teorii działania wzmacniających układów kryształkowych zwrócimy jeszcze uwagę na kwestię pracy przy wyższych częstotliwościach i na zagadnienie szumów.

Stosowanie znacznych częstotliwości wiąże się bowiem z pogorszeniem charakterystyki zrozumiałym ze względu na ograniczoną ruchliwość nośników prądu w germanie i na pasożytniczą pojemność, jaka wytwarza

się w związku z istnieniem warstwy przeciwnych ładunków po obu stronach kontaktów między półprzewodnikami.

Rozpatrzmy najpierw wpływ pierwszego z tych czynników.

Elektrony wrzucone do warstwy *p* przebiegają ją wprawdzie w czasach bardzo krótkich, ale nie identycznych. W związku z tym mamy do czynienia nie tylko z pewnym opóźnieniem fazowym identycznym dla zbiorowiska nośników, ale z sumą różnych przesunięć fazowych, w wyniku których przy dostatecznie wysokiej częstotliwości następuje wzajemne wygaszanie się efektu. Można



Rys. 9

zdefiniować pewną częstotliwość, dla której efekt ten zaczyna grać ilościowo określoną rolę. Częstotliwość taka, jak wynika z rachunku, jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu grubości warstwy *p*. W najlepszych dotąd

wyprodukowanych triodach efekt ten zaczyna już grać pewną rolę w pobliżu 20 megacykli.

Zmniejszenie wymiarów grubości warstw półprzewodnika odgrywa wręcz przeciwną rolę przy ograniczeniu częstotściowym związanym z faktem, że oporności zastępcze triod są połączone niejako równolegle z odpowiednimi pojemnościami. Szczególnie pojemność w obwodzie kolektorowym dość szybko ucina częstotści. Najwyższe częstotści graniczne dopuszczalne związane z tym czynnikiem sięgają w obecnych triodach 1 megacykla.

Zatem dotychczasowe triody ograniczone są w zakresie częstotści dopuszczalnych 1 megacyklem. Jest to znacznie mniej niż dla triod punktowych, które mogły pracować do 30 megacykli (5).

Zagadnienie szumów w triodach dotąd nie znalazło jeszcze ujęcia teoretycznego. Pomiarów wykazują, że szумы nowego typu triody krystalicznej są o kilka rzędów wielkości mniejsze niż dla triod punktowych. Szумы maleją ze wzrostem częstotści (11 db na dekadę) oraz ze zmniejszeniem grubości warstwy  $p$ .

### Uwagi końcowe

Działanie triod krystalicznych rzuca, jak widzimy, światło na powstawanie własności prostowniczych warstw półprzewodników różnych typów. Decydującą rolę odgrywa tu kontakt.

Teorie dawniejsze usiłujące sprowadzić te własności do wpływu kontaktu metal-półprzewodnik nie mogły wyjaśnić przyczyn znikomego wpływu rodzaju stosowanego metalu na charakter tych własności. Założenie, że najistotniejszym elementem w mechanizmie przewodzenia są wewnętrzne potencjały kontaktowe pomiędzy samymi warstwami półprzewodnika, trudność tę usuwa.

Należy zaznaczyć, że w badaniach nad zjawiskami fotoelektrycznymi po raz pierwszy koncepcja ta została wysunięta w pracach Sosnowskiego, Starkiewicza i Simpsona (8).

Jeżeli chodzi o znaczenie praktyczne odkrycia własności wzmacniających triod krystalicznych, to jest ono niewątpliwie bardzo wielkie. Już dzisiaj znany jest szereg układów pracujących doskonale na tych urządzeniach. Trioda nie tylko wprowadza poważne uproszczenia w stosunku do urządzeń lampowych wszędzie, gdzie może je zastąpić, ale daje zupełnie nowe, niezwykle interesujące pole zastosowań, niedostępne technice lampowej. Niewątpliwie dalszy rozwój prac spowoduje nowe ulepszenia w tej dziedzinie.

## Literatura

1. J. Bardeen, W. Brattain, 1949, Phys. Rev. 75, 1208—1226.
2. W. Shockley, N. Sparks, G. K. Teal, 1951, Phys. Rev. 83, 151—162.
3. А. В. Ржанов, Кристаллические детекторы (дополнения) str. 280—310, Moskwa 1950.
4. L. Sosnowski, 1950, Postępy Fizyki, 145—149.
5. В. С. Вавилов, Усп. физ. наук XL 1, 120, 1950; XLII 3, 493, 1950.
6. Ф. Ф. Волькенштейн, Электропроводность полупроводников, 1947.
7. L. Sosnowski: Badania nad zjawiskami fotoelektrycznymi w półprzewodnikach. Warszawa 1949.
8. L. Sosnowski, J. Starkiewicz, O. Simpson, 1946, Nature 159, 818.
9. R. A. Hutner, E. S. Ritner, F. K. Du Pré, 1950, Philips Research Reports, June, 197.
10. О. В. Лосев, ТИТБЛ Nr 14, s. 374, 1922  
Nr 15, s. 564, 1922  
Nr 18, s. 45, 1923  
Nr 21, s. 349, 1923;  
Nr 22, s. 506, 507, 1923  
Nr 26, s. 404, 1924  
Nr 5 (44), s. 485, 1927

Andrzej Hrynkiewicz

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego

## O nowych pomiarach prędkości światła

### Wstęp

Prędkość światła jest jedną z podstawowych stałych natury, toteż możliwie dokładne jej wyznaczenie należy do najważniejszych problemów fizyki. W astronomii pomiary prędkości światła pozwoliły wythumaczyć szereg zjawisk, jak np. pozorną nieregularność zaćmień i roczną aberrację gwiazd, a wykorzystanie zjawiska Dopplera-Fizeau umożliwiło wyznaczenie prędkości radialnych świecących ciał niebieskich, co znacznie rozszerzyło nasze wiadomości o wszechświecie. Pomiary prędkości światła w różnych ośrodkach stanowiły *experimentum crucis* między teorią falową a teorią korpuskularną i doprowadziły do utworzenia pojęcia prędkości grupowej, które zyskało następnie wielkie znaczenie w rozwoju mechaniki kwantowej. Stwierdzenie równoważności prędkości rozchodzenia się światła i stałej  $c$  teorii Maxwella odegrało podstawową rolę w tworzeniu elektromagnetycznej teorii światła. Wreszcie zagadnienie wpływu ruchu układu na prędkość światła i cały szereg związanych z tym teoretycznych i doświadczalnych problemów doprowadziły do teorii względności, której znaczenie dla dzisiejszej fizyki i filozofii jest oczywiste.

Główną trudność w pomiarach prędkości światła stanowi olbrzymia wartość tej stałej.

Warto wspomnieć, że pierwszej próby wyznaczenia prędkości światła dokonał Galileusz w r. 1607. W jego doświadczeniach dwaj obserwatorzy w dużej od siebie odległości posyłali sygnały świetlne za pomocą przesłanianych lamp. Jak łatwo przewidzieć, doświadczenia te nie doprowadziły do żadnego rezultatu, co nasunęło Galileuszowi przypuszczenie, że światło rozchodzi się z nieskończenie wielką prędkością.

Pierwszą udaną próbą oszacowania prędkości światła był pomiar wykonany w r. 1673 przez Olafa Römera, astronoma duńskiego pracującego w obserwatorium paryskim. Pomiar ten był oparty na obserwacji zaćmień księżyców Jowisza. Zauważone przez siebie odstępstwa w periodiczności zaćmień tych księżyców w zależności od pory roku Römer wy-

tłumaczył skończoną prędkością rozchodzenia się światła. Światło biegnąc z Jowisza do Ziemi musi przebyć różne drogi w zależności od położenia Ziemi na orbicie. Znajomość średnicy orbity ziemskiej i opóźnienia zaćmienia w opozycji Ziemi i Jowisza względem czasu wyliczonego na podstawie obserwacji w momencie koniunkcji obu planet pozwoliły wyznaczyć prędkość rozchodzenia się światła.

Najważniejsze pomiary prędkości światła do pierwszych lat XX w. są zestawione w tabl. I. Bliżej zainteresowanych metodami tych pomiarów odsyłam do podręczników optyki cytowanych w spisie literatury na końcu artykułu.

Tablica I

Rok	Autor	Metoda	Długość bazy w km	Prędkość światła w próżni w km/sec
1673	Römer	Zaćmienia księżyców Jowisza	3.10 <sup>8</sup>	215 000
1728	Bradley	Aberracja astronomiczna	—	303 000
1849	Fizeau	Koło zębate	8,63	313 300
1862	Foucault	Obracające się zwierciadło	0,02	298 000 ± 500
1874	Cornu	Koło zębate	22,81	300 400 ± 300
1882	Newcomb	Obracające się zwierciadło	2,551 i 3,721	299 860 ± 30
1932	Perrotin	Koło zębate	46	299 880 ± 50
1902	Michelson	Obracające się zwierciadło		299 890 ± 60

#### Wyważona przez Birge'a wartość średnia

W r. 1942 Birge po zanalizowaniu i wyważeniu pomiarów ostatnich kilkudziesięciu lat przyjął za najlepszą wartość statystyczną

$$(299\,776 \pm 3) \text{ km/sec.}$$

Głównymi pomiarami, na których ta wartość została oparta, były pomiary Rosy i Dorsey'a (1907), Michelsona, Pease'a i Pearsona (1935) i Andersona (1941).

#### Pomiary Rosy i Dorsey'a

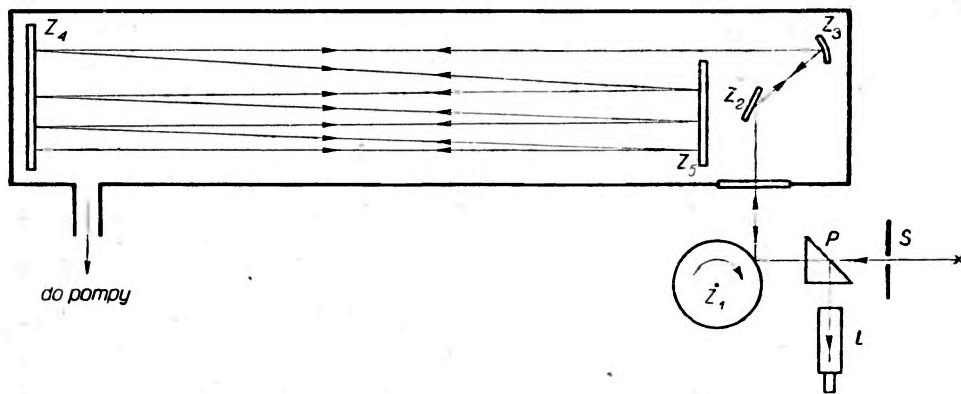
Rosa i Dorsey wyznaczyli w r. 1907 stałą  $c$  przez pomiar elektryczny. Był to w zasadzie pomiar stosunku jednostek elektromagnetycznych do elektrostatycznych. Metoda ich polegała na porównaniu obliczonej

i zmierzonej pojemności kondensatora określonego kształtu. Pojemność można obliczyć ze znanych wymiarów kondensatora i stałej dielektrycznej ośrodka. Pomiaru pojemności dokonano metodą kompensacyjną za pomocą mostka, którego jedno ramię stanowił badany kondensator próżniowy, pozostałe zaś ramiona — opory. Całe doświadczenie sprowadzało się w ten sposób do pomiaru czterech wielkości: wymiarów kondensatora, oporu wzorcowego, stosunku oporów i częstości. Znając z definicji wartość stałej dielektrycznej próżni można było wyznaczyć  $c$ .

Rosa i Dorsey otrzymali jako średnią z 900 pomiarów ( $299\,710 \pm 30$ ) km/sec. Duży błąd maksymalny był spowodowany niedokładną znajomością omnia międzynarodowego, a więc błędem w pomiarze oporu wzorcowego. Obecnie wartość tę znamy z dokładnością  $2 \cdot 10^5$ . Birge wprowadzając do wyniku Rosy i Dorseya w r. 1934 związaną z tym poprawkę otrzymał wartość ( $299\,781 \pm 10$ ) km/sec.

### Pomiary Michelsona, Pease'a i Pearsona

Michelson, Pease i Pearson w latach 1929—1933 wykonali pomiary prędkości światła w próżni metodą obracającego się zwierciadła. Wiązka światła przebywała drogę kilkudziesięciu mil odbijając się wielokrotnie od dwóch płaskich zwierciadeł w rurze próżniowej z blachy stalowej



Rys. 1

Schemat aparatury Michelsona, Pease'a i Pearsona

o długości 1 mili ang. (1609 m) i średnicy ok. 1 m, zmontowanej na pustyni Arizona. Próżnia wewnątrz rury (ok. 0,5 mm Hg) była utrzymywana za pomocą stale pracującej wielkiej pompy, której motor posiadał moc 15 KM.

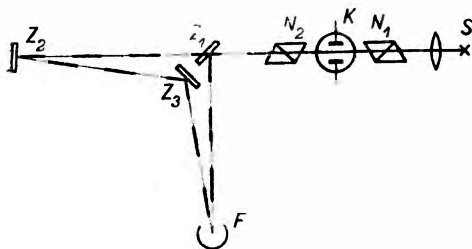
Aparatura jest przedstawiona na rys. 1. Wiązka światła wychodząca ze szczeliny  $S$  odbija się od 32-bocznego obracającego się zwierciadła  $Z_1$ ,



wchodzi przez szklane okienko do rury próżniowej, a następnie po odbiciu od zwierciadeł  $Z_2$  i  $Z_3$  przebiega drogę kilkudziesięciu mil odbijając się wielokrotnie od dwóch płaskich zwierciadeł  $Z_4$  i  $Z_5$  ustawionych w ten sposób, że ostatecznie wiązka wraca tą samą drogą i po powtórny odbiciu od obracającego się zwierciadła  $Z_1$  i od całkowicie odbijającego pryzmatu  $P$  wchodzi do lunetki  $L$ , przez którą może być zaobserwowana. Wracająca wiązka trafi do lunetki pod warunkiem, że płaszczyzny odbijające zwierciadła  $Z_1$  będą ustawione tak samo jak przy pierwszym odbiciu, tzn. jeżeli czas zużyty przez światło na przebycie całej drogi optycznej będzie równy całkowitej wielokrotności  $\frac{1}{(32N)}$  sec, gdzie  $N$  jest częstością obrotów zwierciadła  $Z_1$ . Średnia z ok. 2880 pomiarów wykonanych przez Michelsona, Pease'a i Pearsona dała na prędkość światła wartość  $(299\,774 \pm 11)$  km/sec. Wynik ten był sprzeczny z wartością  $(299\,798 \pm 4)$  km/sec otrzymaną przez Michelsona we wcześniejszych pomiarach w r. 1926.

### Pomiary Andersona

Anderson w swych pomiarach w latach 1937—41, opartych w zasadzie na metodzie koła zębatego Fizeau, wykorzystał do modulacji wiązki światła komórkę Kerra. Metoda ta stosowana do pomiaru prędkości światła już przez Karolusa i Mittelstaedta została przez Andersona znacznie udoskonalona.



Rys. 2

Schemat aparatury Andersona

Zasada metody Andersona jest przedstawiona na rys. 2. Wiązka światła ze źródła  $S$  przechodzi przez komórkę Kerra  $K$  umieszczoną między skrzyżowanymi nikolami  $N_1$  i  $N_2$ . Do elektrod komórki Kerra jest przyłożone pewne stałe napięcie, tak

że światło może przechodzić przez układ. Jeżeli na to stałe napięcie nałożymy napięcie zmienne o częstości  $f$ , to natężenie przechodzącej wiązki światła będzie modulowane z tą częstością (na rys. 2 jest to zobrazowane za pomocą grubych i cienkich kresek przedstawiających wzmocnienie i osłabienie natężenia w wiązce światła). Modulowana wiązka pada na cienko posrebrzone zwierciadło  $Z_1$ , które część światła odbija bezpośrednio na fotokomórkę  $F$ , część zaś przepuszcza w kierunku zwierciadła  $Z_2$ , którego odległość może być zmieniana. Ta druga część wiązki po odbiciu

od zwierciadeł  $Z_2$  i  $Z_3$  również pada na katodę fotokomórki  $F$ . Fotokomórka jest połączona ze wzmacniaczem częstości radiowych nastawionym na odbiór częstości  $f$ , tak że mierzona jest tylko amplituda modulacji w wiązce, a nie jej bezwzględne natężenie. Jeżeli obie modulowane wiązki padające na fotokomórkę są w fazie, to wzmacniają się nawzajem i przyrząd wskaźnikowy wzmacniacza wykazuje maksymalne wychylenie. Jeżeli wiązki są przesunięte w fazie o  $180^\circ$ , to modulacja zostaje zniesiona i wychylenie przyrządu spada do zera. Odległość między dwoma położeniami zwierciadła  $Z_2$ , przy których otrzymujemy minimum na wzmacniaczu, musi być równa nieparzystej wielokrotności połówki długości fali modulacji  $\lambda$ . Stąd łatwo wyznaczyć  $\lambda$ , a znając częstość  $f$  można z wzoru  $c = \lambda f$  obliczyć prędkość światła  $c$ . Na przykład w pierwszych pomiarach Andersona przy częstości  $f = 14 \cdot 10^6$  Hz na długości 159 m otrzymano  $7,5 \lambda$ .

Na podstawie całego szeregu pomiarów Anderson w publikacji z r. 1941 podał na  $c$  wartość  $(299\,776 \pm 14)$  km/sec.

### Najnowsze pomiary prędkości światła

Dzisiejsze metody pomiaru prędkości światła można podzielić na dwie grupy: a) metody optyczne, polegające na pomiarze prędkości rozchodzenia się sygnałów świetlnych, b) metody elektromagnetyczne, polegające na wyznaczaniu prędkości rozchodzenia się centymetrowych fal elektromagnetycznych.

W ostatnich latach opublikowano wyniki kilku nowych pomiarów prędkości światła, które zmuszają do rewizji wartości  $c$ . Wszystkie trzy metody zastosowane w tych pomiarach, a więc metody elektromagnetyczne, radarowa i rezonatora wnękowego oraz metoda optyczna komórki Kerra, dają na stałą  $c$  wartości między sobą zgodne, ale większe od przyjętej poprzednio przez Birge'a.

### Pomiary radarowe

Od r. 1947 stosuje się w Ameryce na szeroką skalę radar do pomiarów długości geodetycznych. Pomiarami tymi kierował Aslakson. Prędkość rozchodzenia się fal radiowych w powietrzu zależy od współczynnika załamania, a w przypadku fal długich — także od materiałów na powierzchni ziemi. Dla fal radarowych efekt podłoża może być zanedbany i odległość między dwoma punktami może być wyznaczona z czasu przejścia sygnału radarowego i prędkości  $c$  po uwzględnieniu poprawki na współczynnik załamania. W celu dokładnego wyznaczenia tej po-

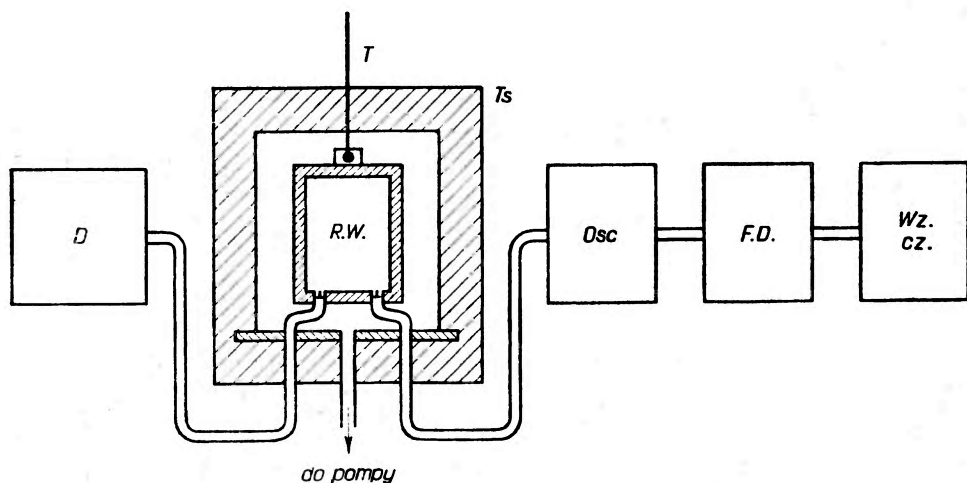
prawki dokonywano pomiarów psychrometrycznych wzdłuż biegu wiązki fal za pomocą samolotu wywiadowczego przystosowanego do badań meteorologicznych. Pomiary dokonane przez Aslaksona za pomocą systemu radarowego Shoran na podstawie wartości  $c$  podanej przez Birge'a dały dla sześciu odległości między czterema stacjami triangulacyjnymi wartości mniejsze od otrzymanych za pomocą dokładnych pomiarów triangulacyjnych. Niezgodność mogłaby być usunięta przez przyjęcie na prędkość rozchodzenia się fal elektromagnetycznych wartości większej niż podana przez Birge'a. W ten sposób Aslakson dla sześciu zmierzonych długości otrzymał następujące wartości  $c$ : 299 800,7 km/sec, 299 788,7 km/sec, 299 791,8 km/sec, 299 792,1 km/sec, 299 792,1 km/sec i 299 792,0 km/sec. Stąd średnio

$$(299\ 792,3 \pm 2,4) \text{ km/sec.}$$

Gdyby odrzucić pierwszy pomiar, dający większe odchylenie od średniej niż inne, to dla pozostałych pięciu pomiarów średnie odchylenie nie przekraczałoby 1 km/sec.

### Pomiary za pomocą rezonatora wnąkowego

Metodą rezonatora wnąkowego posłużyli się Essen i Gordon-Smith w r. 1947. Pomiar polegał na wyznaczeniu częstości rezonansowej próżniowego rezonatora wnąkowego dla fal typu  $E_{010}$  i  $E_{011}$ . Znając dokładne



Rys. 3

Schemat aparatury Essena i Gordona-Smitha. R. W. — rezonator wnąkowy, Ts — termostat, T — termometr, Wz. cz. — wzorzec częstości, Osc. — oscylator, F. D. — falomierz dudnieniowy, D — detektor

wymiary rezonatora i jego współczynnik dobroci  $Q$ , który może być zmierzony doświadczalnie, można obliczyć prędkość fal elektromagnetycznych w próżni. Aparatura Essena i Gordona-Smitha składała się z cylindrycznego rezonatora wnekowego o długości 8,5 cm i średnicy 7,4 cm, sprzężonego z oscylatorem i detektorem (rys. 3). Częstość oscylatora była zmieniana w sposób ciągły. Gdy osiągnęła ona wartość odpowiadającą częstości własnej rezonatora (ok. 3000 MHz), detektor wykazywał nagły wzrost amplitudy. Pomiarzy częstości były dokonywane za pomocą falomierza dudnieniowego.

Pomiary Essena i Gordon-Smitha z r. 1947 dały na  $c$  wartość

$$(299\,792 \pm 9) \text{ km/sec.}$$

Pomiary zaś Essena z r. 1950 pozwoliły zacieśnić granice błędu dając wynik

$$(299\,792,5 \pm 3) \text{ km/sec.}$$

Należy zwrócić uwagę, że podany błąd jest oszacowanym błędem maksymalnym, a nie średnim błędem średniej, jaki był zazwyczaj podawany przez poprzednich eksperymentatorów.

W styczniu 1951 r. ukazała się w „Physical Review“ wzmianka o nie opublikowanej jeszcze pracy Hansena i Bola, którzy metodą rezonatora wnekowego otrzymali na prędkość fal elektromagnetycznych wartość

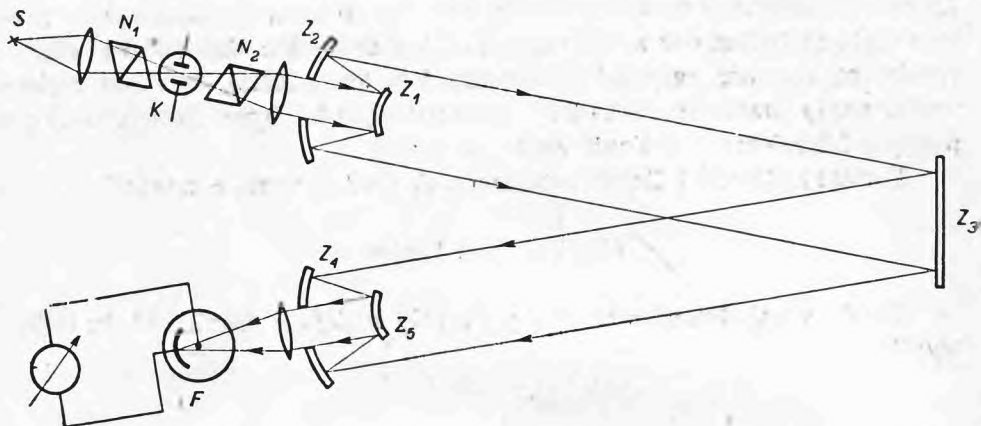
$$(299\,789,3 \pm 0,8) \text{ km/sec.}$$

### Pomiary optyczne Bergstranda

Bergstrand zmodyfikował metodę komórki Kerra stosując zamiast dwóch wiązek światła (tak jak w pomiarach Andersona) — jedną, przez co uniknął trudności związanych ze zogniskowaniem obu wiązek w tym samym punkcie fotokatody, zmniejszając w ten sposób znacznie błąd pomiaru.

Aparatura Bergstranda, zwana geodimetrem (ze względu na jej przeznaczenie do pomiarów geodezyjnych), działała na zasadzie metody Fizeau, podobnie jak aparatura Andersona. Rolę zębatego koła przerywającego strumień światła spełniała tu także komórka Kerra. Wiązka światła wychodząca ze źródła  $S$  (rys. 4) przechodzi przez komórkę Kerra  $K$  umieszczoną między dwoma skrzyżowanymi nikolami, a następnie pada na układ zwierciadeł  $Z_1$  i  $Z_2$ , który daje obraz źródła w płaszczyźnie zwierciadła  $Z_3$  odległego o 7 km. Po odbiciu od tego zwierciadła, pod bardzo małym kątem, wiązka światła wraca do układu zwierciadeł

$Z_4$  i  $Z_5$  i zostaje skupiona na katodzie fotopowielacza elektronowego. Do komórki Kerra modulującej natężenie wiązki światła było przyłożone napięcie wysokiej częstotliwości (8,33 MHz) o amplitudzie 2000 V. Napięcie o tej samej częstotliwości było przyłożone do fotopowielacza. Wskutek tego



Rys. 4

Schemat aparatury Bergstranda

zmieniając długość drogi wiązki światła można było otrzymywać maksima i minima prądu w fotopowielaczu. Prąd osiągnął wartość maksymalną, gdy maksimum napięcia na powielaczu odpowiadało maksimum impulsu świetlnego padającego na fotokatodę, minimalną zaś — gdy napięcie na powielaczu i przychodzący impuls świetlny były przesunięte w fazie o  $180^\circ$ . Aby zwiększyć dokładność pomiaru, Bergstrand zastosował metodę zerowego prądu. Osiągnął to przez periodyczne (z częstotnością 100 Hz) zmiany fazy modulacji wiązki światła o  $180^\circ$  i równoczesne komutowanie prądu z fotopowielacza w obwodzie, w który był włączony przyrząd pomiarowy. Skutkiem tego mało dokładne nastawianie aparatury na minimum prądu zostało zastąpione przez znacznie dokładniejsze nastawianie na prąd zerowy. Odległość  $D$  między dwoma położeniami zwierciadła  $Z_3$ , dla których przy danej częstotliwości modulacji natężenie prądu w fotopowielaczu było równe zero, musiała być wielokrotnością ćwiertki długości fali modulacji  $\lambda$ :

$$D = \frac{N\lambda}{4}$$

Odległość ta, odpowiadająca w pomiarach Bergstranda liczbie  $N = 769$ , wynosiła ok. 7 km i była zmierzona z dokładnością do 3 mm. Obliczona stąd długość fali modulacji  $\lambda$  (36 m) pozwalała z wzoru

$$v = f\lambda$$

wyznaczyć prędkość światła w powietrzu. Po uwzględnieniu szeregu poprawek i po zredukowaniu wyniku do próżni Bergstrand otrzymał ostatecznie (r. 1950) na prędkość światła wartość

$$(299\,793,1 \pm 0,25) \text{ km/sec.}$$

W tabl. II zestawione są wyniki pomiarów ostatnich trzech lat i obliczona na ich podstawie wyważona wartość średnia.

Tablica II

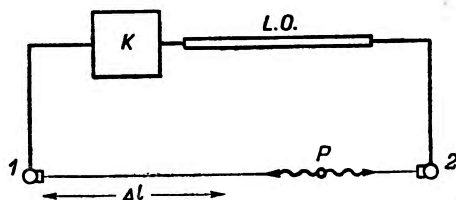
Rok	Autor	Prędkość światła w km/sec	Błąd w km/sec	Waga
1949	Aslakson	299 792,3	2,4	1,0
1950	Essen	792,5	3,0	0,6
1950	Hansen i Bol	789,3	0,8	9,0
1950	Bergstrand	793,1	0,25	92,2

Wyważona średnia:  $(299\,792,8 \pm 0,24) \text{ km/sec.}$

### Pomiar prędkości promieni gamma

Ciekawym rozszerzeniem zakresu pomiaru prędkości fal elektromagnetycznych był wykonany ostatnio (w r. 1951) przez Clelanda i Jastrama pomiar prędkości promieni gamma. Metody radarowe pomiaru  $c$  dotyczyły fal elektromagnetycznych o częstości rzędu  $10^{10}$  Hz, w metodach optycznych stosowano fale o częstości rzędu  $10^{14}$  Hz, natomiast promienie gamma anihilacji pozytonu, zastosowane w metodzie Clelanda i Jastrama, posiadały częstość ok.  $10^{20}$  Hz.

Cleland i Jastram zastosowali w swych pomiarach dwa liczniki scyntylacyjne pracujące w układzie koincydencyjnym, o doskonałym czasie rozdzielczym  $10^{-9}$  sec. Liczniki były ustawione po obu stronach preparatu  $^{64}\text{Cu}$  umieszczonego w rurce metalowej. Wylatujące równocześnie w przeciwnych kierunkach fotony promieni gamma, pochodzące z anihilacji w ścianie rurki pozytonów wysyłanych przez preparat  $^{64}\text{Cu}$ , dawały impulsy w licznikach scyntylacyjnych. Impuls z jednego licznika był przesyłany bezpośrednio do układu koincydencyjnego, impuls zaś z drugiego licznika był opóź-



Rys. 5

Schemat aparatury Clelanda i Jastrama  
1, 2 — liczniki scyntylacyjne, P — preparat promieniotwórczy, K — układ koincydencyjny, L. O. — linia opóźniająca

niany o określony przeciąg czasu  $\Delta t$  przez zastosowaną linię opóźniającą (rys. 5). Przesuwając preparat promieniotwórczy wzdłuż odcinka łączącego oba liczniki otrzymuje się maksimum koincydencji, gdy różnica dróg  $\Delta l$  obu fotonów anihilacyjnych jest przebywana w czasie równym opóźnieniu  $\Delta t$ . Prędkość fotonów oblicza się wówczas z wzoru

$$c = \frac{\Delta l}{\Delta t}.$$

Na podstawie szeregu pomiarów dla różnych wartości opóźnienia  $\Delta t$  Cleland i Jastram otrzymali na prędkość promieni gamma wartość

$$(298\ 300 \pm 1\ 500) \text{ km/sec,}$$

a więc zgodną w granicach błędu z wyżej przytoczoną wyważoną średnią wartością  $c$ .

#### Literatura

- Grimsehl — Tomaschek, Lehrbuch der Physik, B. II, Leipzig 1942.  
 Ландсберг, Г. С., Оптика, Москва 1947  
 Noakes G. R., A Text-Book of Light, London 1946.  
 Anderson W. C., J. Opt. Soc. Amer., **31**, 185 (1941).  
 Aslakson C. I., Nature, **164**, 711 (1949).  
 Bearden J. A. & Watts H. M., Phys. Rev., **81**, 73 (1951).  
 Bergstrand E., Arkiv för Fysik, **2**, 119 (1950).  
 Birge R. T., Rep. on Progr. in Phys., **VIII**, (1943).  
 Cleland M. R., Jastram P. S., — Phys. Rev., **84**, 271 (1951).  
 Essen L., & Gordon-Smith A. C., Proc. Roy. Soc. A, **194**, 348 (1948).  
 Essen L., Nature, **165**, 582 (1950).  
 Michelson A. A., Pease F. G. & Pearson F., Astrophys. J., **82**, 26 (1935).  
 Rosa E. B. & Dorsey N. E., Bull. U. S. Bur. Stand., **3**, 433 (1907).

## I Kongres Nauki Polskiej

Najważniejszym wydarzeniem w polskim życiu naukowym w r. 1951 był niewątpliwie I Kongres Nauki Polskiej, poprzedzony obszernymi pracami przygotowawczymi.

W zakresie fizyki tezy Kongresu opracowane były przez Sekcję Matematyki, Fizyki i Astronomii, której przewodniczył prof. S. Pieńkowski.

Obszerniejsze sprawozdanie z prac Kongresu podamy w następnym zeszycie.

## Polska Akademia Nauk

Organizowanie nauki polskiej w myśl wytycznych ustalonych przez I Kongres Nauki Polskiej weszło obecnie w stadium realizacji. Powstaje Polska Akademia Nauk, która swój byt legalny opiera na ustawie z 30 października 1951 r.

W myśl tej ustawy powołuje się Akademię „w celu zapewnienia nauce polskiej warunków wszechstronnego rozwoju i pełnego rozkwitu oraz nadania badaniom naukowym kierunku, odpowiadającego istotnym potrzebom Narodu, w oparciu o postępowe tradycje nauki polskiej i jej wielki dorobek, jako też o najlepsze osiągnięcia i doświadczenia wszystkich działających dotychczas instytucji i zrzeszeń naukowych, w szczególności Polskiej Akademii Umiejętności i Towarzystwa Naukowego Warszawskiego“ (art. 1). „Akademią jest najwyższą instytucją naukową Rzeczypospolitej Polskiej“ (art. 2). „Akademia jednoczy w swoim składzie wybitnych uczonych polskich dla twórczej pracy naukowej“ (art. 3). „Zadaniem akademii jest wszech-

stronne rozwijanie nauki polskiej i pogłębianie jej dorobku, współdziałanie w planowym wykorzystaniu osiągnięć naukowych dla dalszego rozwoju gospodarki i kultury narodowej oraz przyczynianie się do rozwoju postępowej myśli naukowej w świecie“ (art. 4).

Działalność Akademii obejmuje zarówno czynności koordynacyjne, kierownicze, wydawnicze itp., jak i bezpośrednie prowadzenie prac badawczych we wszystkich gałęziach nauki.

Akademia posiada cztery wydziały, a wśród nich Wydział III — Nauk Matematyczno - fizycznych, Chemicznych i Geologiczno-geograficznych.

„Akademia organizuje i prowadzi sieć własnych placówek naukowych, samodzielnych i pomocniczych, których zadaniem jest prowadzenie prac naukowych, upowszechnianie wiedzy, kształcenie kadr naukowych i nadawanie zgodnie z obowiązującymi przepisami stopni naukowych“ (art. 41).

„Akademia w porozumieniu z właściwym ministrem lub na zlecenie prezydium rządu może objąć ogólny nadzór naukowy nad całością lub częścią prac placówki nie należącej do Akademii“ (art. 44).

## Zebranie Komisji Akustycznej Akademii Nauk ZSRR

Komisja Akustyki Akademii Nauk ZSRR obradowała w Leningradzie od 1 do 3 lutego 1951 r. Konferencja poświęcona była podstawom akustyki fizycznej i technice pomiarów akustycznych. Zreferowano 26 prac, częściowo na



zebraniach plenarnych, częściowo zaś na zebraniach sekcji piezoelektryczności lub sekcji aparatury elektroakustyki i pomiarów elektroakustycznych.

Stwierdzono potrzebę opracowania mierników szumu o masowym zastosowaniu z efektywnym zakresem częstości od 60 Hz do 8 lub 10 kHz z możliwością jednoczesnego zmieniania charakterystyki częstości przez przestawienie przełącznika mierzonych poziomów (skokami po 10 db) i z interwałem ciśnień dźwiękowych od 35 do 150 db.

W sprawie cechowania akustycznego uznano za pożądane zastosowanie filtrów oraz umieszczenie w miernikach szumu również skali natężeń prócz skali w decybelach.

### Zjazd Fotoluminescencyjny

Obszerniejsze sprawozdanie ze Zjazdu Fotoluminescencyjnego, który odbył się w Moskwie w czerwcu ubiegłego roku, zamieścimy w następnym zeszycie.

### Zjazd fotograficzny w Odessie

W Odessie odbył się w dniach od 29 czerwca do 4 lipca 1951 r. wszechzwiązkowy zjazd poświęcony fotografii naukowej, zwołany przez Komisję Fotografii i Kinematografii Naukowej przy Sekcji Nauk Chemicznych Akademii Nauk ZSRR.

Tematem obrad były podstawowe zagadnienia fotografii naukowej, a mianowicie — natury światłoczułości i utajonego obrazu fotograficznego, optycznego uczulania emulsji i procesu wywoływania.

Wybór Odessy na miejsce zjazdu związany był z przypadającym właśnie dwudziestopięcioleciem Instytutu Fizyki Państwowego Uniwersytetu im. Miecznikowa, w którym pracuje prof. Kiriłow, jeden z wybitniejszych badaczy zjawisk fotochemii ciała stałego. Prof. Kiriłow wraz ze swoimi współpracownikami zajmuje się działaniem światła na kryształy halodów srebra.

Na zjeździe wygłoszono 28 referatów.

W konkluzji zjazdu stwierdzono znaczny postęp w dziedzinie radzieckiej fotografii naukowej, o czym świadczył wysoki poziom obrad. Jednocześnie zwrócono uwagę na wciąż jeszcze niedostateczną znajomość mechanizmu uczulania optycznego i braki interpretacji teoretycznej zjawisk zachodzących przy barwieniu się kryształów halodów srebra.

Prace zjazdu ukażą się w specjalnym zeszycie czasopisma „Uspiechi Naucznoji Fotografii“, wydawanego przez Akademię Nauk ZSRR.

### Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej

W dniach 11, 12, 13 lipca 1951 r. odbyło się w Kopenhadze walne zgromadzenie Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej.

Zgromadzenie poprzedzone było konferencją na temat problemów fizyki kwantowej, zorganizowaną przez prof. N. Bohra i prof. S. Rozentala.

Przeprowadzono wybór nowego składu Komitetu Wykonawczego: na prezesa obrano prof. N. F. Motta (Bristol), a na wiceprezesów prof. prof. E. Amaldi (Rzym), G. Borelius (Stockholm), Heyrowskiego (Praga), Hubera (Bazylea), K. S. Krishnana (New Delhi), M. L. Oliphanta (Canberra), J. C. Slatera (Cambridge Mass.), J. A. Wheelera (Princeton), a na sekretarza generalnego Unii P. Fleury'ego (Paryż).

Na najbliższe lata zamierzone jest urządzenie następujących konferencji międzynarodowych na tematy specjalne:

1952: Struktura i właściwości powierzchni stałych (Chicago?), Spektroskopia  $\beta$  i  $\gamma$  (Amsterdam), Termodynamika zmian stanu (Paryż?), Związki między optyką a badaniami w dziedzinie fal krótkich lub inny temat z optyki (miejsce jeszcze nie ustalone).

1953 i 1954: Fizyka jądrowa (Włochy), Optyka fizjologiczna ze stanowiska

optyki instrumentalnej (Hiszpania?), Podstawowe problemy teoretyczne (Kyoto), Cienkie warstwy (Bristol), Akustyka (miejsce jeszcze nie ustalone), Spektroskopia (miejsce jeszcze nie ustalone).

Walne zgromadzenie uchwaliło m. in.:

— zalecić unikanie w literaturze naukowej terminu „billion“, stosowanie natomiast wyrażen np.  $10^9$  eV albo GeV (gigaelektronowolt) zgodnie z uchwałą Unii z r. 1948;

— zalecić fizykom, którzy życzą sobie zachować termin „izotopy“ na oznaczenie różnych atomów o tej samej liczbie atomowej, użycie terminu „nuklid“ na oznaczenie atomów identycznych zarówno ze względu na liczbę atomową, jak i masową (z zastrzeżeniem uzgodnienia z Unią Chemiczną);

— praktyczny układ jednostek, który będzie nosił nazwę układu Giorgiego lub układu M. K. S. A. i który powinien się oprzeć na jednostkach metr, kilogram masy, sekunda, amper. W pewnych przypadkach dopuszczalny jest inny wybór czterech niezależnych jednostek;

— biorąc pod uwagę, że w najbliższym okresie układy C. G. S. i M. K. S. A. jednocześnie będą w użyciu w fizyce czystej i stosowanej, zaleca się — celem ułatwienia zamian jednostek C. G. S. na M. K. S. A. i vice versa — wprowadzenie następujących dwóch układów C. G. S., w których definicje jednostek pochodnych oparte są na czterech jednostkach podstawowych: (a) układ elektrostatyczny C. G. S. e. oparty na jednostkach centymetr, gram masy, sekunda, jednostka elektrostatyczna naboju, (b) układ elektromagnetyczny C. G. S. E. oparty na jednostkach centymetr, gram masy, sekunda, dekaamper.

Na wniosek Komisji Bardzo Niskich Temperatur uchwalono i przekazano do rozważenia Komisji Wydawnictw sugestię w kierunku ograniczenia nadmiernego stosowania „listów do Redaktora“.

Również na wniosek Komisji Bardzo

Niskich Temperatur uchwalono co następuje: „Zważywszy doniosłość wkładu rosyjskiego w rozwój fizyki i nauk pokrewnych Unia powitałaby z radością zorganizowanie serwisu informacji i przekładów dostępnego dla wszystkich zainteresowanych fizyków. Wobec tego Komisji Wydawnictw poleca się wystąpienie do Komitetu Wykonawczego ICSU o zbadanie możliwości publikowania specjalnego czasopisma przekładów.

Prof. Amaldi i prof. Auger udzielili szeregu informacji dotyczących projektu europejskiego laboratorium fizyki jądrowej dysponującego akceleratorem na kilka GeV.

### Kurs Fizyki Teoretycznej

Dzięki przychylnemu poparciu Ministerstwa Szkół Wyższych i Nauki został zorganizowany w lecie r. 1951 w Otwocku dwutygodniowy kurs fizyki teoretycznej zainicjowany i kierowany przez prof. L. Infelda.

Na program kursu złożyły się wykłady prof. L. Infelda i prof. J. Weyssenhoffa o ogólnej teorii względności, prof. S. Szczęniowskiego i J. Plebańskiego o mechanice kwantowej, prof. A. Sołtana, prof. L. Sosnowskiego i dra J. Pniewskiego o teoriach jądra atomowego, prof. J. Rzewuskiego, prof. J. Rayskiego i dra M. Günthera o elektrodynamice kwantowej, prof. W. Rubinowicza o teorii dyfrakcji i dra H. Greniewskiego o elektronowych obwodach liczących. Prócz wykładów poszczególnym tematом poświęcone były seminaria.

### Konferencja poświęcona sprawom spektroanalizy przemysłowej

W dniu 6 grudnia 1951 r. odbyła się w Głównym Instytucie Metalurgii w Gliwicach konferencja, poświęcona przemysłowym zastosowaniom analizy widmowej. Referaty wygłosili: inż. W. Kli-mecki i inż. Z. Makarucha.

Tematem referatu inż. W. Klimeckiego było przedstawienie stosowanych obecnie metod analizy widmowej jakościowej i ilościowej. Inż. Z. Makarucha omówiła następnie bardziej szczegółowo te metody, które używane są w pracach Zakładu Fizyki i Chemii Metali GIM.

W drugim referacie inż. W. Klimecki dokonał przeglądu podstawowych pozycji bibliograficznych z zakresu analizy widmowej. Omówiono ok. 50 pozycji bibliograficznych.

W dyskusji po referatach przedstawiciele przemysłowych pracowni spektroanalitycznych zapoznali zebranych ze swymi osiągnięciami. Podnoszono jednak również trudności, na jakie napotyka praca spektroanalityczna. Poważną trudność stanowi brak wzorców do ilościowych analiz widmowych i jeszcze niedostateczna jakość krajowego materiału fotograficznego.

Konferencję zakończyło zwiedzanie pracowni spektroanalitycznej Zakładu Fizyki i Chemii GIM.

### Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

W roku 1951 warszawski uniwersytecki ośrodek fizyki wszedł w okres przemiany organizacyjnej polegającej na połączeniu poszczególnych dotychczas istniejących katedr fizyki i nauk pokrewnych w Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

Instytut jednoczy katedry zarówno fizyki doświadczalnej (włącznie z elektroniką i radiologią oraz atomistyką) jak i teoretycznej. Na czele Instytutu stoją dyrektorowie: prof. dr S. Pieńkowski (Dział Fizyki Doświadczalnej) i prof. dr L. Infeld (Dział Fizyki Teoretycznej).

W skład Instytutu wchodzi katedry: Fizyki Doświadczalnej (katedra zespołowa — kierownik katedry prof. dr S. Pieńkowski, zastępca profesora dr J. Pniew-

ski), Atomistyki (prof. dr A. Sołtan), Elektroniki i Radiologii (prof. dr L. Sosnowski), Fizyki Teoretycznej I (prof. C. Białobrzeski), Fizyki Teoretycznej II (prof. dr L. Infeld) i Fizyki Teoretycznej III (prof. dr W. Rubinowicz).

### Rozbudowa gmachu Instytutu Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Wyrazem siły rozwojowej ośrodka fizyki w Uniwersytecie Warszawskim jest periodycznie ujawniająca się konieczność powiększania pomieszczeń pracowni, sal wykładowych itp.

Już w r. 1931, tj. w 10 lat po oddaniu do użytku gmachu przy ulicy Hożej, okazała się potrzeba rozszerzenia go przez dodanie tzw. wschodniego skrzydła, które zajęły nowe pracownie fizyki doświadczalnej.

Po zakończeniu drugiej wojny światowej wobec rosnącego znaczenia, jakiego w ogólnym zespole prac nabrała fizyka jądra atomowego, dobudowano halę na aparaturę akceleracyjną.

W r. 1951 gmach znowu okazał się wyraźnie niewystarczający. W szczególności sale wykładowe i pracownie nie mogły pomieścić zwiększonej liczby studentów.

Rozumiejąc znaczenie, jakie dla nauki i tworzenia wysoko wykształconych kadr ma zapewnienie odpowiednich warunków rozwoju fizyki na Uniwersytecie Warszawskim, czynniki rządowe odniosły się z jak najdalej idącą przychylnością do projektu dalszej rozbudowy przedłożonego przez prof. S. Pieńkowskiego i prof. L. Infelda.

Do robót przystąpiono wiosną roku 1951. Obecnie nowo dobudowane skrzydło jest w fazie prac wykończeniowych. Część lokali została już oddana do użytku.

W skrzydle tym znajdują pomieszczenie wszystkie pracownie fizyki teoretycznej, oraz niektóre pracownie naukowe i techniczne fizyki doświadczalnej.

### Zakład Fizyki Elektronowej Politechniki Warszawskiej

Rozporządzeniem Ministra Szkół Wyższych i Nauki z dnia 21 listopada 1951 r. Katedra i Zakład Elektroniki Politechniki Warszawskiej zostały przemianowane na Katedrę i Zakład Fizyki Elektronowej.

Przemianowanie to ma na celu podkreślenie, że prace Zakładu należą zasadniczo do fizyki. Ostatnio, zwłaszcza wśród techników, termin „elektronika“ odnosi się w coraz większym stopniu do zastosowań fizyki elektronowej do celów praktycznych.

#### Zmiany w obsadzie kadr

W obsadzie katedr fizyki i nauk pokrewnych zaszło w r. 1951 wiele zmian:

Na katedrę fizyki doświadczalnej II i stanowisko Kierownika Zakładu Fizyki Doświadczalnej II Uniwersytetu Poznańskiego został powołany z Wrocławia prof. dr S. Loria.

Dr J. Pniewski został zastępcą profesora fizyki doświadczalnej na Uniwersytecie Warszawskim i prowadzi wykłady dla słuchaczy sekcji chemicznej.

Z początkiem bieżącego roku akademickiego dr J. Roliński został mianowany profesorem nadzwyczajnym fizyki na Wydziale Chemicznym Politechniki Warszawskiej.

Katedrę fizyki eksperymentalnej I na Uniwersytecie Łódzkim objął dr L. Natanson.

Mgr B. Buras objął wykłady i kierownictwo Zakładu Fizyki w Szkole Głównej Gospodarstwa Wiejskiego w Warszawie.

Zastępcą profesora na katedrze fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Jagiellońskim został mianowany dr B. Średniawa.

Mgr S. Rouppert został przeniesiony z Uniwersytetu Łódzkiego i objął wykłady fizyki w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Warszawie.

Zastępca profesora dr K. Gostkowski został powołany na profesora nadzwyczajnego kontraktowego przy katedrze fizyki na Wydziale Chemicznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach.

Zastępcą profesora fizyki na Wydziale Górniczym Politechniki Śląskiej został mgr M. Konopacki.

#### Wnioski o habilitacje i doktoraty

Rada Wydziału Matematyczno-fizyczno-chemicznego Uniwersytetu Warszawskiego odbyła w dniu 19 maja 1951 r. kolokwium habilitacyjne z drem Teodorem Kopcewiczem, po czym na wniosek Komisji w składzie: prof. C. Białobrzeski, prof. E. Stenz, prof. S. Szczeniowski (Poznań) jednomyślnie postanowiono habilitować go na podstawie pracy „O wpływie lepkości turbulencyjnej powietrza na pionowy rozkład wiatru w tarciowej warstwie atmosfery Ziemi“ i udzielić mu veniam legendi w zakresie geofizyki. Habilitację zatwierdził Minister Szkół Wyższych i Nauki.

Streszczenie pracy habilitacyjnej dra Kopcewicza podajemy poniżej:

Autor podał znane zależności dla wiatrów teoretycznych: geostroficznego i gradientowego oraz dla ich zmian z wysokością, wynikających z pionowego rozkładu gęstości powietrza i tendencji ciśnienia. Scharakteryzował ogólnie lepkość turbulencyjną powietrza i pionowy jej rozkład w atmosferze i podał wyniki pomiarów współczynnika lepkości turbulencyjnej według różnych autorów. Przedyskutował znane dotychczas rozwiązania równań hydrodynamicznych dla pewnych przypadków szczególnych oraz otrzymał pewne nowe rozwiązania tych równań dla poziomego i stacjonarnego ruchu powietrza, przyjmując wykładnicze prawo zależności współczynnika lepkości turbulencyjnej powietrza od wysokości nad powierzchnią ziemi. Na podstawie uzyskanych zależności autor obliczył składowe wiatru rzeczywistego oraz kąt, jaki wektor wiatru tworzy z kierunkiem izobar na różnych wysokościach w warstwie tarciowej dla kilku wartości parametru  $m$ , charakteryzującego stan

pionowej równowagi powietrza. Wreszcie podał interpretację fizyczną tego parametru oraz jego zależność od stopnia nierówności podłoża.

Rada Wydziału Matematyczno-fizyczno-chemicznego Uniwersytetu Warszawskiego odbyła w dniu 10 maja 1951 r. kolokwium habilitacyjne z drem Marianem Güntherem, po czym na wniosek Komisji w składzie: prof. W. Rubinowicz, prof. C. Białobrzęski, prof. L. Infeld, prof. J. Rayski (Toruń) jednomyślnie postanowiła habilitować go na podstawie pracy: „Próba relatywistycznego sformułowania zagadnienia wielu elektronów w przestrzeni konfiguracyjnej“ i postawiła wniosek o udzielenie mu veniam legendi w zakresie fizyki. Habilitacja podlega zatwierdzeniu przez Ministra Szkolnictwa Wyższego.

Streszczenie pracy habilitacyjnej dra Günthera podajemy poniżej:

Rozwinięto w pracy sposób przedstawienia elektrodynamiki kwantowej przy pomocy relatywistycznej przestrzeni konfiguracyjnej (teoria wieloczasowa). Takie ujęcie, równoważne teorii Tomonagi-Schwingera, ma tę zaletę, że może być bezpośrednio stosowane w wypadku stanów związanych układów wieloelektronowych. Z tego względu głównym celem pracy jest relatywistycznie niezmienniczy opis oddziaływań między elektronami, z tym że ominięto te trudności, które powstają wskutek używania fal płaskich przy „składaniu“ rzeczywistego stanu elektronu. Układ pracy jest następujący:

Podano najpierw ogólny relatywistycznie niezmienniczy dowód równoważności teorii Tomonagi-Schwingera i teorii wieloczasowej Diraca, Focka i Podolskiego. Wzory wyprowadzone przy tej okazji służą następnie do dalszego uogólnienia teorii wieloczasowej. Uogólnienie to polega w dużej mierze na pewnego typu „przedłużeniu analitycznym“ funkcji falowej układu wieloelektronowego na obszary, w których nie była ona dotąd określona (chodzi tu o obszary odpowiadające odległościom typu czasowego między elektronami). Podstawowe równanie, które wtedy musi spełniać funkcja falowa, ma kształt

$$(x_1, \dots, x_\nu) = \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left( -\frac{1}{i \hbar c} \right)^n \int_{-\infty}^{\infty} d^4 x^{(n)} \dots \int_{-\infty}^{\infty} d^4 x^l P^l(HRet(x^{(n)}, x_1, \dots, x_n)) \dots \dots HRet(x^l, x_1, \dots, x_\lambda) \varphi(x, \dots, x_\nu) \right\}$$

Następnie na gruncie tej nowej teorii podano metodę eliminacji procesów wirtualnych pola promieniowania. Konkretnie rachunki wykonano w przybliżeniu uwzględniającym wyrazy proporcjonalne do  $e^2$ . W tym przybliżeniu otrzymujemy równania relatywistyczne dla dwóch elektronów, które zdają sprawę z oddziaływań Coulombowskich oraz oddziaływań typu termów Breita.

Oznaczenia:

(1)  $P^l(\dots)$  — Iloczyn antychronologiczny

(2)  $HRet(x_1, x_2, \dots, x_n) = -e \sum SRet(x_1 - x) \gamma^\mu A_\mu(x) Q(x_i \rightarrow x)$

(3)  $Q(x_i \rightarrow x)$  — Operator zmiany argumentów.

W dniu 9 sierpnia 1951 r. przed Radą Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego odbyło się kolokwium habilitacyjne dra Mariana Puchalika. Rada Wydziału przyznała mu habilitację na podstawie pracy: „Moment dipolowy a swoboda obrotu w drobinie“ i postawiła wniosek o udzielenie mu veniam legendi. Habilitacja podlega zatwierdzeniu przez Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego.

Streszczenie pracy habilitacyjnej dra Puchalika podajemy poniżej:

W pracy tej autor poddał badaniu szereg indywidualów należących do szeregów homologicznych typu  $R. (CH_2)_n Cl$  gdzie  $R$  oznacza rdzeń benzenowy lub alicyklowy,  $n=0, 1, 2, 3$  itd.

Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi C. T. Zahna stwierdzono, że począwszy od pewnego  $n$ , dalszy wzrost długości łańcucha węglowego nie wpływa na wartość średniego kwadratu momentu dipolowego. Fakt ten pozostaje w związku z tym, że począwszy od pewnej długości łańcucha węglowego wpływ wzajemny grup polarnych staje się tak słaby, iż swoboda obrotu w drobinie staje się praktycznie zupełna.

Podobny wpływ na swobodę obrotu wywiera wzrost temperatury. W związkach o całkowitej swobodzie obrotu średni kwadrat momentu dipolowego nie zależy od temperatury. Gdy swoboda obrotu jest ograniczona, z podwyższeniem temperatury wartość średniego kwadratu momentu dipolowego wzrasta. W ten sposób autor stwierdził, że w chlorku benzylu swoboda obrotu jest niezupełna.

Badania autora przyczyniły się do uzupełnienia szupłego jeszcze materiału doświadczalnego w tej dziedzinie.

Wyznaczenia momentu dipolowego dokonano metodą rozcieńczonych roztworów. Stałą dielektryczną mierzono metodą mostkową. Jako rozpuszczalników niepolarnych użyto benzenu, czterochlorku węgla i rafinowanej nafty.

Przy okazji tych badań stwierdzono również, że zastąpienie rdzenia benzenowego rdzeniem alicyklowym pociąga za sobą wzrost kwadratu momentu dipolowego. W szeregach z rdzeniem alicyklowym zostaje również przedziej osiągnięta całkowita praktycznie swoboda obrotu.

Stopień doktora nauk matematyczno-fizycznych uzyskał w ubiegłym roku na Wydziale Matematyczno - fizyczno - chemicznym Uniwersytetu Warszawskiego Jerzy Pniewski z Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego na podstawie pracy „Badania spektrograficzne promieniowania RaE w obszarze małych energii metodą klisz jądrowych“, której streszczenie podajemy poniżej:

Przy pomocy spektrografu solenoidalnego z polem jednorodnym zbadano widmo promieniowania  $\beta$  RaE w przedziale od 4,6 do 100 keV. Uzyskane wyniki wskazują, że przy pomocy klisz rejestrujących tory elektronowe daje się istotnie przeprowadzić dokładniejszą analizę widma  $\beta$  w obszarze małych energii. Wyznaczony w tej pracy rozkład energii, odpowiadający przemianie silnie wzbronionej, nie jest sprzeczny z teorią Fermiego, przynajmniej o tyle, o ile na to pozwala w chwili obecnej znajomość teoretycznego rozkładu energii elektronów w widmie  $\beta$ . Wbrew wynikom Waltnera i Rogersa krzywa przedstawiająca ten rozkład nie opada do zera dla małych energii. Zgodnie z teorią

Fermiego znajduje to uzasadnienie w oddziaływaniu Coulombowskim. Rozkład wyznaczony teoretycznie przez Konopińskiego oparty na założeniu współdziałania sprzężeń typu tensorowego i pseudoskalarnego nie daje się pogodzić z wynikami obecnymi w obszarze energii poniżej 50 keV, mimo że dla wyższych energii jest on w przybliżeniu zgodny z wynikami Flammersfelda. Wyznaczony przez Reitza zasłonowy wpływ powłoki elektronowej wyraźnie nie wystarcza do wytłumaczenia zaobserwowanych odstępstw. Wnioskując z krzywej podanej w pracy Wu uzyskane wyniki dają się nawiązać do jego wyników odnoszących się do wyższych energii. Szczególną uwagę zwrócono na przygotowanie bardzo cienkich źródeł promieniowania  $\beta$  na przewodzącym podłożu z filmu zaponowego napyłonego złotem. Przy badaniach w obszarze małych energii promieni  $\beta$  jest rzeczą bardzo istotną, aby posługiwać się jak najcieńszymi źródłami celem uniknięcia zniekształcenia widma skutkiem pochłaniania w samym źródle i rozproszenia wstecznego. Poza tym ustalono zależność liczby ziaren w torze od energii elektronu w przedziale od 30 do 4,2 keV.

Włodzimierz Żuk uzyskał stopień doktora na podstawie pracy wykonanej w Zakładzie Fizyki Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie, pt. „Badania nad zjawiskami jonizacyjnymi w spektrometrze masowym“. Podajemy streszczenie:

W zbudowanym w Zakładzie Fizyki U. M. C. S. spektrometrze masowym gaz był jonizowany wiązką elektronów o określonej energii. Treścią pracy było ustalenie zależności istniejących między natężeniem strumienia elektronowego a ilością powstających jonów, ekstrahowanych poprzez odpowiednią szczelinę. Została w niej przeprowadzona szczegółowa dyskusja zależności działania spektrometru od warunków doświadczalnych. W zakończeniu pracy autor podał wyniki analizy masowej azotu i dwutlenku węgla.

Jan Olszewski uzyskał na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu stopień doktora na podstawie pracy „O rozpraszaniu elektrostatycznym neutronów“, której streszczenie podajemy:

W pracy zbadane zostało zjawisko rozproszenia powolnych neutronów pod małymi kątami. Zastosowana została metoda zaburzeń Dysona oraz metoda formalnej regularyzacji. Szczegółowo wykazano dla czego teoria pola niezregularyzowana doprowadzić może do fałszywych wyników. Pod tym względem badania autora stanowią ścisły odpowiednik badań Pauliego i Villarsa na temat dodatkowego momentu magnetycznego elektronu. Wartość potencjału oddziaływania neutronu z elektronem obliczona przez autora różni się od wartości znalezionej poprzednio przez Case'a oraz Borowitza i Cohna. Różnica pochodzi stąd, że poprzedni autorowie przeoczyli część efektu pochodzącą od oddziaływania z dipolem elektrycznym poruszającego się neutronu. Ta dipolowa część efektu nie znika nawet w granicy nieskończenie powolnych neutronów, lecz daje około  $\frac{3}{4}$  całego efektu.

Asystentka Zakładu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego, Halina Pidek (obecnie adiunkt Państwowego Instytutu Matematycznego), uzyskała stopień doktorski z zakresu matematyki na podstawie pracy: „O możliwości algebraizacji obiektów geometrycznych klasy zero“.

Stopnie doktorskie z zakresu fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim uzyskali:

Jerzy Gierula — na podstawie pracy: „Rozkład kierunkowy koincydencji komptonowskich“ wykonanej w Zakładzie Fizyki II Akademii Górniczo-hutniczej

Leopold Jurkiewicz — na podstawie pracy: „Widmo składowej elektronowej promieniowania kosmicznego na poziomie laboratorium“ wykonanej w Zakładzie Fizyki II Akademii Górniczo-hutniczej.

Jerzy Massalski — na podstawie pracy: „Lokalne promieniowanie gamma w pomiarach promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach“ wykonanej w Zakładzie Fizyki II Akademii Górniczo-hutniczej.

Streszczenie pracy dra Massalskiego, dotychczas nie opublikowanej, podajemy poniżej:

W pomiarach promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach Barnothy i Forro podają fakt istnienia dużego nadmiaru koincydencji podwójnych nad potrójnymi dla tego samego teleskopu licznikowego. Przeprowadzono dyskusję pomiaru Barnothy i Forro oraz poprzedniej pracy Miesowicza, Jurkiewicza i Massalskiego, nadto wykonano nowe pomiary, z których wynika, że zjawisko tłumaczy się koincydencjami, pochodzącymi od fotonów gamma z promieniotwórczych domieszek otoczenia.

Włodzimierz Mościcki uzyskał na Uniwersytecie Poznańskim stopień doktora na podstawie pracy „O pomiarze koncentracji izotopu  $C^{14}$  w węglu pochodzenia organicznego“, której streszczenie podajemy poniżej:

Zbudowano aparaturę do pomiaru natężenia promieniowania  $C^{14}$ . Badaną próbkę spala się, oczyszczony  $CO_2$  wprowadza się z domieszką  $CS_2$  do licznika pomiarowego pod ciśnieniem ok.  $\frac{1}{2}$  atmosfery. Napięcie pracy licznika (rzędu 4000 V) utrzymuje specjalnie do tego zaprojektowany stabilizator typu rsD. Redukcję tła uzyskuje się: 1) przez otoczenie licznika ok 15 cm Pb i 2) przez osłonę liczników antykoincydencyjnych. Opracowano metodę eliminacji fluktuacji tła oraz ewentualnych błędnych notowań, wynikających z wahań napięć zasilających, zapewniającą ciągłość pracy licznika. Notowane są impulsy: 1) osłony ( $N$ ), 2) licznika pomiarowego ( $L$ ), 3) układu antykoincydencyjnego ( $U$ ). Kontrolę poprawnej pracy aparatury stanowią notowania: 1) stosunku  $k = \frac{N}{L}$ .

2) wielkości

$$L_s = \frac{U - (1 - Nt)(1 - c)L}{(1 - Nt)c}$$

( $c$  — stała aparaturowa,  $t$  — stała czasowa multiwibratora antykoincydencyjnego). Akceptuje się serie niekontrolowanych pomiarów, dla których w granicach fluktuacji statystycznych  $k = \text{const}$  i  $L = \text{const}$ . Efekt daje różnica  $L_s - L_{s0}$  o maksymalnej wartości rzędu 2 imp/min ( $L_{s0}$  — otrzymane dla próbek nie zawierających domieszek  $C^{14}$  w obecnych warunkach pracy aparatury wynosi ok. 9,5 imp/min).

Metoda daje wyniki obarczone błędem statystycznym 10% w ciągu 20 godzin pracy aparatury. W stosunku do metody

posługującej się węglem stałym metoda posiada zalety: a) redukcja niezbędnych manipulacji chemicznych, b) natychmiastowa wymiennność próbki, c) większa czułość, d) mniejsza (o czynnik rzędu 20) masa próbek niezbędnej do dokonania pomiaru, e) redukcja błędów pomiarowych, f) ciągłość pracy aparatury. Wadami metody są: a) mniejsza o czynnik rzędu 3—5 wartość masy efektywnej wprowadzonej do licznika, b) czasokres potrzebny do uzyskania wyników o tym samym błędzie statystycznym dłuższy o czynnik rzędu 5, c) konieczność wyznaczenia i kontroli stałej aparaturowej c wymagająca jednorazowo ok. 200 godzin pracy aparatury przy uruchamianiu.

#### Wykłady monograficzne — Konwersatoria — Seminarium specjalne

Poza zajęciami objętymi programem studiów prowadzone są na wyższych uczelniach wykłady monograficzne oraz konwersatoria na wyższym poziomie.

Na Uniwersytecie Warszawskim prof. A. Sołtan, prof. J. Pniewski i doc. M. Günther wspólnie wykładają fizykę jądra atomowego.

Prof. L. Sosnowski prowadzi wykład na temat wybranych zagadnień z fizyki mikrofal.

Prócz wykładów odbywają się liczne zebrania dyskusyjne typu konwersatoryjnego. Na pierwszym miejscu należy wymienić konwersatorium fizyki doświadczalnej prowadzone przez prof. Pieńkowskiego. W konwersatorium tym uczestniczą profesorowie fizyki doświadczalnej i teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, Politechniki Warszawskiej, Wyższej Szkoły Pedagogicznej, Szkoły Głównej Gospodarstwa Wiejskiego oraz profesorowie geofizyki i chemii. Często biorą udział również profesorowie z innych ośrodków.

Poza tym prowadzone są konwersatoria na następujące tematy:

— na Uniwersytecie

a) konwersatorium fizyki teoretycznej (prof. C. Białobrzęski, prof. L. Infeld, prof. W. Rubinowicz). Oprócz zebrań, na których omawiane są prace z literatury i własne, odbywają się co pewien czas „zebrania robocze“ poświę-

czone dyskusowaniu prac własnych jeszcze nieukończonych względnie projektowanych;

b) konwersatorium z teorii grup (prof. Infeld, prof. Mostowski, prof. W. Rubinowicz) — odbywa się w Państwowym Instytucie Matematycznym;

c) konwersatorium optyki molekularnej i atomowej — w szczególności z fotoluminescencji i zjawiska Ramana — (prof. S. Pieńkowski);

d) konwersatorium z promieniotwórczości utworów naturalnych (prof. S. Pieńkowski);

e) konwersatorium z fizyki jądra atomowego (prof. A. Sołtan) poświęcone referowaniu prac z bieżącej literatury i dyskusowaniu zagadnień związanych z pracami własnymi;

f) konwersatorium z fizyki ciała stałego — w szczególności półprzewodników — (prof. L. Sosnowski);

— na Politechnice

g) konwersatorium z fizyki elektronowej (prof. W. Majewski).

Na Uniwersytecie Jagiellońskim prowadzone są wykłady:

a) Ogólna teoria względności (prof. J. Weyssenhoff);

b) Teoria grup w mechanice kwantowej (prof. J. Weyssenhoff);

c) Widma drobinowe (prof. H. Niewodniczański);  
konwersatoria:

a) konwersatorium z kwantowej teorii pól (prof. J. Weyssenhoff).

W Akademii Górniczo-hutniczej prowadzone są konwersatoria:

b) konwersatorium na temat liczników G. M. i tematy pokrewne (prof. M. Jeżewski);

c) konwersatorium z prac związanych tematycznie z pracami Zakładu Fizyki II Akademii Górniczo-hutniczej (prof. M. Mięśowicz).

Na Uniwersytecie Poznańskim prowadzone są wykłady:

a) Dynamika siatki krystalicznej (doc. M. Kwiek);



b) Akustyka eksperymentalna (doc. M. Kwiek);

c) Elektrodynamika relatywistyczna (doc. M. Kwiek);

d) Promieniowanie kosmiczne (dr W. Mościcki);

e) Fizyka ciała stałego (prof. S. Loria);  
konwersatoria:

a) konwersatorium fizyki ogólnej (prof. S. Loria i prof. S. Szczeniowski);

b) konwersatorium grupy akustycznej (doc. M. Kwiek);

c) konwersatorium grupy promieniowania kosmicznego (dr W. Mościcki).

Na Uniwersytecie Wrocławskim prowadzone są wykłady:

a) Teoria ciała stałego (prof. R. S. Ingarden);

b) Statystyki kwantowe (mgr J. Łopuszański);  
konwersatoria:

a) konwersatorium z fizyki wykładów w gazach i zjawisk pokrewnych (prof. J. Nikliborc);

b) konwersatorium z fizyki jądrowej i promieniowania kosmicznego (prof. J. Wesołowski);

c) konwersatorium z teorii ciała stałego (prof. R. S. Ingarden);

d) Przegląd publikacji bieżących (prowadzony wspólnie przez wszystkich profesorów fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego).

Na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu prowadzone są wykłady:

a) wybrane rozdziały z fizyki molekularnej — w szczególności z fotoluminescencji — (prof. A. Jabłoński);  
konwersatoria:

a) kolokwium fizyczne (prof. A. Jabłoński, prof. J. Rayski, prof. J. Rzewuski) — omawiane są prace własne i obce;

b) konwersatorium z fizyki teoretycznej (prof. J. Rayski, prof. J. Rzewuski) — poświęcone głównie zagadnieniom teorii pola.

Na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie prowadzone jest konwersatorium fizyczne (prof. S. Zie-

mecki) — na którym omawiane są prace z literatury bieżącej. Niektóre zebrania poświęcone są dyskusowaniu zagadnień dydaktyki fizyki.

Na Politechnice Gdańskiej prowadzone są:

— wykłady:

a) Izotopy promieniotwórcze i ich zastosowanie w naukach przyrodniczych, technice i medycynie (prof. I. Adamczewski);

b) Mikrofałe i spektroskopia mikrofalowa (prof. A. Piekara);

c) Statystyki fizyczne (mgr J. Seidler);  
konwersatoria:

a) konwersatorium z fizyki współczesnej (prof. I. Adamczewski i prof. A. Piekara);

b) konwersatorium z fizyki jądrowej i promieniowania kosmicznego (prof. I. Adamczewski).

#### Zagraniczni uczeni w Warszawie

W styczniu ub. r. bawił w Warszawie krystalograf francuski, prof. Jacques Nicole, który na zaproszenie Wydziału Matematyczno-fizyczno-chemicznego wygłosił w wielkiej sali wykładowej Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego wykład o znaczeniu symetrii, w szczególności w chemii strukturalnej i biochemii.

Na posiedzeniu Oddziału Warszawskiego PTF prof. Nicole nakreślił sylwetkę niedawno zmarłego wielkiego uczonego francuskiego Paul Langevin.

W dniach od 28 listopada do 1 grudnia ub. r. był w Warszawie fizyk węgierski prof. L. Janossy, znakomity specjalista w dziedzinie promieniowania kosmicznego.

Prof. Janossy wziął udział w konwersatoriach z fizyki doświadczalnej i teoretycznej. Na konwersatorium fizyki doświadczalnej zreferował swoje wyniki w zakresie statystyki prądów w fotomnożniku elektronowym. Na trzech posiedzeniach konwersatorium fizyki teoretycz-

nej przedstawiał swoje pomysły i rozważania w dziedzinie fizyki relatywistycznej i kwantowej wyrażając życzenie krytycznego przedyskutowania ich z uczonymi polskimi. Po referatach prof. Janossy'ego wywiązała się bardzo żywa dyskusja, w której uczestniczyli przede wszystkim prof. L. Infeld, prof. W. Rubinowicz, dr M. Günther i prof. L. Sosnowski.

### Prace opublikowane i w publikacji

W r. 1951 opublikowano następujące prace:

M. Danysz i Z. Wilhelmi: A Method of Determining the Efficiency of Ra-Be Neutron Sources. Acta Phys. Polonica XI, 1.

O. Daszkiewicz: Nowy typ generatora impulsów prostokątnych. Acta Phys. Polonica X, 247.

K. Dybowski: Płytką miedziana dwustronnie pokryta tlenkiem miedziowym jako element prostowniczy. Przegląd Telekomunikacyjny nr 4, s. 115.

J. Gierula: Koincydencje w licznikach G. M. wywołane pojedynczymi fotonami gamma. Acta Phys. Polonica X 229.

J. Gierula: Rozkład kierunkowy koincydencji comptonowskich. Acta Phys. Polonica XI 36. Praca doktorska.

K. Gostkowski: Prosta metoda oznaczania porowatości ciał. Hutnik, rocznik XVIII.

J. Grabowski: Pewne zagadnienia obróbki termicznej końcowej elementów kuprytowych. Przegląd Telekom., nr 3, s. 91.

W. Hanusowa: Oscylator torsyjny. Acta Phys. Polonica X, 173.

A. Hryniewicz: O rozkładzie kątowym par elektronowych wytworzonych w ołowiu przez promienie gamma  $\text{ThC}''$ . Acta Phys. Polonica X, 251.

A. Hryniewicz: O absorpcji w aluminium par elektronowych wytworzonych w ołowiu  $\text{ThC}''$ . Acta Phys. Polonica XI, 15.

J. Hubicki, L. Jurkiewicz, Z. Wierzbicka: Pomiary promienionowania gamma i beta próbek wiertniczych. Prace Głównego Instytutu Naftowego nr 4, 11.

L. Infeld: Nowa teoria Einsteina a równania ruchu. Acta Phys. Polonica, X.

A. Jabłoński: Fundamental Polarization of Photoluminescence and Torsional Vibrations of Molecules. Acta Phys. Polonica X, 193.

J. Janik: Wyznaczanie widma absorpcji selektywnej powolnych neutronów w arsenie i selenie. Acta Phys. Polonica X, 261.

M. Jeżewski, L. Szklarski, Z. Kawecki: New improvements of magnetic wire ropes testing method. (Prace Komisji Nauk Technicznych PAU).

M. Kwiek: Sur la réduction des spectres acoustiques: Bull. de la Soc. des Amis des Sciences et des Lettres de Poznań. Série B.

J. Łopuszański: Solution of Thomas Fermi Equation for Molecules with Axial Symmetry. Acta Phys. Polonica X, 213.

W. Majewski: Otrzymywanie prostych elementów kuprytowych  $\text{Cu-Cu}_2\text{O}$  (komunikat wstępny Przegląd Telekom., nr 3, s. 85).

B. Makiej: Rozwidlona prowadnica światła do liczenia koincydencyjnego scyntytacji wywołanych przez cząstki alfa. Jour. Sc. Instr. 28, 188.

B. Makiej — Obliczenie masy mezonu na podstawie elektrodynamicznego modelu cząstki. Acta Phys. Polonica XI, 87.

M. Mięśowicz, L. Jurkiewicz, A. Mikucki: Aparatura do profilowania gamma w odwiertach naftowych z rejestracją ciągłą. Prace Głównego Instytutu Naftowego nr 4, 3.

K. Ostrowski: Zależność wydajności licznika G. M. od ciśnienia argonu dla rentgenowskiej linii K alfa żelaza. Acta Phys. Polonica XI, 81.

J. Rayski: Non-Linear Effects in Quantum Field Theory I. Acta Phys. Polonica X.

J. Rayski i B. Średniawa: Non-Linear Effects in Quantum Field Theories II. Acta Phys. Polonica X.

J. Rayski: Non-Local Quantum Electrodynamics. List do Acta Phys. Polonica.

J. Rayski: Remarks on Non-Local Electrodynamics. Proc. Roy. Soc.

J. Rayski: On Field Theories with Non-Localizable Interaction. Acta Phys. Polonica i Phil. Mag.

J. Rayski, J. Rzewuski: On a System of Fields Free of Divergences of the Mass-Renormalization Type. Acta Phys. Polonica, X.

A. Rojecki i E. Stenz: Materiały do polskiej terminologii oceanograficznej. Technika i Gospodarka Morska I/VI, nr 4/10.

J. Rzewuski: The Self-Energy of Scalar Mesons in Interaction with Nuclei. Acta Phys. Polonica X, 141.

J. Rzewuski: On the Interaction of Particles in the Feynman Theory. Acta Phys. Polonica (streszczenie) i Stud. Soc. Sc. Thorunensis III, 1.

J. Rzewuski: Statistical Interpretation of the Klein Gordon Equation. Acta Phys. Polonica XI, 1.

J. Rzewuski: Field Theories without Divergences. Acta Phys. Polonica XI.

E. Stenz: O domniemanej zależności wstrząsów górniczych od zmian ciśnienia atmosferycznego. Biuletyn I Śląskiej Stacji Geofizycznej w Raciborzu wyd. 1951.

E. Stenz: Kilka spostrzeżeń nad promieniowaniem nadfioletowym w Afganistanie — Some Observations on Ultraviolet Radiation in Afghanistan. Przegląd Meteor. i Hydrol. 1950/51.

E. Stenz i Z. Mikulski: Pomiary przenikalności promieniowania w jeziorach i ich zastosowanie. Gospodarka Wodna XI, nr 12.

M. Suffczyński: Zależność wydajności liczników G. M. na promienie gam-

ma od grubości ścianki. Acta Phys. Polonica X, 270.

J. Weyssenhoff: Relativistical Invariant Homogenous Canonical Formalism with Higher Derivatives. Acta Phys. Polonica XI, 1.

W druku znajdują się następujące prace:

A. Bajer i A. Hrynkiewicz: Uwagi o energii ruchu chromozomów w anafazie. W druku w Acta Societatis Botanicorum Poloniae — komunikat wstępny referowany był na XIII Zjeździe Fizyków Polskich. Postępy Fizyki II, 171.

Z. Galasiewicz: Wpływ naprężeń wewnętrznych w dielektryku na polaryzację światła odbitego. W druku w Acta Phys. Polonica — komunikat wstępny był referowany na XIII Zjeździe Fizyków Polskich, Postępy Fizyki II, 174.

R. S. Ingarden, J. G. Mikusiński: Ziarnistość obrazów fotograficznych (w druku). Prace Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego.

R. S. Ingarden: Nieliniowa elektrodynamika kwantowa (praca ukaże się w Acta Phys. Polonica).

J. Janik: O wpływie dysocjacji elektrolitycznej i hydratacji molekuł kwasu siarkowego na rozpraszanie powolnych neutronów (w druku) — Acta Phys. Polonica.

R. Mierzecki: Badania nad zasięgiem świecenia par metali w iskrze (pierwsze wyniki referowane były na XIII Zjeździe Fizyków Polskich — Postępy Fizyki II, 160; praca jest w druku w Biuletynie PAU).

S. Pieńkowski, E. Kirszenstein: Ocena stopnia promieniotwórczości Meteorytu Łowickiego.

Streszczenie: badano przy pomocy klisz jądrowych stopień promieniotwórczości Meteorytu Łowickiego. Stężenie ciał promieniotwórczych obliczono metodą opartą na wzorach I. Joliot-Curie (praca jest w druku w Biuletynie PAU).

R. Teisseyre: Metody oporu pozornego i normalnego stosunku napięć w

geoelektrycznych pracach poszukiwawczych (praca oddana do publikacji w Biul. PIG).

**B. T w a r o w s k a:** Szczególna gwiazda kosmiczna w emulsji fotograficznej.

**Streszczenie:** W emulsji fotograficznej C2 wywołanej po upływie około 3 miesięcy od wyprodukowania i w międzyczasie trzymanej poniżej poziomu 125 m nad poziomem morza znaleziono gwiazdę kosmiczną pięcioramienną. Obserwacja i pomiary torów wskazały, że zaszła reakcja

$$O_8^{16} + n_0^1 = 3\alpha + 2p + 5n,$$

przy czym neutron, który wywołał reakcję, posiadał energię kinetyczną około 110 MeV. (Praca jest w druku w Biuletynie PAU)

W r. 1951 ukazały się skrypty:

Prof. L. Infeld: Elektrodynamika i optyka (opracowany przez mgra Suffczyńskiego i mgra Werle).

I. Postępska, F. Kumaszką, M. Konopacki: Ćwiczenia praktyczne z fizyki.

B. Matuła, F. Kumaszką, E. Młynarczyk: Zbiór podstawowych ćwiczeń laboratoryjnych z fizyki lekarskiej.

Prof. S. Szczeniowski: Fizyka doświadczalna, Cz. IV — Optyka.

Doc. M. Kwiek: Elektryczność i magnetyzm, Cz. I.

### Słownictwo fizyczne

Zważywszy wielkie znaczenie ustalenia poprawnej, jednolitej i jasnej polskiej terminologii pojęć fizycznych Redakcja Postępów Fizyki zwraca się do Czytelników z usilną prośbą o czynną współpracę z Komisją Terminów Oznaczeń i Jednostek PTF.

Chodzi tu zarówno o nadsyłanie pod adresem Redakcji Postępów uwag na temat już ogłoszonych zaleceń Komisji, jak i o propozycje dotyczące nazw polskich, których dotąd brak w fizyce lub niejednoznacznie ustalonych.

W szczególności Redakcja prosi o sugestie terminów polskich na:

emitter (w teorii półprzewodników),

scaler (możliwie krótszy niż „obwód liczący“),

photomultiplier (fotomnożnik? fotopowielacz?),

isotopic tracer (śladownik, wskaźnik izotopowy?).

Również ważne jest zwracanie przez Czytelników uwagi Redakcji na pojęcia, zwłaszcza nowowprowadzane w ewolucji rozwojowej fizyki, na które nie ma jeszcze dobrych polskich terminów.

## Spis treści

1. <i>Od Polskiego Towarzystwa Fizycznego</i> . . . . .	3
2. <i>Wojciech Rubinowicz</i> — Promieniowanie multipolowe gamma a wyznaczanie spinów jądrowych . . . . .	5
3. <i>Arkadiusz Piekara</i> — Spektroskopia mikrofalowa . . . . .	25
4. <i>Włodzimierz Zonn</i> — O astronomii radiowej . . . . .	59
5. <i>Zbigniew Kopeć</i> — Warstwowa trioda krystaliczna (tranzystor)	84
6. <i>Andrzej Hrynkiewicz</i> — O nowych pomiarach prędkości światła	103
7. Kronika . . . . .	113

# PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Warszawa, Asfaltowa 11

## **ACTA MICROBIOLOGICA POLONICA** (kwartalnik)

Czasopismo poświęcone zagadnieniom mikrobiologii teoretycznej, rolniczej i przemysłowej. Zamieszcza prace oryginalne oraz referaty przeglądowe. Umożliwia pracownikom naukowym i laboratoryjnym ogłaszanie wyników własnych. Ułatwia wymianę doświadczeń i osiągnięć naukowych krajowych oraz zagranicznych w dziedzinie mikrobiologii.

*Cena zeszytu: zł 6.—*

*Prenumerata półroczna (od 1. VII. 1952): zł 12.—*

## **GEODEZJA I KARTOGRAFIA** (kwartalnik)

Czasopismo publikujące prace naukowe z zakresu geodezji i kartografii. Bazę tematyczną czasopisma stanowią prace geodezyjne instytutów i zakładów naukowych wyższych uczelni technicznych oraz Geodezyjnego Instytutu Naukowo-Badawczego Gł. U. P. K. Czasopismo uwzględnia wymianę myśli naukowej w zakresie zbieżnych zagadnień z geologią, geofizyką i geografiami.

*Cena zeszytu: zł 5.—*

*Prenumerata półroczna (od 1. VII. 1952): zł 10.—*

## **MYŚL FILOZOFICZNA** (kwartalnik)

Czasopismo poświęcone zagadnieniom materializmu dialektycznego i historycznego, historii filozofii, postępowym tradycjom polskiej myśli filozoficzno-społecznej, filozofii przyrodoznawstwa, logice, etyce, estetyce oraz innym dziedzinom filozofii. Stoi na stanowisku konsekwentnego materializmu i stawia sobie za cel walkę z wszelkimi kierunkami reakcyjnej, idealistycznej filozofii i socjologii burżuazyjnej. Dąży do upowszechnienia filozofii marksistowsko-leninowskiej w najszerszych kręgach pracowników naukowych i działaczy społecznych wszystkich dziedzin.

*Cena zeszytu: zł 10.—*

*Prenumerata półroczna (od 1. VII. 1952): zł 20.—*

## **PRZEGLĄD GEOGRAFICZNY** (kwartalnik)

Czasopismo zawierające oryginalne artykuły naukowe ze wszystkich ośrodków geograficznych w Polsce z zakresu geografii fizycznej i ekonomicznej. Podaje kronikę ruchu geograficznego w Polsce i na świecie.

*Cena zeszytu: zł 5.—*

*Prenumerata półroczna (od 1. VII. 1952): zł 10.—*

## **ŻYCIE NAUKI** (miesięcznik)

Czasopismo dostarczające światu naukowemu gruntownych informacji o całości prac badawczych PAN, wyższych uczelni, poszczególnych instytutów, instytucji i placówek naukowych. Poświęca wiele uwagi zagadnieniom dydaktyki i organizacji szkół wyższych, jak również życiu społeczno-organizacyjnemu pracowników nauki. Uwzględnia problemowe zagadnienia teoretyczne, wskazuje kierunkowe rozwiązania w ramach poszczególnych dyscyplin, łączy je z praktyką dydaktyczną wyższych uczelni.

*Cena zeszytu: zł 7.—*

*Prenumerata półroczna (od 1. VII. 1952): zł 28.—*

Do nabycia w księgarniach

**DOMU KSIĄŻKI**

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

---

## Zarząd

Przewodniczący	— Prof. Dr WOJCIECH RUBINOWICZ
Wiceprzewodniczący	— Prof. Dr STEFAN PIENKOWSKI
Sekretarz	— Dr WŁODZIMIERZ SCISŁOWSKI
Bibliotekarz	— Prof. Dr TEODOR KOPCEWICZ
Skarbnik	— Prof. Dr ANDRZEJ SOŁTAN
Redaktorzy	— Prof. Dr STEFAN PIENKOWSKI Prof. Dr SZCZEPAN SZCZENIOWSKI Prof. Dr JAN WEYSSENHOFF

## Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Gdańsk	— Prof. Dr ARKADIUSZ PIEKARA
Gliwice	— Prof. Dr MARIAN PUCHALIK
Kraków	— Prof. Dr MARIAN MIĘSOWICZ
Lublin	— Prof. Dr STANISŁAW ZIEMECKI
Łódź	— Prof. Dr STANISŁAW SACHS
Poznań	— Prof. Dr STANISŁAW LORIA
Toruń	— Prof. Dr JAN RZEWUSKI
Warszawa	— Prof. Dr LEONARD SOSNOWSKI
Wrocław	— Prof. Dr JAN WESOŁOWSKI